

Tesis de Posgrado

El espectro normal del cinc y el corrimiento isotópico en el cadmio

Contreras, Rubén Horacio

1969

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias
Físicas 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:

Contreras, Rubén Horacio. (1969). El espectro normal del cinc y el corrimiento isotópico en el cadmio. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1341_Contreras.pdf

Cita tipo Chicago:

Contreras, Rubén Horacio. "El espectro normal del cinc y el corrimiento isotópico en el cadmio". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1969.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1341_Contreras.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

Universidad Nacional de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

E L
E S P E C T R O N O R M A L
D E L C I N C
Y
E L C O R R I M I E N T O
I S O T O P I C O E N E L
C A D M I O

- x -

Tesis
presentada para optar al
título de Doctor en Física

- o -

por
Rubén Horacio Contreras

-

R E S U M E N
- x - + - x -

1341

Director: Dr. José F. Westerkamp

Año: 1969

oOo

El Espectro Normal del Cinc

Se midieron 45 líneas del espectro normal del cinc neutro, en la región comprendida entre 3.000 y 25.000 Å. Al cinc se lo excitó usando una lámpara de cátodo hueco. Las líneas cuyas longitudes de onda están comprendidas entre 3018 y 11.261 Å se midieron usando un espectrógrafo con montaje tipo Czerny-Turner, de 5,5 m, registrándose los espectros en placas fotográficas marca Kodak, con distintos tipos de emulsiones. El elemento dispersivo usado en ese espectrógrafo, es una red de difracción de 600 líneas/mm, con "blaze" en la región de 25.000 Å en primer orden. Para la zona comprendida entre 13.053 y 24.375 Å se usó un espectrógrafo con montaje tipo Pfund, con detector de sulfuro de plomo. En el mismo, se usaron tres redes de difracción distintas, en forma tal que en todos los casos, las líneas a medirse estuvieran comprendidas en la región de "blaze". Las longitudes de onda se calcularon usando una escala de números de ondas, producida por un interferómetro de Dabry-Perot. Para mantener la descarga en la lámpara de cátodo hueco se usaron distintos gases inertes a presiones que no excedieran de 2 mm de Hg para el caso del neón, y que no pasaran de 0,5 mm Hg para los gases más pesados. En algunos casos la excitación simultánea de esos gases y el cinc, produjo serios problemas, especialmente cuando se trataba de líneas infra-rojas no muy intensas.

En la primer columna de la tabla I se muestran los resultados obtenidos. En la segunda columna, se presentan valores que fueran publicados anteriormente por otros autores. En la columna 3 se leen los correspondientes números de ondas

Tabla I

Líneas Observadas - Zn I

λ observada, Este trabajo	λ (en aire) previos	σ cm ⁻¹ observ.	Calc.	Combinación
2.670,	,530 HBB	37.434,622	,607	$4^3P_0 - 7^3S_1$
2.684,	,161 HBB	37.244,528	,536	$4^3P_1 - 7^3S_1$
2.712,	,488 HBB	36.855,599	,605	$4^3P_2 - 7^3S_1$
3.018,355	,352 HBB	33.120,982	,983	$4^3P_0 - 6^3S_1$
3.035,777	,781 HBB	32.930,912	,912	$4^3P_1 - 6^3S_1$
3.072,061	,062 HBB	32.541,981	,981	$4^3P_2 - 6^3S_1$
3.075,895	,901 HBB	32.501,421	,P	$4^1S_0 - 4^3P_1$
3.282,328	,333 HBB	30.457,406	,406	$4^3P_0 - 4^3D_1$
3.302,584	,588 HBB	30.270,605	,608	$4^3P_1 - 4^3D_2$
3.302,941	,941 HBB	30.267,335	,335	$4^3P_1 - 4^3D_1$
3.345,015	,020 HBB	29.886,640	,641	$4^3P_2 - 4^3D_3$
3.345,570	,572 HBB	29.881,683	,677	$4^3P_2 - 4^3D_2$
3.345,936	,934 HBB	29.878,413	,404	$4^3P_2 - 4^3D_1$
3.799,	,002 HBB	26.315,232	S	$4^1P_1 - 9^1S_0$
3.883,	,340 HBB	25.743,733	D	$4^1P_1 - 7^1D_2$
3.965,	,432 HBB	25.210,801	S	$4^1P_1 - 8^1S_0$
4.113,	,210 HBB	24.305,055	D	$4^1P_1 - 6^1D_2$
4.292,885	,885 HBB	23.287,807	,807	$4^3P_1 - 5^1S_0$
4.298,329	,327 HBB	23.258,312	,S	$4^1P_1 - 7^1S_0$

4.629,	,814 HBB	21.593,093	D	$4^1P_1 - 5^1D_2$
4.680,135	,138 HBB	21.360,926	,930	$4^3P_0 - 5^3S_1$
4.722,153	,159 HBB	21.170,859	,859	$4^3P_1 - 5^3S_1$
4.810,530	,534 HBB	20.781,923	,928	$4^3P_2 - 5^3S_1$
5.068,	,655 HBB	19.723,602	P	$5^3S_1 - 9^3P_2$
5.069,	,577 HBB	19.720,015	P	$5^3S_1 - 9^3P_1$
5.181,980	,995 HBB	19.292,270	S	$4^1P_1 - 6^1S_0$
5.308,	,648 HBB	18.831,950	P	$5^3S_1 - 8^3P_2$
5.310,	,241 HBB	18.826,299	P	$5^3S_1 - 8^3P_1$
5.311,	,02 HBB	18.823,54	P	$5^3S_1 - 8^3P_0$
5.772,	,102 HBB	17.319,908	P	$5^3S_1 - 7^3P_2$
5.775,	,501 HBB	17.309,716	P	$5^3S_1 - 7^3P_1$
5.777,	,112 HBB	17.304,888	P	$5^3S_1 - 7^3P_0$
6.237,897	,891 HBB	16.026,612	,616	$4^1P_1 - 4^3D_2$
6.239,169	,182 HBB	16.023,343	,343	$4^1P_1 - 4^3D_1$
6.362,340	,347 HBB	15.713,144	D	$4^1P_1 - 4^1D_2$
6.479,184	,155 HBB	15.429,788	P	$5^1S_0 - 7^1P_1$
6.928,	,319 HBB	14.429,531	P	$5^3S_1 - 6^3P_2$
6.938,	,472 HBB	14.408,421	P	$5^3S_1 - 6^3P_1$
6.943,	,202 HBB	14.398,605	P	$5^3S_1 - 6^3P_0$
7.799,	,365 HBB	12.818,030	P	$5^1S_0 - 6^1P_1$
10.033,102	,	9.964,276	,271	$5^3P_0 - 6^3D_1$

10.059,062	,5 S	9.938,560	,563	$5^3P_1 - 6^3D_2$
10.059,920		9.937,713	,720	$5^3P_1 - 6^3D_1$
10.115,202	10.115	9.883,401	D	$5^3P_2 - 6^3D_3$
10.116,505		9.882,131	,127	$5^3P_2 - 6^3D_2$
11.054,249	,35 F ^{KK}	9.043.818	,815	$4^1P_1 - 5^1S_0$
11.261,234	0,5; 1,3 S	8.877,593	F	$4^1D_2 - 5^1F_3$
13.053,63	,65 F ^{KK}	7.658,610	,611	$5^3S_1 - 5^3P_2$
13.150,59	,57 F ^{KK}	7.602,142	,175	$5^3S_1 - 5^3P_1$
13.196,61	,20 S	7.575,632	,624	$5^3S_1 - 5^3P_0$
13.636,48		7.331,266	,284	$5^3P_0 - 5^3D_1$
13.683,14	1,5 S	7.306,266	,279	$5^3P_1 - 5^3D_2$
13.685,98		7.304,750	,733	$5^3P_1 - 5^3D_1$
13.785,09		7.252,231	D	$5^3P_2 - 5^3D_3$
13.789,61		7.249,855	,843	$5^3P_2 - 5^3D_2$
13.792,4		7.248,39	,297	$5^3P_2 - 5^3D_1$
14.038,70	,69 F ^{KK}	7.121,220	P	$5^1S_0 - 5^1P_1$
15.680,29	80,4 S	6.376,439	F	$4^1D_2 - 4^1F_3$
15.681,3		6.375,27		$4^1D_2 - 4^3F_{2,3}$
16.483,45	,7 S	6.065,034	F	$4^3D_1 - 4^3F_2$
16.491,98	,9 S	6.061,897	F	$4^3D_2 - 4^3F_3$
16.505,23	,6 S	6.057,031	F	$4^3D_3 - 4^3F_4$
23.891,62	92,0 S	4.184,426	429	$5^3P_0 - 6^3S_1$
24.044,16	45,3 S	4.157,880	,878	$5^3P_1 - 6^3S_1$
24.375,02	,6	4.101,442	,442	$5^3P_2 - 6^3S_1$

reducidos al vacío. Como los resultados aquí obtenidos no difieren en forma notable de los valores que Hetzler, Boreman y Burns presentaron antes, cuando no se tenían nuevas observaciones se usaron las de esos autores, calculando los números de ondas por medio de la fórmula de Edlén para la dispersión del aire. Esta fórmula aún no se conocía cuando Hetzler, Boreman y Burns publicaron su trabajo. En la columna 4 de esa tabla, se muestran los números de ondas calculados a partir de los niveles de energía hallados en el presente trabajo. Una letra en vez del número de ondas, indica que alguno de los niveles que intervienen en esa transición, se obtuvo tan solo, a partir de esa línea. El nivel queda identificado por la letra que allí figura.

En general los resultados expuestos en la tabla I son promedios de cuatro o cinco mediciones independientes. Se estima que la precisión es de $0,02 \text{ cm}^{-1}$ para los números de onda medidos por medio del espectrógrafo de Pfund, y de $0,01 \text{ cm}^{-1}$ para los medidos usando el espectrógrafo de Czerny-Turner.

Dos de las líneas que figuran en la primer columna, tan solo se dan con una cifra decimal, pues fue posible observarlas en varias ocasiones, pero se trata de líneas demasiado débiles como para medirlas con mayor precisión. Una de ellas, la de $\lambda = 15.681 \text{ A}$, apareció como una línea satélite no muy bien resuelta, al lado de la de 15.680 A ($4^1D_2 - 4^1F_3$). Se la identificó como si fuera la transición $4^1D_2 - 4^3F_3$, con lo que se obtuvo una importante prueba de la separación que existe entre los niveles 1F y 3F .

No se dan las intensidades relativas porque las transiciones medidas abarcan una región muy amplia del espectro. La respuesta de los espectrógrafos varía considerablemente de una región a otra, ya sea por falta de linealidad en el sistema de detección, o por abarcar distintas zonas de los "blaze" de las redes de difracción. Sin embargo, cuando se observaron multipletes se pudo constatar que obedecen en forma razonablemente buena a las reglas de intensidad del acoplamiento L-S.

Con los números de ondas de la tabla I, se obtuvieron nuevos valores para 16 niveles singuletes y 32 tripletes. Todos ellos pertenecen al sistema normal, y se calcularon a partir de la distancia que los separa al nivel 4^3P_1 . La conexión de éste con el fundamental, se obtuvo midiendo la transición $4^1S_0 - 4^3P_1$, cuya longitud de onda es de 3075,895 Å.

Se observa que el desdoblamiento del nivel $4F$ presenta una secuencia normal, aunque no puede asegurarse que se cumpla la regla de los intervalos, característica de la aproximación L-S.

A partir de los niveles de energía se calcularon las longitudes de onda de las líneas resonantes. Como la precisión de las mismas se estima en 0,001 Å, se pueden usar de referencia en la zona espectral de Schumann.

Se calcularon los parámetros del desarrollo de Ritz

del defecto cuántico en potencias de los términos reducidos $t = 1/n^{\chi^2}$, para las series n^1S_0 , n^3P_1 y n^3P_2 . En esa forma, se pudo determinar el valor de $E_L = 75.768,10 \text{ cm}^{-1}$ para el límite de las energías del espectro normal. Al graficar el defecto cuántico en función de los términos energéticos, se observa que, mientras que la mayoría de las series siguen una tendencia análoga a la de la fórmula de Ritz, la serie n^1D_2 presenta un comportamiento anómalo. Se supone que el mismo está producido por la interacción entre los términos de la serie n^1D_2 y el nivel $4p^2 \text{ } ^1D_2$.

Bibliografía que se cita en la tabla I:

- 1) FKK : Fishel, R. A., Knopf, W. C. y Kinney, F. E., *Astrophys. J.* 130, 683, (1959)
- 2) HBB : Hetzler, C. W., Boreman, R. W. y Burns, K., *Phys. Rev.*, 48, 656 (1935)
- 3) S : Séguier, J., *C. R. Acad. Sci. Paris*, 256, 4176 (1963).

El Corrimiento Isotópico en el Cadmio

Kelly y Sutherland estudiaron la estructura hiperfina magnética de las líneas resonantes de 2144 y 2265 Å ($5s^2S_{1/2} - 5p^2P_{3/2}$ y $5s^2S_{1/2} - 5p^2P_{1/2}$) del cadmio ionizado. Esa estructura magnética es la producida por los isótopos de números de masa impares. Obtuvieron resultados inconsistentes entre los corrimientos isotópicos de los centros de gravedad de las componentes pares e impares.

En la presente tesis se re-interpretan los resultados de esos autores y se obtienen mediciones directas de los corrimientos isotópicos de la línea de 2265 Å. Al re-interpretar esos resultados, se obtienen valores de 23 y 19 mk ($1 \text{ mk} = 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$) para los corrimientos isotópicos de los centros de gravedad pares e impares, para las líneas de 2144 Å y 2265 Å, respectivamente. Teniendo en cuenta los errores experimentales, se ve que ambos valores concuerdan satisfactoriamente. Teóricamente se predice que, debido al efecto de volumen, ambos valores son iguales.

Para que fuera posible medir directamente los corrimientos isotópicos, se usó una fuente de luz de haz atómico. En esa forma, se obtuvo un ancho de línea producido por efecto Doppler, de aproximadamente 3 mk. Para aislar la línea de 2265 Å se usó un espectrógrafo Hilger, con óptica de cuarzo. Para obtener alta resolución, se usó un interferómetro de Fabry-Perot, con placas de cuarzo espejadas con aluminio. Se estimó que la reflectividad para la región de esa línea era de 0,8, y que el valor de la "finesa reflectora" era aproximadamente igual a 15. Las mediciones se efectuaron con espaciadores de 2 y 5 cm, respectivamente, Luego,

los límites de resolución teóricos, fueron de aproximadamente 17 mk para el espaciador de 2 cm, y de 7 mk para el de 5 cm. En la práctica no se obtuvieron valores tan bajos.

El cadmio natural tiene seis isótopos de números de masa par, y dos de números de masa impar. Dos de ellos, los 106 y 108, presentan una abundancia relativa muy baja como para pensar en medir sus componentes sin recurrir a enriquecer la muestra. El tipo de fuente usada hacía imposible usar ese procedimiento.

Los isótopos impares, 111 y 113, tiene $I = \frac{1}{2}$. Por lo tanto, cada uno de ellos contribuye con tres componentes magnéticas.

Al usar el espaciador de 5 cm, se obtuvo un conjunto de placas fotográficas que presentan cuatro componentes. Se las identificó como si provinieran de los cuatro isótopos pares más abundantes. En primera aproximación no se tuvo en cuenta a las componentes magnéticas. Con el espaciador de 2 cm las placas fotográficas mostraron tres componentes. La más intensa de ellas, se asignó a los isótopos pares (el límite resolutor con este espaciador es mayor que en el otro caso). Las otras dos se identificaron como si fueran componentes magnéticas. En esa forma, fue posible corregir los resultados obtenidos con el espaciador de 5 cm. Se calculó el desdoblamiento magnético de los niveles $^2S_{\frac{1}{2}}$ y $^2P_{\frac{1}{2}}$ de los isótopos 111 y 113, usando la fórmula de Fermi-Segrè, incluyendo correcciones relativistas.

En la tabla II se muestran los corrimientos isotópicos

Tabla II

Corrimientos isotópicos observados $-\lambda = 2265 \text{ \AA}$

Par de isótopos	114-116	112-114	110-112	113-111
Corrimiento (en mk)	16 ± 1	24 ± 2	30 ± 2	29 ± 2

Tabla III

Corrimientos isotópicos en el Cd I y II

línea	ref.	114-116	114-112	112-110	111-113
II 2265	este trab.	16 ± 1	24 ± 2	30 ± 2	29 ± 2
I 2288	(2)	-	$17,0 \pm 0,6$	$13,2 \pm 1,0$	-
II 3250	(5)	$33,5 \pm 0,6$	$48,1 \pm 0,8$	$53,1 \pm 1,0$	$53,4 \pm 2,0$
I 3261	(3)	$9,3 \pm 0,3$	$13,5 \pm 0,4$	$16,3 \pm 0,5$	17 ± 3
II 3535	(5)	$34,4 \pm 0,6$	$48,7 \pm 0,8$	$52,5 \pm 1,0$	$53,3 \pm 1,5$
II 4416	(4)	$34,7 \pm 0,8$	$48,8 \pm 0,6$	$52,0 \pm 0,4$	$54,1 \pm 3,4$

obtenidos para la línea de 2265 Å del Cd II. En la tabla III se comparan esos valores, con otros que fueran encontrados por diferentes investigadores.

Kuhn y Ramsdén y Kelly y Tomchuk analizaron los corrimientos isotópicos relativos debidos al efecto de volumen, en otras líneas del cadmio. Para poder hacerse un análisis semejante con los resultados de la tabla II, es necesario tener en cuenta primero al efecto normal de masa (se considera que el efecto específico de masa es menor que los errores experimentales).

Tomando como unidad al corrimiento isotópico producido por el efecto de volumen en el par 110-112, se obtiene la tabla IV. En la misma tabla, se presentan los resultados de Kelly y Tomchuk, de Kuhn y Ramsden, y se calculan los corrimientos isotópicos relativos a partir de los resultados de Leś. Aunque con una incertidumbre considerable debido a los errores experimentales, los resultados de este trabajo se acercan más a los de Kelly y Tomchuk que a los de Kuhn y Ramsden. Por lo tanto, no es posible confirmar la discontinuidad de $\frac{d^2(\beta^2)}{dN^2}$ para $N = 66$ que indican Kuhn y Ramsden.

Tabla IV

Corrimientos isotópicos relativos

Par de isótopos	este trabajo	(3)	(5)	(4)
	2265	3261	3250	4416
(106-110)	-	1,07	1,00	1,04
108-110	-	-	0,99	1,00
110-112	1,00	1,00	1,00	1,00
111-113	0,97	1,03	1,01	1,03
112-114	0,82	0,85	0,90	0,93
114-116	0,56	0,62	0,61	0,65

Bibliografía que se cita en la parte de este resumen titulada "El Corrimiento Isotópico en el cadmio":

- 1) Kelly, F. M. y Sutherland, J. B., Can. J. Phys. 35, 521, (1956)
- 2) Kelly y Tomchuk, E., Proc. Phys. Soc. (London), 74, 689, (1959)
- 3) Kelly, F. M. y Tomchuk E., Proc. Phys. Soc. (London), 78, 1304, (1961).
- 4) Kuhn, H. y Ramsden, S.A., Proc. Roy. Soc., (London), 237A, 485, (1956)
- 5) Leś, F., Acta Phys. Polon., 24, 951, (1964).

- o - o - o -



Rubén Horacio Contreras

Noviembre de 1969.

Universidad Nacional de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

E L
E S P E C T R O N O R M A L
D E L C I N C
Y
E L C O R R I M I E N T O
I S O T O P I C O
E N E L C A D M I O

- o -

por

Rubén Horacio Contreras

+ + +

Tesis

presentada para optar al
título de Doctor en Física

-

1341

Director: Dr. José F. Westerkamp

- + - + -

Año 1969

a mis padres

I N D I C E

<u>Capítulo</u>	<u>Página</u>
- RESUMEN	1
I - INTRODUCCION	2
I - a) El cine	2
I - a - 1) El problema actual en el cine	4
I - b) El cadmio	9
I - b - 1) El problema actual en el cadmio	15
II - ATOMOS HIDROGENOIDES	27
III - ATOMOS CON DOS ELECTRONES FUERA DE CAPA CERRADA	47
IV - INTRODUCCION TEORICA SOBRE ESTRUCTURA HIPERFINA	57
IV - a - 1) Interacción electromagnética	57
IV - a - 2) El problema de determinar la constante A en la ecuación (23)	68
IV - b) Corrimiento isotópico	78
IV - b - 1) Debido al tamaño finito de la masa nuclear	78
IV - b - 2) Debido a la distribución de la carga nuclear	85
V - ANCHO Y FORMA DE LAS LINEAS ESPECTRALES - DISPERSION DEL AIRE	98
V - a - 1) El ancho natural o de radiación	98
V - a - 2) Ensanchamiento Doppler	110
V - a - 3) Ensanchamiento por interacción entre átomos	114

I N D I C E

<u>Capítulo</u>	<u>Página</u>
V - b) Dispersión del aire	119
VI - EQUIPOS EXPERIMENTALES	
VI - a) Espectrógrafo tipo Pfund	129
VI - b) Espectrógrafo tipo Czerny-Turner	142
VI - c) Interferómetro de Fabry-Perot	150
VI - c - 1) Distribución de intensidad, límite de resolución y poder resolutor del interferómetro de Fabry-Perot	154
VI - d) Lámpara de cátodo hueco	159
VI - e) Fuente de luz de haz atómico	166
VI - f) Condiciones experimentales	172
VI - f - 1) En el cinc	172
VI - f - 2) En el cadmio	184
VII - RESULTADOS EXPERIMENTALES	
VII - a) En el cinc	198
VII - b) En el cadmio	226
VIII - CONCLUSIONES	
VIII - a) En el cinc	243
VIII - b) En el cadmio	257
IX - AGRADECIMIENTOS	265
X - BIBLIOGRAFIA CONSULTADA	266
XI - APENDICES: A) Separata Arkiv för Fysik, <u>37</u> , 513, (1968). B) Separata Canadian Journal of Physics, <u>47</u> , 1979, (1969).	

R E S U M E N

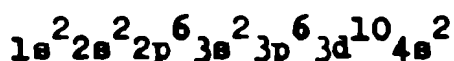
Se midieron 45 líneas en el espectro normal del cinc neutro. Estas líneas están situadas en la región comprendida entre 3.000 y 25.000 Å. Hasta 12.000 Å las mediciones se efectuaron con un espectrógrafo tipo Czerny-Turner de 5,5 m. En la otra región se midieron con un espectrógrafo tipo Pfund. Como fuente de luz se usó una lámpara de cátodo hueco, enfriada por agua. Con los resultados obtenidos se recalculó la parte más baja del sistema de términos energéticos. Para la energía de ionización se obtuvo un valor de $75.768,10 \text{ cm}^{-1}$. Por primera vez se logró medir la separación entre los niveles 4^3P y 4^1P_3 .

Se midieron los corrimientos isotópicos entre seis de los ocho isótopos naturales del cadmio, en la transición de 2265 Å ($5s^2 S_{1/2} - 5p^2 P_{1/2}$) del Cd II. A fin de obtener un bajo ensanchamiento Doppler, se usó una fuente de luz de haz atómico. La alta resolución se obtuvo con un interferómetro de Fabry-Perot. Comparando estos resultados con los que anteriormente habían sido observados en la transición ($5s^2 ^1S_0 - 5s5p ^3P_1$) de 3261 Å del Cd I, se constata que el apantallamiento producido por los electrones s es del mismo orden de magnitud que el que se observó en otras configuraciones similares. Los corrimientos isotópicos relativos muestran la misma dependencia en N (número de neutrones) que se observara en otros núcleos de igual número de neutrones.

INTRODUCCION

I - a - El Cinc

Todas las líneas que se observaron en el espectro neutro del cinc (espectro del Zn I) en la región de longitudes de onda mayores que 1.500 Å, pertenecen a transiciones entre términos del sistema normal, es decir, entre términos de energía producidos por la excitación de uno solo de los electrones de valencia. El cinc, como es bien sabido, tiene solamente dos electrones fuera de capa cerrada. La configuración electrónica es del tipo alcalino-térrea:



Los términos normales son entonces, los singuletes y triplete, $4s\ n\ell^1L$ y $4s\ n\ell^3L$, respectivamente. A esas notaciones se las va a abreviar en la forma n^1L y n^3L , dándose por sobre-entendido que el otro electrón queda en el estado 4s.

Las primeras observaciones efectuadas en ese espectro (el normal), se deben a Paschen⁽⁷⁸⁾ y (79) y se remontan a los años 1911 y 1913. El libro Report on Series in Line Spectra⁽³⁴⁾, uno de los primeros publicados en ese tema, para el espectro del cinc tan solo cita los valores medidos por Paschen.

Paschen, en colaboración con Ritschl⁽⁸⁰⁾, publicó nuevas mediciones en el mismo espectro, en el año 1933.

En 1935, Hetzler, Boreman y Burns⁽⁴⁵⁾, publicaron las mediciones de 60 líneas del espectro normal del cinc, en el ran-

go comprendido entre 2138 y 7799 Å. Obtuvieron algunos de esos valores, por medio de mediciones interferométricas. Como espectrógrafo, en ciertas líneas usaron un instrumento de prisma, y en otras, uno de red. En base a sus resultados, calcularon un conjunto de niveles de las series S, P y D, tanto singuletes como tripletes.

Los valores de los términos que se presentan en la Circular del National Bureau of Standards, Atomic Energy Levels⁽⁷³⁾, provienen de los trabajos que se citan más arriba. En la sección siguiente se detallan los trabajos efectuados hasta ahora, en la región del infra-rojo.

En 1960, Muntenbruch⁽⁷⁴⁾ obtuvo valores de un conjunto de niveles de energía de la parte superior del sistema, midiendo transiciones prohibidas que excitó por medio del efecto Stark, en una lámpara de cátodo hueco de características especiales.

En el espectro neutro del cinc que no pertenece al sistema normal, Garton y Rajaratman⁽³⁶⁾ estudiaron la porción comprendida en el ultravioleta lejano. En esa zona observaron cuatro líneas de la combinación $4s4p\ ^3P_{0,1,2} - 4p^2\ ^3P_{0,1}$ que ya habían sido clasificadas por Sawyer⁽⁹⁷⁾ en el año 1926. En la misma región observaron al par de líneas cuyas longitudes de onda son, respectivamente, de 2070 y 2087 Å. Este par, debido al aspecto difuso que presenta, fue clasificado por Sawyer como perteneciente a la transición $4s4p\ ^3P - 4p^2\ ^1D_2$. Esa clasificación es la que usó Moore⁽⁷³⁾ para

considerar que el nivel que está a 80.795 cm^{-1} por sobre el nivel $4s^2 \text{ }^1\text{S}_0$, es el $4p^2 \text{ }^1\text{D}_2$. Garton y Rajaratman consideran que esas líneas pertenecen a combinaciones con el nivel $4p^2 \text{ }^3\text{P}_2$ y no con el nivel $4p^2 \text{ }^1\text{D}_2$. El aspecto difuso de las mismas, provendría del ensanchamiento producido por la alta probabilidad de auto-ionización (véase el capítulo V - a).

I - a - 1. El problema presente en el cinc.

Después de las mediciones efectuadas por Paschen^{(78),(79)} no se habían vuelto a observar líneas en la región del infra-rojo del espectro del cinc I, hasta el año 1959 en que Fisher, Knopf y Kinney⁽³³⁾ publicaron un trabajo en el que habían medido unas pocas líneas en esta región. El siguiente trabajo en el infra-rojo, se debe a Séguier⁽¹⁰⁰⁾ y fué publicado en el año 1963. En este trabajo presenta un conjunto de mediciones de líneas en la región comprendida entre 10.000 y 24500 Å, dando las intensidades observadas, y las longitudes de onda con una precisión que en algunos casos llega a 0,01 Å. Las relaciones de intensidad entre las componentes de algunos tripletes que presenta Séguier en su trabajo, son de lo más anormales. Por ejemplo, en el triplete $5^3\text{S}_1 - 5^3\text{P}$ las intensidades están en la relación 25:24:1, en vez de 5:3:1 como cabría esperarse. En el triplete $5^3\text{P} - 6^3\text{S}_1$ las intensidades que Séguier observó, están en la relación 40:20:6. También en este caso cabría esperarse una relación de 5:3:1. En el triplete $5^3\text{P} - 5^3\text{D}$ Séguier solo presenta una longitud de onda que identifica como las componentes $5^3\text{P}_1 - 5^3\text{D}_2$ y $5^3\text{P}_1 - 5^3\text{D}_1$ no resueltas. También presenta a una línea con dos posibles longitu-

des de onda 11.260,5 y 11261,3 Å, y la identifica como a la línea de intercombinación entre el sistema de niveles singuletes y tripletes, $4^1D_2 - 5^3F$. A las distintas componentes provenientes del nivel triplete F las presenta como no resueltas. A esa línea de aproximadamente 11.261 Å, la identificó como de intercombinación pese a haberle observado una intensidad igual a la 11.669 Å que atribuyó a la transición $4^3D_1 - 5^3F_2$. Con las transiciones 4D - 4F sucede algo análogo. A la línea de 15.680,4 Å la identifica como la de intercombinación $4^1D_2 - 4^3F$ (dando por no resuelto al nivel F), con una intensidad de 55, mientras que no presenta a la transición entre estados singuletes $4^1D_2 - 4^1F_3$, y a las componentes del triplete $4^3D - 4^3F$ les asigna intensidades de 60, 45 y 25, respectivamente.

Al observar esos datos poco comunes surge la idea de medir nuevamente las transiciones en esa región del espectro para ver si se pueden confirmar esas anomalías o si deben interpretarse en forma diferente. En el capítulo VIII - a, sobre conclusiones en el cinc, se puede ver en detalle la nueva interpretación, con las nuevas mediciones más precisas que las de Séguier. La comparación entre los resultados de Séguier y los obtenidos en este trabajo, se pueden consultar en la tabla VIII - a - 1.

En el volumen II de Atomic Energy Levels⁽⁷³⁾, los datos referentes al cinc provienen de las mediciones efectuadas por Paschen^{(78),(79)}, Paschen y Ritschl⁽⁸⁰⁾ y por Hetzler, Boreman y Burns⁽⁴⁵⁾. Los valores de los niveles de energía aceptados en esa circular del National Bureau of Standards⁽⁷³⁾,

se presentan en la tabla I - a - 1. En esa tabla se observa que el límite del espectro normal del cinc está a $75.766,8 \text{ cm}^{-1}$ por sobre el nivel fundamental. Si se miden transiciones que conectan términos de las series n^1S_0 , n^3P_1 y n^3P_2 con una precisión mayor que la que hasta el momento de publicarse la circular de Atomic Energy Levels se había obtenido, se puede partir del valor de $E_L = 75.766,8 \text{ cm}^{-1}$ para encontrar los defectos cuánticos de esas series, y luego, por medio de aproximaciones sucesivas, obtener un valor más preciso para la energía límite del espectro normal.

Con el presente trabajo experimental en el cinc, se trató de mejorar la precisión con que se conocían tanto los niveles más bajos de energía del espectro normal de este elemento, como la energía límite de este espectro. Esta mayor precisión se obtuvo por medio de medidas efectuadas tanto en la región fotográfica como en la zona del infra-rojo cercano. En la región del infra-rojo cercano, hasta los 25.000 Å , se usó el espectrógrafo del tipo Pfund que se describe en el capítulo VI - a. La precisión con que se pueden medir transiciones en esta región, usando ese espectrógrafo, es de unos $0,02 \text{ cm}^{-1}$. Con este equipo se esperó resolver a los niveles 1F y 3F que hasta el presente se habían considerado coincidentes. En la región fotográfica se juzgó conveniente efectuar mediciones de líneas que ya habían sido medidas, usando el espectrógrafo tipo Czerny-Turner del que se dan algunas características en el capítulo VI - b. Con estas nuevas mediciones no sólo fué posible verificar la conexión entre los niveles de las configuraciones $4s$ y $4p$ con el resto del sistema de términos energéticos, si-

no que permitió encontrar los parámetros de la fórmula generalizada de Ritz para las series n^1S_0 , n^3P_1 y n^3P_2 , y en esa forma, encontrar un valor más preciso del límite de los niveles de energía.

Cuando Hetzler, Boreman y Burns⁽⁴⁵⁾ publicaron su trabajo, aún Edlén⁽²⁹⁾ no había encontrado su fórmula. Por lo tanto, si se acepta la precisión con que esos autores midieron las longitudes de onda en el aire standard, se pueden obtener mejores valores de los correspondientes números de onda, usando la tabla del National Bureau of Standards de reducción al vacío, que se basa en la fórmula de Edlén.

Tabla I - a - 1

Valores de los niveles de energía del espectro normal del cinc, según la circular del National Bureau of Standards⁽⁷³⁾.

Designación	$E(\text{cm}^{-1})$	ΔE	Designación	$E(\text{cm}^{-1})$	ΔE
4^1S_0	0,000		6^3S_1	65.432,32	
5^1S_0	55.789,220		7^3S_1	69.745,94	
6^1S_0	66.037,60		8^3S_1	71.822,5	
7^1S_0	70.003,72		9^3S_1	72.985,4	
8^1S_0	71.956,20		10^3S_1	73.698,6	
9^1S_0	73.060,63		11^3S_1	74.169,0	
5^3S_1	53.672,241		12^3S_1	74.495,8	

Designación	E(cm ⁻¹)	Δ E	Designación	E(cm ⁻¹)	Δ E
4 ³ P ₁	32.311,308	190,082	4 ³ D ₁	62.768,75	3,25
4 ³ P ₂	32.501,390	388,927	4 ³ D ₂	62.772,00	4,95
4 ³ P ₃	32.890,317		4 ³ D ₃	62.776,95	
5 ³ P ₁	61.247,2	26,7	5 ³ D ₁	68.579,13	1,47
5 ³ P ₂	61.273,9	56,2	5 ³ D ₂	68.580,60	2,43
5 ³ P ₃	61.330,1		5 ³ D ₃	68.583,03	
6 ³ P ₁	68.070,854	9,815	6 ³ D ₁	71.212,13	0,77
6 ³ P ₂	68.080,669	21,115	6 ³ D ₂	71.212,90	1,34
6 ³ P ₃	68.101,784		6 ³ D ₃	71.214,24	
7 ³ P ₁	70.977,14	4,83	7 ³ D	72.627,9	
7 ³ P ₂	70.981,97	10,19	8 ³ D	73.471,1	
7 ³ P ₃	70.922,16		9 ³ D	74.016,7	
8 ³ P ₁	72.495,8	2,8	10 ³ D	74.387,7	
8 ³ P ₂	72.498,56	5,64	11 ³ D	74.651,3	
8 ³ P ₃	72.504,20		12 ³ D	74.855,1	
9 ³ P ₁	73.390,7	1,6	13 ³ D	74.994,0	
9 ³ P ₂	73.392,27	3,59	14 ³ D	75.112,2	
9 ³ P ₃	73.395,86		4 ³ F	68.834,4	
4 ¹ D ₂	62.458,51		5 ³ F	71.323,4	
5 ¹ D ₂	68.338,48				
6 ¹ D ₂	71.050,45				
7 ¹ D ₂	72.489,13				

I - b - El Cadmio

Como se indica en el libro "The Structure of Line Spectra"⁽⁸³⁾, las primeras observaciones efectuadas en la estructura hiperfina del cadmio, se debieron a Schüller y Bruck en el año 1929 fueron publicadas en Zeits. Phys. 56, 291 de ese año.

Uno de los autores del libro The Structure of Line Spectra, Goudsmit, S.) encontró algunas interpretaciones erróneas en el artículo de Schüller y Bruck y publicó sus conclusiones en Naturwiss. 17, 805, (1929). Posteriormente, Goudsmit y Bacher usaron esos valores para verificar las fórmulas que habían deducido para las separaciones entre las componentes de estructura hiperfina.

Usando los datos publicados por Schüller y Keyston en Zeits. Phys. 71, 413, (1931), Fermi y Segrè⁽³²⁾ indicaron que los isótopos del cadmio de números de masa impares, Cd^{111} y Cd^{113} , tienen un valor de $I = 1/2$, presentando igual estructura hiperfina magnética, lo que significa que ambos isótopos tienen iguales momentos magnéticos nucleares. Además mencionaron al efecto del electrón 5s en las configuraciones $5s6s$ y $5s6p$ cuyas estructuras hiperfinas presentan una secuencia invertida.

Fermi y Segrè obtuvieron la relación $\mu_{\text{Bohr}}/\mu = -3.500$, con una gran imprecisión ya que el n_{ef} de la órbita 5s no se conocía muy exactamente.

En la circular de Atomic Energy Levels⁽⁷³⁾, para los da-

tos de hfs en el cadmio II, hacen referencia al sumario presentado por Mack⁽⁶⁹⁾. Este resumen contiene una tabla de momentos nucleares con medidas efectuadas hasta enero de 1950. Acompaña a esta tabla, una discusión sobre el tema. Los valores de momento angular que allí se presentan para los isótopos pares del cadmio, son cero, como sucede, de acuerdo con el conocimiento actual, con todos los núcleos que tienen tanto número atómico como un número de neutrones par. A este tipo de núcleos se los designa con el nombre de núcleos par-par. En cambio, para los isótopos impares, es decir, con número de masa impar, en esa tabla se encuentra que el momento angular nuclear es de $\frac{1}{2}$ M. Estos datos provienen de las mediciones que Schüller y Bruck efectuaron en el año 1929, y que se mencionan más arriba. Los momentos magnéticos de los isótopos impares, son respectivamente, $-0,59492 \pm 8 \times 10^{-5}$ n.m. para el Cd¹¹¹, y $-0,62238 \pm 8 \times 10^{-5}$ n. m. para el Cd¹¹³. Estos valores corresponden a las mediciones efectuadas por Proctor y Yu⁽⁸⁵⁾ por medio de experimentos de resonancia magnética nuclear. En la compilación de Mack⁽⁶⁹⁾ todos los isótopos del cadmio figuran con momento cuadrupolar eléctrico nulo.

En el año 1933 Goudsmit⁽³⁸⁾ empleó los datos del libro Atomic Energy States⁽⁴⁾ para calcular el factor g(I) en los isótopos Cd¹¹¹ y Cd¹¹³. Usó las fórmulas:

$$\frac{3an^2_0 \times 1838}{8R\alpha^2 Z_1 Z_0^2 F_r(1/2, Z_i)} = g(I) \quad (1)$$

donde, a es el factor de separación de estructura hiperfina,
 n_0 y Z_0 son, respectivamente, el número cuántico principal externo, y la carga nuclear efectiva externa (véase el capítulo IV),
 Z_1 es la carga efectiva nuclear en la zona interior,
 α es la constante de estructura fina,
 R es la constante de Rydberg,
 $F_r(1/2, Z_1)$ es la corrección relativista de la ecuación (42) del capítulo IV - b, tomando $J = 1/2$.

En el trabajo de Goudsmit no se menciona al factor de corrección de Fermi y Segre para electrones s. Ambos trabajos se publicaron en el mismo año (1933).

Para electrones que no son del tipo s:

$$g(I) = \frac{a Z_1 J(J+1)(\ell + 1/2) \lambda(\ell, Z_1)}{\Delta \nu \ell(\ell + 1) F(J, Z_1)}$$

donde, $\Delta \nu$ es la separación entre las componentes del doblete de estructura fina, y
 $\lambda(\ell, Z_1)$ es una corrección relativista para $\Delta \nu$.

Goudsmit calculó el mismo valor para el factor $g(I)$ de ambos isótopos impares Cd^{111} y Cd^{113} . Por consiguiente, concluyó que el momento magnético nuclear de ambos es el mismo. Obtuvo los resultados:

$$g(I) = -1,33 \quad \text{y} \quad \mu = -0,67 \text{ n.m.}$$

Sin embargo, recalco que no había certeza sobre si el isótopo Cd^{111} o el Cd^{113} , o ambos, producían la estructura hiperfina observada.

En el año 1933, Jones⁽⁵⁵⁾ estudió con un interferómetro de Fabry-Perot el espectro de cadmio II en la región comprendida entre 4.200 y 8.500 Å. Entre las 14 líneas que examinó, solo encontró en la de 8067 Å ($6^2\text{S}_{1/2} - 6^2\text{P}_{3/2}$) una estructura hiperfina medible. A la línea cuya longitud de onda es 8530 Å, ($6^2\text{S}_{1/2} - 6^2\text{P}_{1/2}$), la encontró demasiado débil como para analizarla completamente. Sin embargo, pudo observar indicaciones que ambas líneas presentan la misma estructura hiperfina. En esa forma, Jones encontró que $g(I) = -1,25$ para ambos isótopos impares del cadmio.

Proctor y Yu⁽⁸⁵⁾ en el año 1949 usaron un método de inducción nuclear para medir los momentos magnéticos de los isótopos Sn^{115} , Cd^{111} , Cd^{113} , Pt^{105} y Hg^{199} . Para el cadmio, usaron una fuente enriquecida que contenía casi 80 % de los isótopos 111 y 113. Midieron un momento magnético de $-0,5922 \pm 0,0002$ n.m. para el cadmio¹¹¹ y $-0,6194 \pm 0,0002$ n.m. para el cadmio¹¹³.

En el mismo año, 1949, Leland y Nier⁽⁶⁷⁾ usaron un espectrógrafo de masas de 60° para determinar la composición isotópica natural del cadmio. En la tabla I - b - 1 se presentan los resultados que obtuvieron.

Tabla I - b - 1

Abundancia isotópica relativa en el cadmio natural

Isótopo	106	108	110	111	112	113	114	115
Abundancia relativa	1,215	0,875	12,39	12,75	24,07	12,26	28,86	7,58

Estos mismos valores son los que figuran en la tabla de isótopos, publicada en 1958 por Strominger y colaboradores⁽¹⁰⁷⁾.

Kuhn y Ramsden⁽⁶⁴⁾ usaron diferentes fuentes enriquecidas en ciertos isótopos del cadmio para medir la estructura hiperfina de la línea de 4416 Å ($4d^{10}5p^2P_{3/2} - 4d^95s^2^2D_{5/2}$). Esta transición comprende a dos electrones s y portanto presenta un corrimiento isotópico grande. Otros autores ya habían estudiado antes a esta transición (las referencias pueden consultarse en el artículo de Kuhn y Ramsden). En la mayoría de sus mediciones Kuhn y Ramsden usaron un interferómetro de Fabry-Perot simple. Sin embargo, en unos pocos casos, para obtener una resolución más alta, usaron uno doble. Como fuente de luz emplearon una lámpara de cátodo hueco, enriada por hidrógeno líquido. Entre las conclusiones que sacaron, es importante destacar: 1) el corrimiento isotópico entre las componentes pares sucesivas, disminuye al aumentar el número de neutrones, haciéndolo en forma irregular. 2) El "Staggering" entre componentes pares e impares, es muy

promunciado.

En el año 1957, Sutherland⁽¹⁰⁸⁾ midió la estructura hiperfina de las líneas resonantes del cadmio II de las líneas de 2144 Å ($5s\ ^2S_{1/2} - 5p\ ^2P_{3/2}$) y 2265 Å ($5s\ ^2S_{1/2} - 5p\ ^2P_{1/2}$) a fin de obtener la estructura magnética del nivel 5s y en esa forma, verificar la validez del factor de corrección de Fermi y Segre, calculado por el método de Crawford y Schawlow⁽²³⁾ (véanse las ecuaciones (39), (40) y (41) del capítulo IV - a). Como fuente de luz usó una lámpara de cátodo hueco enfriada por nitrógeno líquido. La alta resolución la obtuvo cruzando un interferómetro de Fabry-Perot con el mismo espectrógrafo Hilger usado en este trabajo. Registró cada una de las líneas con espaciadores de 0,518 y 1,255 cm. Al usar el de 0,518 cm, ambas líneas mostraron una componente muy intensa y ancha que se supuso que estaba producida por los isótopos de números de masa pares, y una componente más débil, que supuso que estaba producida por los isótopos de números de masa impares (véase fig. I - b - 1). Al usar el espaciador de 1,255 cm, cada línea mostró tres componentes. Una de ellas, muy intensa y ancha, como en el caso anterior él la supuso proveniente de los isótopos pares. Las otras dos, mucho más débiles, las identificó como las componentes b y c no resueltas, de los isótopos impares (véanse figs. I - b - 5 y I - b - 6). Con estas suposiciones, al calcular $g(I)$ usando el factor de corrección de Fermi y Segre, obtuvo un valor que concordaba bastante bien con el medido por Proctor y Yu⁽⁸⁵⁾.

Sin embargo, los corrimientos isotópicos entre el centro de gravedad de las componentes producidas por los isótopos impares, y el de las componentes provenientes de los isótopos pares, obtenido en ambas líneas, estaban en total desacuerdo.

En el año 1959 Kelly y Tomchuk⁽⁵⁸⁾ midieron los corrimientos isotópicos en la línea de 3261 Å ($5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^3P_1$) del cadmio I. Usaron una fuente de luz de haz atómico. Para obtener alta resolución usaron un interferómetro de Fabry-Perot. Sus mediciones estuvieron de acuerdo con otras publicadas previamente para otras líneas del cadmio, menos en uno de los casos (véase el capítulo VIII - b), en que el corrimiento isotópico relativo entre las componentes producidas por los isótopos de números de masa 112 y 114 difería bastante.

En el año 1961 estos mismos autores⁽⁵⁹⁾, usando el mismo método, midieron los corrimientos isotópicos en la línea de 2288 Å ($5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^1P_1$) del cadmio I. Usaron estos valores para obtener una estimación del efecto específico de masa en el cadmio. Concluyeron que este efecto no es significativo (véase la referencia (112)).

I - b - 1. El problema presente en el cadmio.

En la tabla I - b - 2 se reproduce el diagrama que aparece en la página 173 del libro de Kopfermann⁽⁶¹⁾, que representa a los efectos de apantallado en los corrimientos isotópicos entre los isótopos Hg^{200} y Hg^{202} . De esta tabla se puede concluir que la configuración 6s en el Hg II presenta un corrimiento isotópico que es aproximadamente igual a 1,6 veces el que

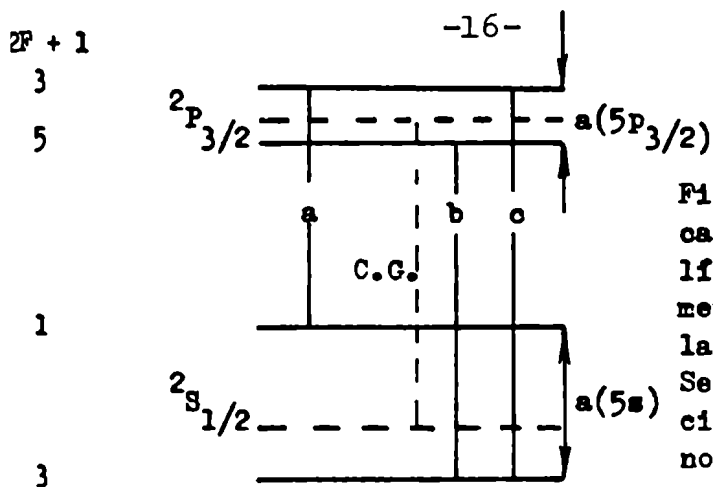


Fig. I - b - 1a) Estructura magnética de los niveles que producen la línea 2144 Å, en los isótopos de números de masa impares. a, b y c son las componentes de esta transición. Se muestran sus intensidades y posiciones relativas. Las separaciones no están dibujadas a escala.

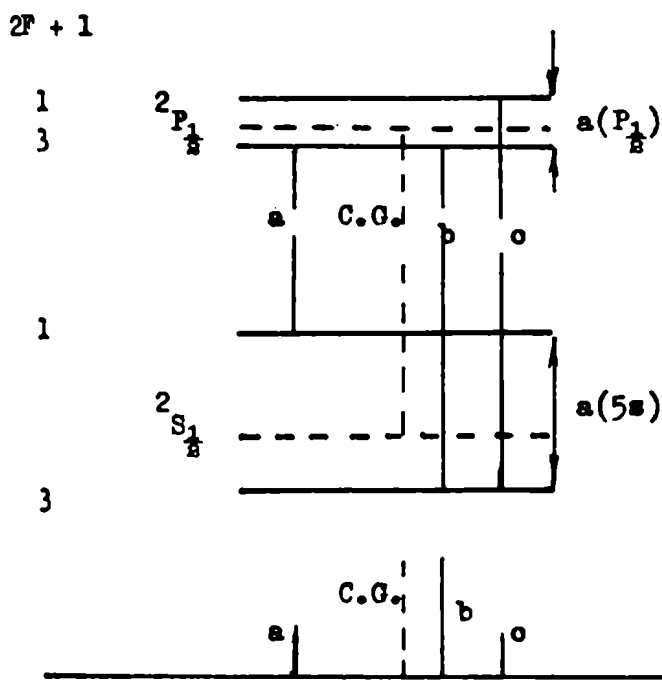
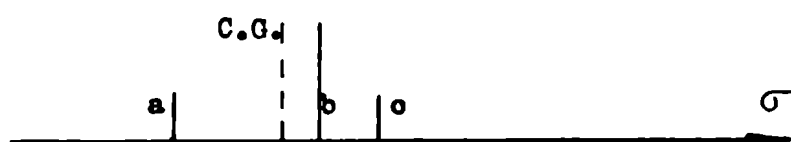
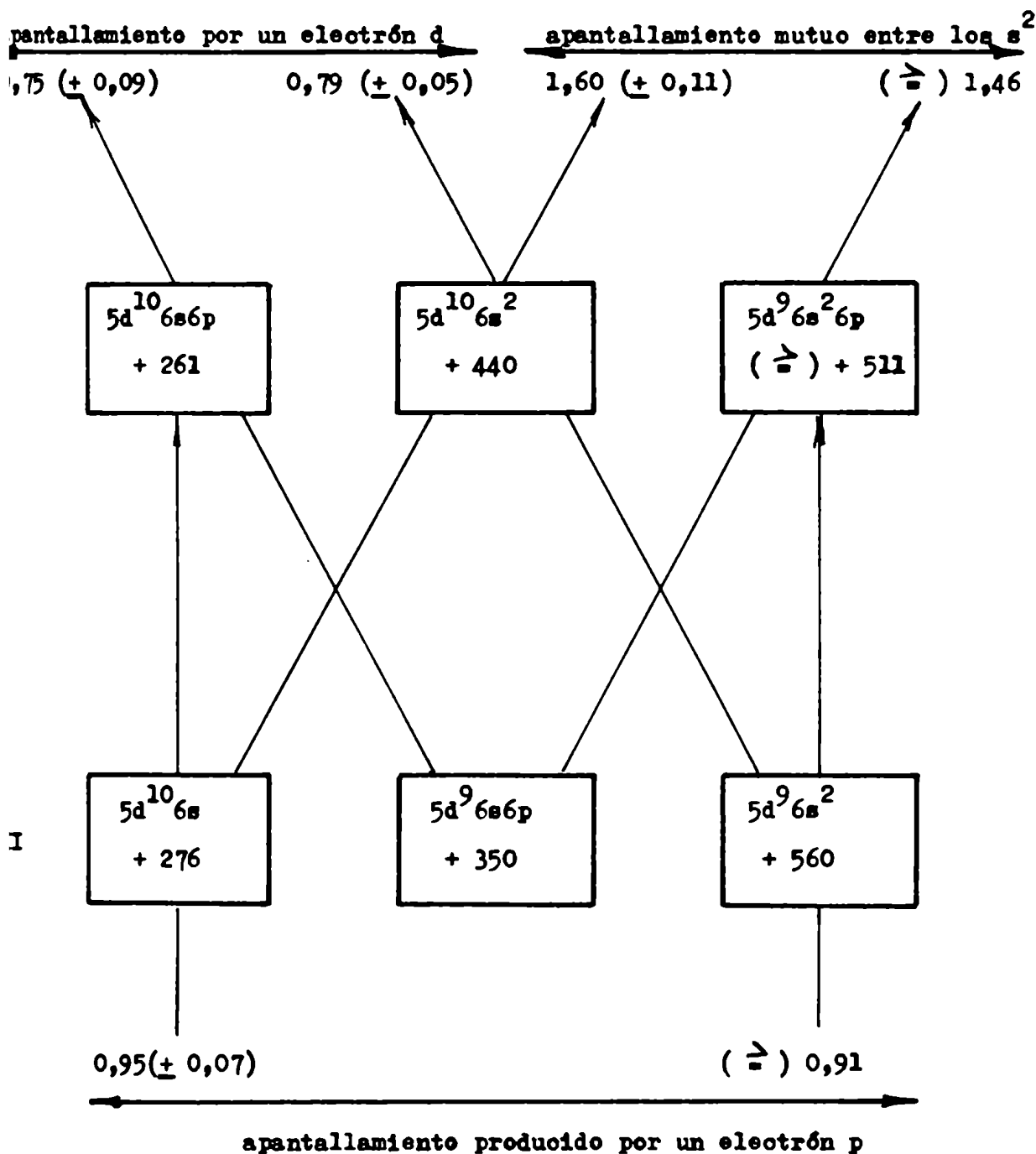


Fig. I - b - 1b) Estructura magnética de los niveles que producen la transición cuya longitud de onda es de 2265 Å en los isótopos de números de masa impares. a, b y c son las componentes de esta línea. Se muestran sus intensidades y posiciones relativas. La separación entre las componentes no está dibujada a escala.

Tabla I - b - 3

Representación esquemática de los corrimientos isotópicos en el Hg I y el Hg II, en la que se muestran los efectos de apantallado. El término de referencia es el nivel fundamental del Hg III. Estos corrimientos corresponden al par de isótopos Hg 200 y Hg 202. Los valores están dados en unidades mk (10^{-3} cm^{-1}).



Esta tabla está tomada de la página 173 del libro de Kopfermann (61).

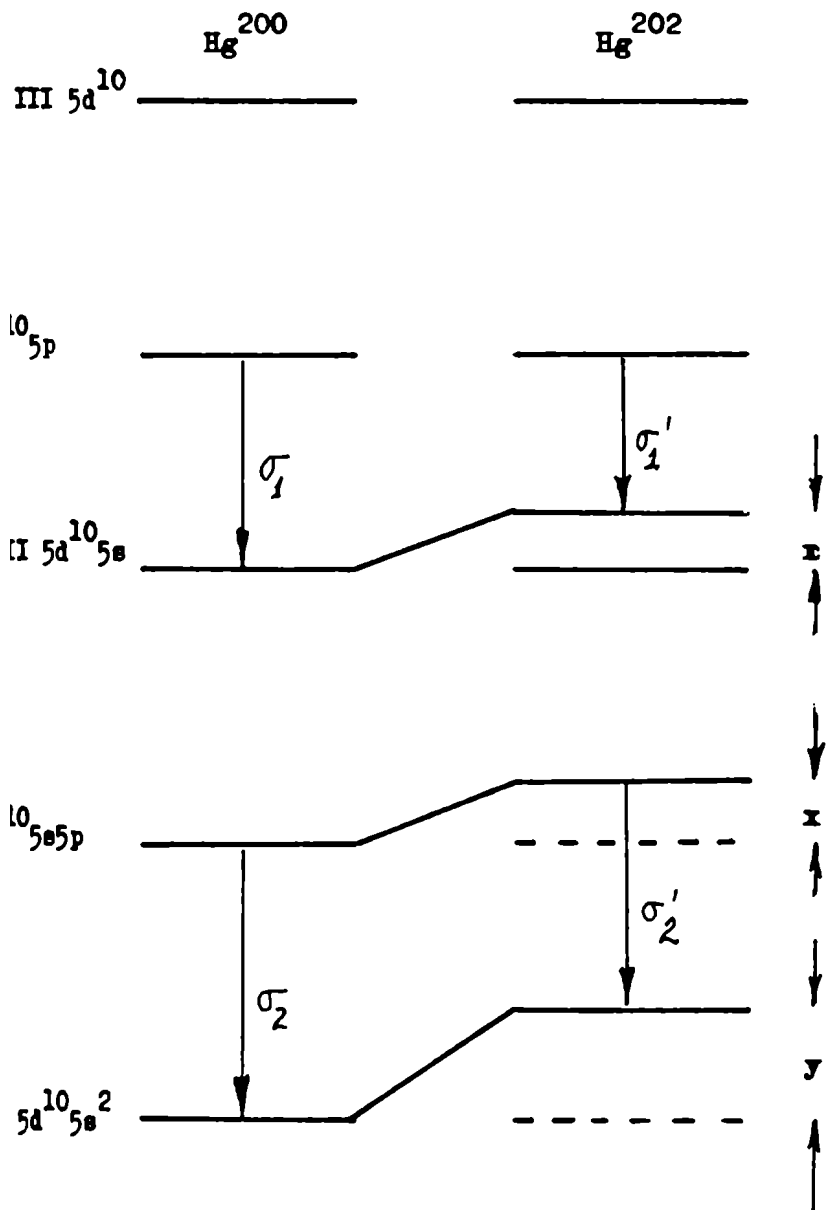


Fig. I - b - 2) Los resultados de la tabla I - b - 2, usando la notación de esta figura, indican que: $y/x = 1,6$. $x = \Delta_1 = \sigma_1 - \sigma_1'$ es el corrimiento isotópico de la configuración $6s$ del mercurio II, e $y/2 x = \Delta_2 = \sigma_2 - \sigma_2'$ es el corrimiento isotópico de la configuración $6s^2$ del Hg I. Entonces,

$$\frac{\Delta_1}{\Delta_2} = \frac{x}{y - x} = \frac{1}{\frac{y}{x} - 1} = \frac{1}{0,6} \approx 1,6$$

representa la configuración $6s^2$ del Hg I. Para ello basta recordar que los corrimientos isotópicos de la tabla I - b - 2 se refieren al nivel $5d^{10}$ del Hg III (véase fig. I - b - 2). Asimismo, la configuración del cadmio I en su estado fundamental,

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2$$

configuración del mercurio I en su estado fundamental, es la misma que la del Cd I, agregándole:

$$4d^{10} 4f^{14} 5s^2 5p^6 5d^{10} 6s^2.$$

Es decir, las configuraciones del cadmio I y la del mercurio I, la del cadmio II y mercurio II, son similares, de acuerdo con la nomenclatura que se usa en espectroscopía. Por lo tanto, se puede obtener una estimación aproximada de los corrimientos isotópicos en el nivel $5s$ del cadmio II, multiplicando los corrimientos isotópicos en el nivel $5s^2$ del cadmio I, por 1,6. Los últimos corrimientos fueron medidos por Kelly y Tomchuk⁽⁵⁸⁾, en la línea de 3261 Å del cadmio I. Los mismos se muestran en la fig. I - b - 3. En la fig. I - b - 4 se presentan los valores esperados para los corrimientos isotópicos en la línea de 2265 Å del cadmio II. Estos valores se obtuvieron multiplicando los de la línea 3261 Å por 1,6. De la fig. I - b - 4 se determina que el centro de gravedad de las componentes producidas por los isótopos impares en la línea 3261 Å del cadmio I, está situado a 11,6 mÅ hacia el lado de mayores frecuencias, del centro de gravedad de las componentes producidas por los isótopos pares. Por consiguiente, la separación entre los centros

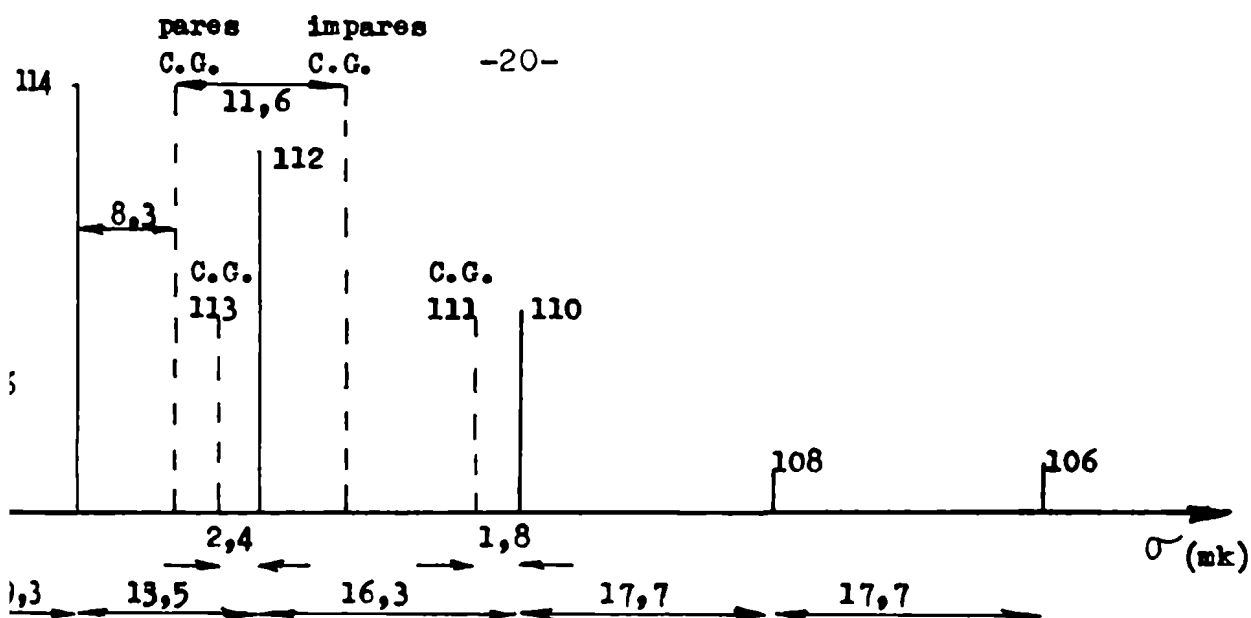


Fig. I - b - 3) Corrimientos isotópicos en la línea 3261 Å del Cd I. Se identifica a cada componente por el número de masa del isótopo que la origina. Las intensidades relativas se eligieron proporcionales a las abundancias de los isótopos. Tanto las posiciones como las intensidades, están dibujadas a escala.

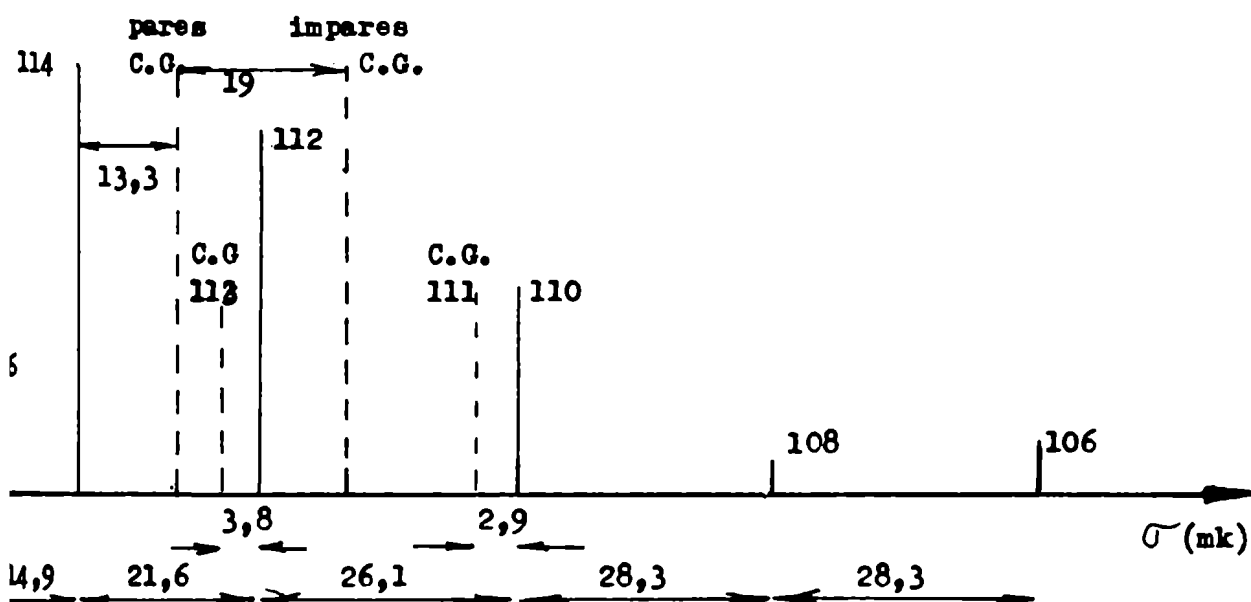


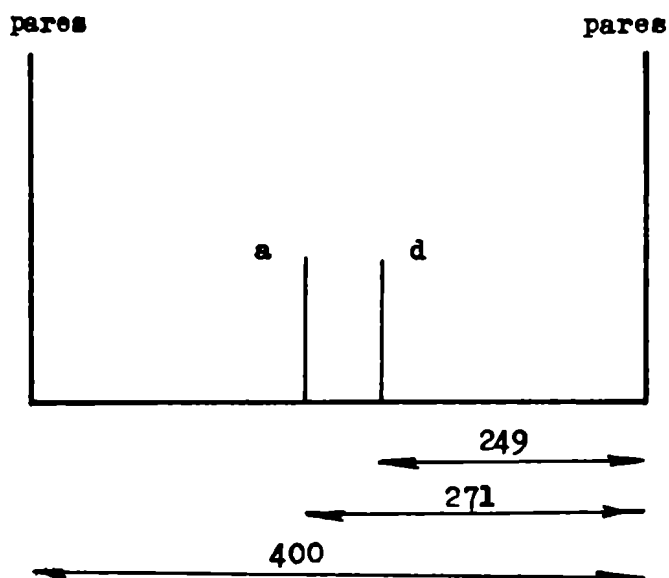
Fig. I - b - 4) Corrimientos isotópicos calculados para la línea de 2265 Å del Cd II. Estos resultados se obtuvieron al multiplicar los corrimientos presentados en la fig. I - b - 3, por 1,6. Las intensidades relativas se obtuvieron como en la fig. anterior. Tanto las intensidades como las separaciones, están dibujadas a escala.

de gravedad correspondientes en la línea 2265 Å del cadmio II, se espera que sea de 19 mk, aproximadamente.

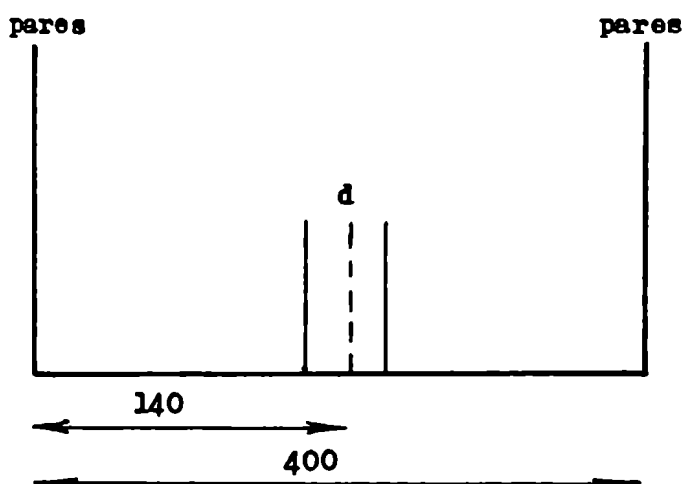
Si se re-interpretan los datos que presentó Sutherland, suponiendo que él tomó un orden de interferencia equivocado al usar el interferómetro, (véase el capítulo VI - c sobre el uso del interferómetro de Fabry-Perot), con el espaciador de 1,255 cm, la validez del factor de corrección de Fermi y Segre se verifica dentro de los mismos límites de tolerancia. Además las distancias entre los centros de gravedad producidos por las componentes pares e impares, medidas a partir de ambas líneas, es decir, a partir de las líneas de 2144 y 2265 Å, del cadmio II, con la nueva interpretación producen resultados concordantes. Los valores que se obtienen en esta forma, son de 23 mk para la línea de 2144 Å y de 19 mk para la de 2265 Å. Además, estas distancias son del mismo orden de magnitud que las estimadas en la fig. I - b - 4. (véanse figs. I - b - 5 y I - b - 6).

Como se indicó antes, Sutherland usó una lámpara de cátodo hueco como fuente de luz. Una fuente de ese tipo es inadecuada para medir en forma directa los corrimientos isotópicos, debido al ancho Doppler que presentan las líneas que emite. Por lo tanto, su trabajo solo puede dar un conocimiento parcial sobre el corrimiento isotópico.

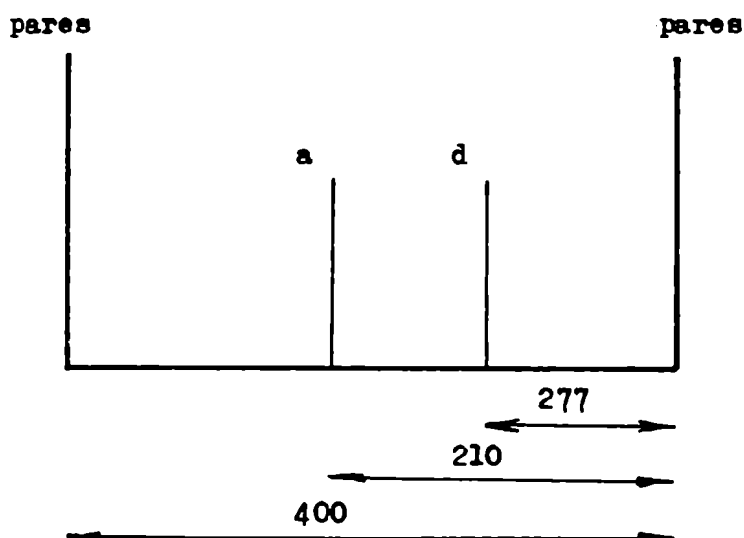
El propósito del presente trabajo sobre el cadmio, es me-



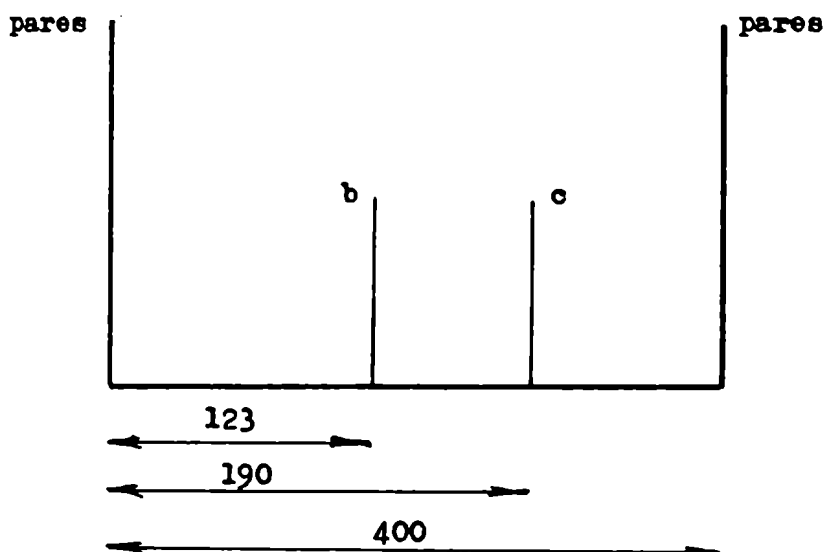
b - 5a) Esquema de la imagen de interferencia obtenida por Sutherland al espaciador de 1,255 cm, al medir la estructura hiperfina de la línea λ , con la interpretación que él propuso. d es el centro de gravedad de las componentes b y c no resueltas (véase fig. I - b - 1). Todas las distancias están dadas en mk.



b - 5b) Nueva interpretación del esquema de la parte a de esta figura. Al observar las componentes a y d, solo se observa una componente que se interpreta como la d. (En realidad éste es un conjunto de cuatro líneas no resueltas). De acuerdo con esta suposición, se encuentra que la distancia entre los centros de gravedad de las componentes impares, es de 23 mk.



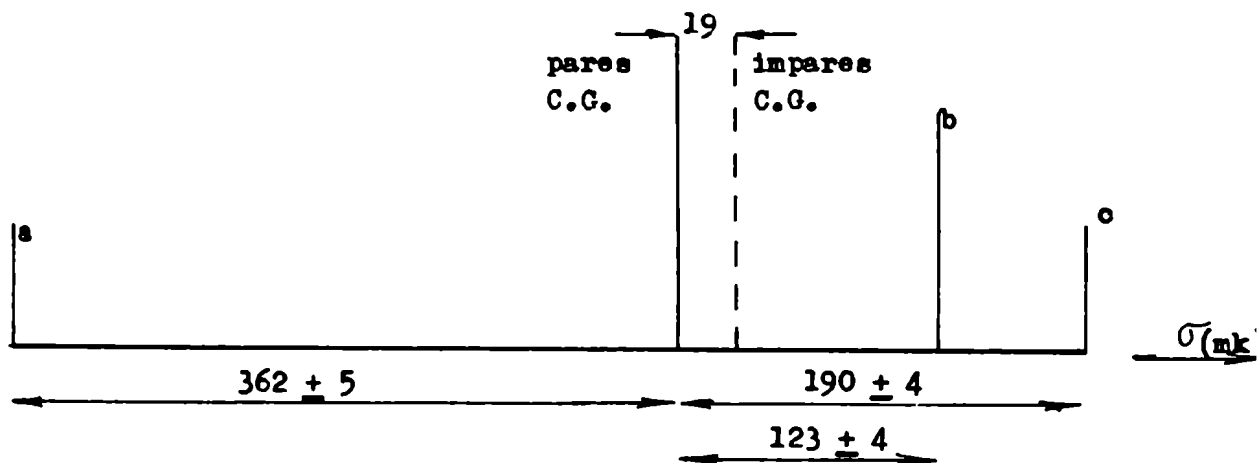
I - b - 6a) Esquema de la imagen de interferencia que obtuvo Sutherland con el espaciador de 1,255 cm para medir la hfs de la línea de 2265 Å, con su interpretación. El interorden es de 400 mk. d indica el centro de gravedad de las componentes b y c, que Sutherland supuso que no estaban resueltas. Todas las distancias están expresadas en unidades mk.



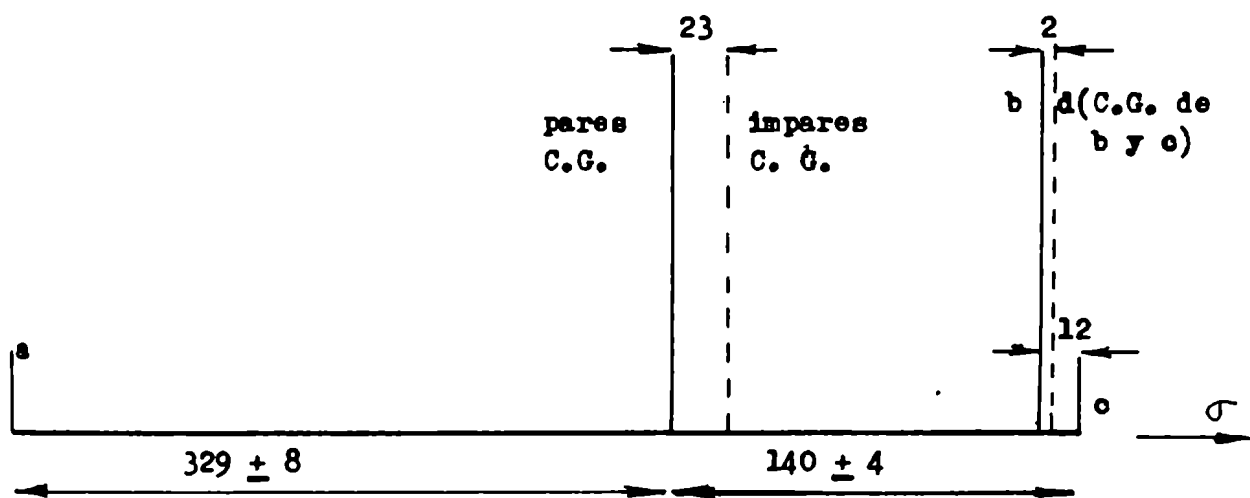
I - b - 6b) Nueva interpretación del esquema que se presenta en la parte superior de esta figura. Se supone que las componentes b y c aparecen resueltas, y que estas son las que producen los dos anillos débiles entre las componentes a. En esta forma, se supone que la componente a está superpuesta al anillo producido por las componentes pares. Las componentes b y c pertenecen al mismo orden de interferencia.

en forma directa los corrimientos isotópicos, usando la línea de 2265 Å del cadmio II. Debe recordarse que el ión cadmio II tiene un sólo electrón fuera de capa cerrada, mientras que el cadmio I tiene dos. Por ese motivo, las fórmulas usuales pueden aplicarse más directamente a los datos del cadmio II. Una vez obtenidos estos resultados, puede tratarse de resolverse la discrepancia hallada entre los corrimientos isotópicos relativos de los isótopos 112 y 114, en las mediciones de Kelly y Tomohuk⁽⁵⁸⁾ en la línea de 3261 Å del cadmio I y la de Kuhn y Ramsden⁽⁶⁴⁾ en la línea 4416 Å del cadmio II.

En la fig. I - b - 7 puede verse la estructura magnética de la línea de 2265 Å. Los valores allí mostrados, provienen de la re-interpretación de las mediciones de Sutherland. Debe recordarse que cada componente es doble, ya que a ellas contribuyen los isótopos de números de masa 111 y 113, y que debido a los altos valores del ancho Doppler de la luz usada, no podían resolverse. En la fig. I - b - 8 se esquematiza la estructura magnética de la línea 2144 Å según la nueva interpretación. También aquí cada componente es doble. Como los momentos magnéticos de los isótopos Cd^{111} y Cd^{113} no son iguales, el centro de gravedad de las componentes análogas, producidas por ambos isótopos, no está situado en el punto medio de las distancias que las separan.



g. I - b - 7) Estructura magnética de la línea de 2265 Å del Cd II, que se tiene al re-interpretar los resultados obtenidos por Sutherland (108). Las distancias están medidas en mk. Los errores que se citan, provienen de los cálculos efectuados por Sutherland. Las componentes 111 y 113 no están resueltas.



g. I - b - 8) Estructura magnética de la línea de 2144 Å del Cd II, que se tiene al re-interpretar los resultados obtenidos por Sutherland (108). Las distancias están medidas en mk. Tanto las distancias como los errores tomaron de los resultados de Sutherland. Aquí tampoco están resueltas las componentes 111 y 113.

CADMIO 11; 111 Y 113

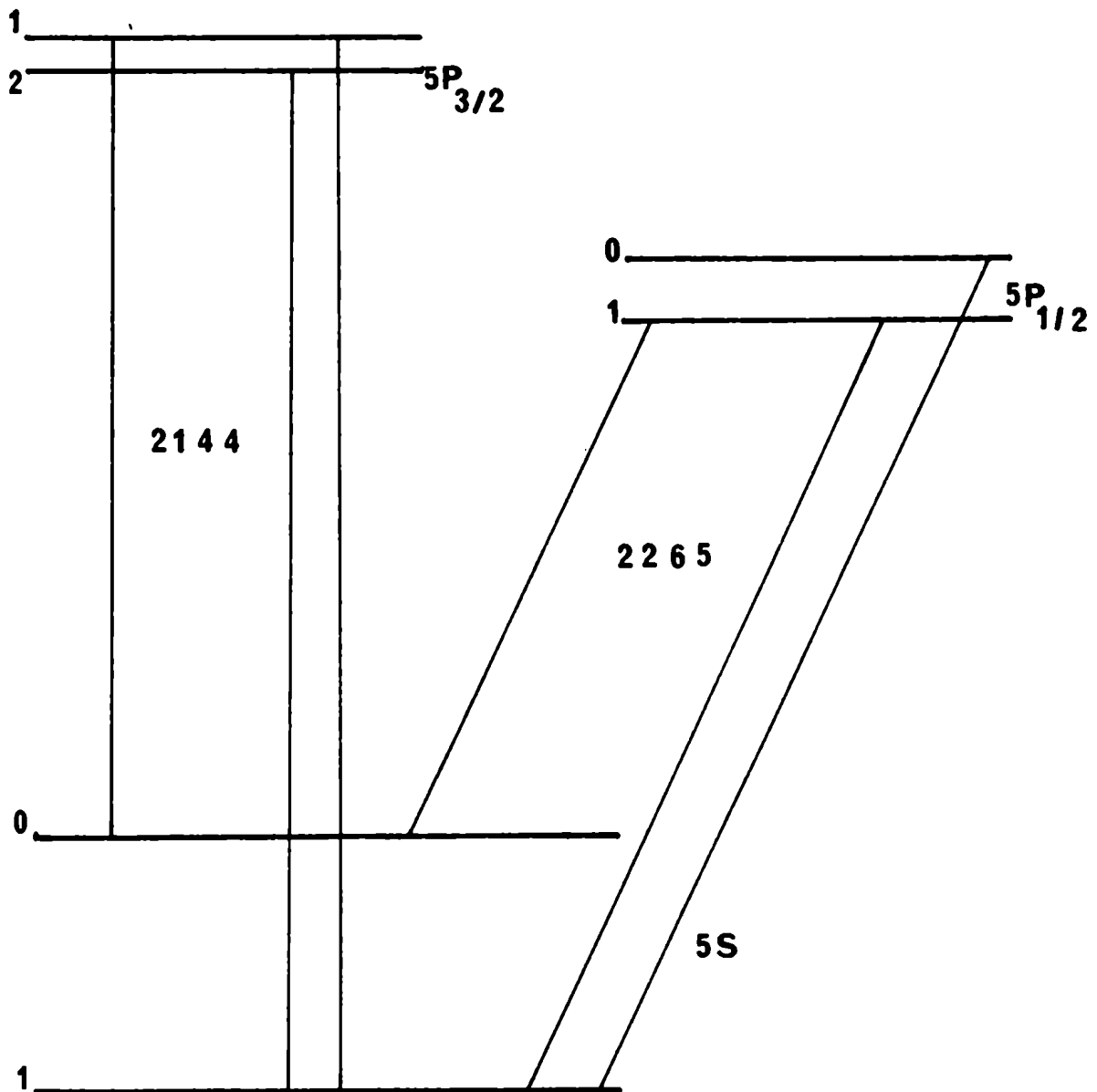


Fig. I - b - 9) Transiciones cuyas estructuras magnéticas fueron estudiadas por Sutherland. Sus resultados se re-interpretan en este capítulo. Estas re-interpretaciones, junto con las medidas de corrimiento isotópico en el cadmio, constituyeron el trabajo de Tesis para obtener el título de M.Sc. que el autor presentó en la Universidad de Manitoba(20).

Capítulo II

ÁTOMOS HIDROGENOIDES

En el año 1885 Balmer⁽²⁾ usó las medidas efectuadas por Balmer y Huggings en el espectro ultravioleta del hidrógeno para tratar de encontrar una ecuación que expresara las longitudes de onda de esas líneas. Usando las mediciones de las líneas H_{α} , H_{γ} , H_{β} y H_{δ} efectuadas por Ångström, buscó un factor común en el cociente más simple de sus longitudes de onda. Este factor común le llamó "el número fundamental" para el hidrógeno. Sugirió que para los demás elementos se podrían llamar "números fundamentales" análogos. Las longitudes de onda de las cuatro líneas H_{α} , H_{β} , H_{γ} y H_{δ} se obtienen multiplicando "el número fundamental" del hidrógeno por las fracciones $9/5$, $4/3$, $25/21$ y $9/8$, respectivamente. En base a este hecho, dedujo que esos coeficientes se pueden escribir como $1/(m^2 - n^2)$ donde m y n son números enteros. Tomando $n = 2$, darle a m distintos valores enteros, se obtienen las componentes de las líneas que forman la serie que ahora se llama Balmer. Comparando las medidas efectuadas por Vogel y Huggings en la región ultravioleta con los valores que se deducen a partir de la fórmula anterior, se constata que los resultados calculados son algo mayores que los medidos. Sin embargo para aquella época, el resultado fue sorprendentemente satisfactorio. También Balmer predijo la existencia de otras series. Sus longitudes de onda se obtendrían dándole a n otros valores enteros. Como entonces todavía no se habían observado, supuso que se necesitarían condiciones de presión y temperatura bastante especiales para excitarlas. La serie H_{α} se obtiene al poner $n = 3$, se conoce con el nombre de se-

de Paschen. Con $n = 4$ se obtiene la serie de Brackett, con $n = 5$ se obtiene la serie de Pfund.

Usando la notación moderna, la fórmula de Balmer se puede escribir como:

$$\sigma = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1)$$

de σ es el número de ondas de la transición a la cual la fórmula se refiere, y R_H es la constante de Rydberg, cuyo valor aceptado actualmente, es:

$$R_H = R_\infty / (1 + m/M)$$

de, $R_\infty = (109.737,31 \pm 0,01) \text{ K}$; m es la masa de un electrón, M es la masa de un protón.

Rydberg⁽³⁾ en el año 1889 buscó una ecuación que permitiera encontrar valores para los números de ondas de transiciones asociadas, que estuvieran de acuerdo con los resultados experimentales obtenidos en algunos metales alcalinos y otros alcali-terreos. Llegó a la conclusión que los números de ondas de esas transiciones se pueden escribir como:

$$\sigma_n = \sigma_0 - N_0 / (n + \mu)^2 \quad (3)$$

de σ_0 y μ son constantes que toman diferentes valores para las diferentes series. A σ_0 se le llama "el límite de la serie". N_0 es la misma constante que aparece en la fórmula de Balmer (R_H). Si μ se toma igual a cero, la fórmula de

erg es igual a la de Balmer.

Rydberg fué el primero en clasificar a las series en "rp", "difusa" y "Fundamental". Las siguientes fórmulas permiten obtener las componentes de las distintas series:

a la serie "sharp":

$$\sigma_n^s = \sigma_0^s - \frac{R}{(n + s)^2} \quad (4)$$

le n es un número entero, igual o mayor que 2, y S es una constante que debe determinarse experimentalmente.

a la serie "principal":

$$\sigma_n^p = \sigma_0^p - \frac{R}{(n + p)^2} \quad (5)$$

le ahora n es un número entero, mayor o igual a uno.

a la serie "fundamental":

$$\sigma_n^f = \sigma_0^f - \frac{R}{(n + f)^2} \quad (6)$$

le n es mayor o igual a tres.

a la serie "difusa":

$$\sigma_n^d = \sigma_0^d - \frac{R}{(n + D)^2} \quad (7)$$

le n es mayor o igual a 2.

Tambien Rydberg concluyó que los límites de las series

sharp" y "difusa" son los mismos. De acuerdo con las fórmulas anteriores, eso significa que $\sigma_o^s = \sigma_o^d$. Las leyes de Rydberg-Schuster y de Runge⁽¹²⁰⁾ dan otras relaciones entre los límites de las series.

En un trabajo posterior al de Rydberg, Ritz estableció "principio de combinación" que indica que la inversa de la longitud de onda de una transición, siempre se puede expresar como la diferencia entre dos términos. En esa forma, aclararon claras las relaciones que existen entre las constantes de ciertas series de un mismo elemento. Este principio permitió predecir muchas series que aún no habían sido observadas. También Ritz expresó en forma más abreviada a la fórmula de Rydberg. Según su notación, se tiene:

$$\sigma_s(n) = 1P - nS, \quad \sigma_p(n) = 1S - nP,$$

$$\sigma_d(n) = 1P - nD, \quad \sigma_f(n) = 2D - nF.$$

También consideró que si bien la fórmula de Rydberg

$$\sigma(n_1, n_2) = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

correcta, es tan solo un caso particular de la fórmula general

$$\sigma(n) = R \left(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{q^2} \right)$$

donde las cantidades p y q dependen de n_1 y n_2 , respectivamente, y pueden desarrollarse en series de las formas:

$$p = n_1 + a_1 + b_1/n_1^2 + c_1/n_1^4 + d_1/n_1^6 + \dots$$

$$q = n_2 + a_2 + b_2/n_2^2 + c_2/n_2^4 + d_2/n_2^6 + \dots$$

Una fórmula análoga había sido propuesta por Hicks:

$$\sigma_n = \sigma_{\infty} - R/(n + \mu + a/n + b/n^2 + c/n^3 + \dots)$$

Después de haberse descubierto estas leyes empíricas para las líneas de emisión que se observan más comúnmente, hubo los intentos de explicarlas en forma teórica. Sin embargo, cuando se trataba de construir una teoría que explicara tales leyes, siempre se llegaba a contradicciones o bien con alguna ley física ya establecida, o bien con algún hecho observado experimentalmente.

Para la época en que se establecieron estas leyes experimentales, se conocían las leyes de Stefan-Boltzman y de Wien de la radiación térmica. Cuando Rayleigh y Jeans trataron de combinar estas dos leyes, obtuvieron que la intensidad de la radiación emitida, es directamente proporcional a la temperatura absoluta del cuerpo que la emite, e inversamente proporcional al cuadrado de la longitud de onda de la radiación. Esta relación está de acuerdo con las observaciones experimentales tan solo en la región de longitudes de onda más largas del espectro visible. En cambio, está en total desacuerdo en la zona ultravioleta. (A este hecho se le conoció con el nombre de "catástrofe ultravioleta"). Ya anteriormente Lorentz había encontrado una ley de radiación

mica que tan solo era válida para longitudes de onda largas. Estos hechos llevaron a concluir que la teoría clásica del electromagnetismo no permite explicar la emisión y absorción de radiación por parte de los átomos. Fue la propia ley de radiación térmica que permitió encontrar las modificaciones que debían efectuarse a la teoría clásica. La expresión de la misma que está de acuerdo con las observaciones experimentales, es la de Planck. Para deducirla, se limitó a usar exclusivamente la teoría clásica del electromagnetismo, sino que introdujo la suposición adicional que un conjunto de cargas eléctricas oscilantes no absorben ni radian en forma continua, sino que lo hacen en forma discreta. Aunque con carácter de divulgación, las dificultades existentes a fines del siglo 19 para describir los procesos de radiación, están detalladas en el libro de Planck⁽⁹⁶⁾.

En el año 1913 Niels Bohr trató de explicar teóricamente las leyes que se conocían en forma empírica para las series espectroscópicas. Uno de sus puntos de partida fue tener en cuenta las ideas de Planck sobre emisión y absorción discontinuas. La otra base la obtuvo del modelo atómico ideado por Rutherford para explicar los fenómenos de scattering de partículas alfa al pasar por capas delgadas. Este modelo había sido publicado en el año 1911⁽⁹⁴⁾. Durante toda la década anterior, generalmente se aceptaba el modelo de Thomson que había sido ideado para explicar fenómenos de radioactividad. En el modelo de Rutherford se su-

que un átomo consiste en un núcleo cargado positivamente con un cierto número de electrones que giran alrededor de aquél. La cantidad de electrones es suficiente para neutralizar las cargas positivas del núcleo. Los electrones al girar describen órbitas cuyas dimensiones son mucho mayores que las nucleares. Además la masa del átomo está casi por entero concentrada en el núcleo, siendo la cantidad de electrones aproximadamente igual al peso atómico dividido por dos.

Bohr presentó sus ideas en una conferencia de la Asociación Física de Copenhague en el año 1913. En ese mismo año su trabajo salió publicado en el Philosophical Magazine⁽⁹⁾ y en el Fysik Tidskrift, 12, 97, (1914). En esos dos trabajos, también publicados en el Philosophical Magazine en el año 1913, discutió el caso más general de átomos ligeros y de átomos más pesados. La conferencia originada posteriormente se publicó en inglés en forma de libro⁽¹⁰⁾.

Hay tres suposiciones fundamentales en la teoría de Bohr: i) el átomo de hidrógeno está formado por un electrón y un protón (núcleo). La interacción entre ellos es coulombiana. El movimiento que resulta obedece las leyes de la mecánica clásica, haciendo que el electrón gire alrededor del núcleo en órbitas circulares. ii) Existen ciertas órbitas que son estables, donde las leyes de la electrodinámica clásica no se cumplen. Por lo tanto, el elec-

Un electrón que está en una de éstas, no radia. Además este tipo de órbitas es el único permitido. Sin embargo, un electrón que está en una de estas órbitas, puede pasar a una de menor radio (menor energía), emitiendo la energía sobrante en forma de radiación. La diferencia de energías en las dos órbitas, es igual a h veces la frecuencia de radiación (h es la constante de Planck). iii) El principio de correspondencia. Establece que si bien las leyes mecánicas que gobiernan a los fenómenos en escala atómica difieren radicalmente de las leyes que obedecen los sistemas macroscópicos, al considerar sistemas atómicos con radios cada vez mayores, las leyes clásicas de la dinámica, deben representar una buena aproximación. Usando estos tres postulados se llega a que las órbitas permitidas tienen una energía:

$$E_n = - \frac{Rhc}{n^2}$$

donde R es la constante de Rydberg. Esta teoría permite tener que:

$$R = \frac{2\pi^2 e^4 m_0}{ch^3}$$

los radios de las órbitas están dados por:

$$r_n = n^2 \frac{e^2}{2Rhc} = n^2 \frac{h^2}{m_0 e^2}$$

El radio de la primera órbita (el "radio de Bohr") es:

$$r_1 = a_H = \frac{h^2}{m_0 e^2}$$

momento angular del electrón en la órbita n , está dado

$$L_n = m_0 r_n^2 \omega_n = n \hbar$$

Por lo tanto, a partir de la teoría de Bohr se obtiene el postulado sobre la cuantificación del momento angular.

Si se admite que la transición del electrón de una órbita de energía E_1 a una de energía E_2 produce un solo cuanto de radiación, cuya frecuencia está dada por:

$$E_1 - E_2 = h \nu,$$

tiene que:

$$\nu = \frac{2 \pi^2 m_0 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right)$$

tiene la misma forma que la fórmula de Balmer. Esta relación da sentido físico al principio de combinación de Rydberg (120). Franck y Hertz⁽³⁵⁾ en el año 1914, verificaron experimentalmente a la relación entre la frecuencia y diferencia de energías de las órbitas, cuando lograron excitar por choque electrónico a la línea de 2536 Å del espectro normal del mercurio.

Los resultados anteriores se obtienen suponiendo que el núcleo del átomo de hidrógeno (o hidrogenoide en general), está en reposo, es decir, que tiene una masa infinita respecto de la del electrón. Al considerar el problema en forma más exacta, Bohr indicó que en los resultados anteriores debe reemplazarse m_0 por $\mu = m_0 / (1 + m_0/M)$, donde M es la masa del núcleo. Como ésta es distinta para dis-

es átomos hidrogenoides, los valores de la constante de erg serán distintos en cada caso.

Si bien Bohr mencionó que no había razón para que las descriptas por el electrón fueran tan solo circulares, fué principalmente Sommerfeld quien en el año 1916

ió el modelo de Bohr para incluir órbitas elípticas. simultáneamente con Sommerfeld, Wilson⁽¹²³⁾ desarrolló un modelo a partir del cual se pueden encontrar los resultados de Planck y de Bohr. Ese modelo se basa en las siguientes hipótesis: i) el intercambio de energía entre un sistema dinámico y el éter, o entre dos sistemas dinámicos, es de carácter discontinuo. Es decir, cada sistema es activo durante ciertos intervalos y entre ellos hay otros intervalos cortos, en que una definida cantidad de energía puede absorberse o emitirse. ii) Durante los intervalos en que el sistema es conservativo, éste está determinado por la dinámica hamiltoniana de sistemas conservativos. Los estados, les dió en llamar "estados estacionarios".

Si q_1 y p_1 son las coordenadas de posición y los momentos conjugados del sistema dinámico en un estado estacionario, los intercambios de energía solo se producen en tales que se satisfacen las ecuaciones:

$$\int p_1 dq_1 = n_1 h$$

integrales deben efectuarse sobre un período completo del movimiento. h es la constante de Planck. En el caso de órbitas elípticas se tiene

$$\oint p_\phi d\phi = k h, \quad \oint p_r dr = r h$$

de k es el número cuántico azimutal y r es el número cuántico radial. Ambos son números enteros. La suma de los dos también es un número entero, y se conoce con el nombre de número cuántico total.

En el trabajo en que Sommerfeld presentó su modelo atómico, también trató el problema desde un punto de vista de la teoría especial de la relatividad. Bohr ya había supuesto que el incremento de masa con la velocidad debería tenerse en cuenta, pues sus cálculos le llevaron a concluir que el electrón en la primera órbita, tiene una velocidad de 0.7 en unidades de la velocidad de la luz. En el modelo de Sommerfeld, para una misma energía, el electrón tiene distinta velocidad en las diferentes órbitas. Por lo tanto, los efectos relativistas dependen del número cuántico k . Cuanto mayor sea la excentricidad, mayor es la velocidad del electrón en el perihelio. Por consiguiente, son más marcados los efectos relativistas. En esa forma, predijo que las líneas del espectro del hidrógeno debían ser compuestas. Posteriormente, este hecho se constató en forma experimental.

Teniendo en cuenta a los efectos relativistas, los niveles de energía en el átomo de Sommerfeld están dados por (8),

$$1 + \frac{E}{m_0 c^2} = \left(1 + \frac{Z^2}{r + \left\{ k^2 - \alpha^2 Z^2 \right\}^{1/2}} \right)^2 \quad (8)$$

donde r es el número cuántico radial, y $\alpha = e^2 / \hbar c = 7,30 \times 10^{-3}$, es la constante de estructura fina.

Desarrollando en serie a la fórmula (8), conservando solo el menor término en $\alpha^2 Z^2$, se tiene la siguiente corrección para los términos caracterizados por n y k en el caso de hidrógeno:

$$T(n,k) = R\alpha^2 (Z/n)^4 \left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4} \right)$$

La corrección es siempre positiva, ya que en todos los casos n es mayor que k .

Al considerar el modelo de Sommerfeld en tres dimensiones, aparece otro número cuántico que da idea de la orientación de la órbita respecto de cierta dirección en el espacio. Sus valores posibles resultan ser: $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. Se lo designó con el nombre de "número cuántico magnético".

La teoría del átomo de Sommerfeld lleva inmediatamente a los llamados modelos vectoriales. Aún hoy se los usa muy frecuentemente, pues en gran cantidad de casos permiten predecir resultados que están de acuerdo con la experiencia. Sommerfeld interpretó al número cuántico m como los valores posibles en unidades de $\hbar$, que puede tomar en una determinada dirección, el momento angular total. De acuerdo con los resultados de mecánica cuántica (véase p. Davydov⁽²⁵⁾ o cualquier otro libro sobre el tema), los valores posibles del módulo del momento angular están dados por $\sqrt{\ell(\ell + 1)}$. Por esa razón, suele usarse un modelo vectorial semi-clásico basado en el de Sommerfeld, en el cual se considera que el módulo al cuadrado del momento angu-

, es $\ell(\ell + 1)$. La mayoría de los libros que tratan sobre espectroscopía atómica, suelen usar este tipo de modelo. Entre los más conocidos pueden mencionarse: Pauling y Whittemit⁽⁸³⁾, White⁽¹²⁰⁾, Herzberg⁽⁴⁴⁾, Ruark y Urey⁽⁹²⁾, Serber y Straw⁽¹¹⁵⁾, Candler⁽¹⁶⁾, Kuhn⁽⁶³⁾, etc. El acuerdo que se obtiene para gran cantidad de datos espectroscópicos usando un modelo vectorial semi-clásico es tan bueno, que son pocos los libros que se han publicado tratando el problema desde un punto de vista de mecánica cuántica. Aunque algo viejo, el más completo sigue siendo el de Condon y Shortley⁽¹⁹⁾.

Desde un punto de vista mecano-cuántico (no relativista), se plantea plantear y resolver la ecuación de Schrödinger. Si se desprecian otras interacciones que no sean la coulombiana entre el electrón y el núcleo, el hamiltoniano del electrón puede escribirse como:

$$H = \frac{1}{2\mu} \vec{p}^2 + V(r)$$

donde μ es la masa reducida. Ya que H conmuta tanto con $\vec{L}^2$ como con cualquier componente de $\vec{L}$, puede tomarse una representación donde esos operadores sean diagonales. La ecuación de Schrödinger se puede escribir como:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 - \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = E \psi \quad (9)$$

La función ψ en la base en que $\vec{L}^2$, L_z y H son diagonales, toma la forma:

$$u_{n\ell m} = \frac{R(r)}{r} \Theta(\ell m) \phi(m) \quad (10)$$

se requiere que la función $R(r)$ sea finita tanto en el origen como en el infinito. Imponiendo esta condición, se obtienen los valores permitidos de la energía:

$$E_n = -\frac{\mu e^4 Z^2}{2 \hbar^2 n^2}$$

coinciden con los niveles obtenidos por medio de la teoría de Bohr.

La descripción del átomo de hidrógeno por medio de las funciones $u_{n\ell m}$ dista bastante de ser completa. Los valores obtenidos experimentalmente, están en contradicción con las predicciones teóricas. Por ejemplo, en algunas transiciones se encuentra que k debe ser cero, lo que está en contradicción con el principio de correspondencia. Esta discrepancia fué resuelta por Uhlenbeck y Goudsmit⁽¹¹⁴⁾ al introducir el espín del electrón. Asociado al espín debe haber un momento magnético. Este debe sentir una cupla ya que se encuentra en movimiento en el campo electrostático producido por el núcleo. Esta cupla hace que el eje del espín precesione como el momento angular total del átomo debe conservarse, la órbita plana del electrón también debe precesar. El movimiento resultante es bastante complejo y es tal que el estado estacionario que se obtiene al considerar el átomo sin espín, está compuesto por un conjunto de estados, designados por las posibles orientaciones del espín. Para las funciones $u_{n\ell m}$ tengan en cuenta al espín del electrón

se multiplicarán por otra función que determine la orientación del espín. Estas son dos, siendo el módulo del momento angular igual a $\sqrt{1/2 (1/2 + 1)}$. Esto hace que el momento angular total del electrón en un estado estacionario sea o bien:

$$j = \ell + 1/2, \quad \text{o bien} \quad j = \ell - 1/2.$$

Si $\ell = 0$, ambos valores son iguales. Consideraciones semi-clásicas permiten determinar la energía que tiene cada uno de estos estados. A la diferencia de energía entre los estados con espín y la de los estados hipotéticos en que el electrón no tiene espín, se la conoce con el nombre de energía de interacción espín-órbita. Está dada por:

$$\vec{L} \cdot \vec{S} f(r) = \text{energía de interacción } L, S,$$

donde $f(r) = -e/(2m_0^2 c^2)(1/r)dV(r)/dr$. El factor 2 que aparece en el denominador, es el conocido factor de Thomas⁽¹¹⁰⁾ que debe incluirse para tener en cuenta efectos relativistas.

Ya que $\vec{L} \cdot \vec{S} = 1/2 (\vec{J}^2 - \vec{L}^2 - \vec{S}^2)$, si se usa una representación en que los operadores $\vec{J}^2$, $\vec{L}^2$ y $\vec{S}^2$ son diagonales es evidente que el operador $\vec{L} \cdot \vec{S}$ también es diagonal. Por lo tanto, se puede reemplazarlos por sus respectivos valores, obteniéndose:

$$H' = f(r) \vec{L} \cdot \vec{S} = 1/2 \hbar^2 f \left[j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1) \right]$$

Para la corrección en primer orden, se obtiene calculando los elementos de matriz diagonales de H' , tomando como funciones no perturbadas a las $u_{n\ell m}$ multiplicadas por las funciones de espín:

$$= \frac{1}{2} \hbar^2 \left[j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1) \right] \int u_{n\ell m}^* f(r) u_{n\ell m} dv$$

siendo en cuenta que en el átomo de hidrógeno, $j = \ell \pm \frac{1}{2}$, $s = \frac{1}{2}$, y que el potencial electrostático de interacción entre el núcleo y el electrón es coulombiano, se tiene:

$$E_1(j = \ell + \frac{1}{2}) = \frac{1}{2} \hbar^2 \frac{Ze^2}{2m_0 c^2} \overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)}$$

$$E_1(j = \ell - \frac{1}{2}) = \frac{1}{2} \hbar^2 (-\ell - 1) \frac{Ze^2}{2m_0 c^2} \overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)}$$

para un átomo hidrogenoide (véase por ejemplo Davydov⁽²⁵⁾) se tiene:

$$\overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)} = \frac{Z^3}{a_H^3 n^3 (\ell + 1)(\ell + 1/2)}$$

Por lo tanto:

$$E_1(j = \ell + \frac{1}{2}) = \frac{1}{2} \frac{R_E Z^4}{n^3 (\ell + 1)(\ell + \frac{1}{2})}$$

$$E_1(j = \ell - \frac{1}{2}) = -\frac{1}{2} \frac{R_E Z^4}{n^3 \ell(\ell + 1/2)}$$

donde $\alpha = e^2/\hbar c$ es la constante de estructura fina, y

$$R_E = \frac{\hbar^4}{2e^2 m_0 a_H^3}$$

no antes, a_H es el radio de Bohr.

También al usarse la ecuación de Schrödinger deben considerarse efectos relativistas. Si se estima que éstos no están en forma muy significativa a los niveles de energía, deben tenerse en cuenta por medio de la teoría de perturbaciones. De acuerdo con la teoría especial de la relatividad, la energía cinética del electrón se puede escribir como:

$$T = (m_0^2 c^4 + p^2 c^2)^{1/2} - m_0 c^2 = \frac{p^2}{2m_0} - \frac{p^4}{8m_0^3 c^2} + \dots$$

se toma como hamiltoniano de la perturbación al término

$$H_2 = - \frac{p^4}{8m_0^3 c^2}$$

obtiene:

$$E_2 = - \frac{R_H Z^4 \alpha^2}{n^3} \left(\frac{1}{\ell + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right)$$

se coincide con la aproximación de Sommerfeld si se reemplaza a k por $\ell + \frac{1}{2}$.

Los efectos que llevan a las correcciones E_1 y E_2 , aparecen directamente si se plantea la ecuación relativista de Dirac. También se los puede encontrar si se usan las modificaciones introducidas a la ecuación de Schrödinger por Schrödinger, Fock y Epstein para que sea consistente con la transformación de Lorentz (la cita bibliográfica puede consultarse por ejemplo en Atoms, Molecules and Quanta⁽⁹²⁾).

Incluso cuando se calculan los niveles del átomo de hidrógeno por medio de la teoría de Dirac, se encuentran ciertas discrepancias con respecto a los resultados experimentales. En el año 1933, Kemble y Present⁽⁶⁰⁾ trataron de explicar la discrepancia entre resultados experimentales de la estructura fina y los previstos por la teoría de Dirac. La atribuyeron a una desviación de la ley de Coulomb que el electrón siente cuando está cerca del núcleo. En esa época ya conocía el corrimiento isotópico en átomos más pesados y se lo atribuía al efecto de campo (véase el capítulo IV). Como otra alternativa, sugirieron que podría deberse al tamaño finito del electrón y del protón. En el año 1938, Ullmann⁽¹²²⁾ estudió la estructura fina de las líneas H_{α} y H_{β} (es decir, la línea H_{α} del deuterio). En su artículo talló las razones que tenía para no atribuir las discrepancias observadas a los efectos que otros investigadores le habían propuesto. Bethe le sugirió que esa discrepancia debía tener origen en la estructura fina de los niveles en los que se produce la transición. J. Franck le sugirió que el desacuerdo entre los resultados experimentales y los teóricos, se debía al efecto Stark producido por campos débiles sobre los niveles que intervienen en la transición. El mismo año, Pasternak⁽⁸¹⁾ indicó que la diferencia era demasiado grande como para deberse al volumen finito del electrón y del protón. Las observaciones de Williams podían explicarse suponiendo que el nivel 2^2S está corrido 0.30 k. Sin embargo, tal corrimiento no podía suponerse en otros átomos hidrogenoides. Actualmente las mediciones más precisas de la estructura fina del hidrógeno,

a las efectuadas por Kuhn y Series en 1950 y por Series 1954⁽⁶⁴⁾. Sin embargo, ya en el año 1947 Lamb y Retherford⁽⁶⁵⁾ usaron un método de micro-ondas para estudiar estructura fina. En esa forma, se constató claramente discrepancia encontrada con respecto a la teoría de Dirac. Ahora se conoce al corrimiento de niveles que lleva a aquélla, como corrimiento de Lamb. Su explicación se encuentra al tratar cuánticamente el campo de radiación (véase por ejemplo Bethe⁽⁷⁾ y Welton⁽¹¹⁸⁾).

Cuando se quieren estudiar átomos más complejos que los hidrogenoides, surgen complicaciones que impiden encontrar soluciones exactas. Un punto de partida para aproximar el problema, es suponer que cada electrón se mueve en un campo central, producido por el núcleo y los restantes electrones. Esta aproximación es adecuada para describir los espectros de los átomos alcalinos. En átomos más complejos hay que tener presente a las cuplas que unos electrones ejercen sobre otros.

En el modelo de campo central, se reemplaza la acción instantánea de todos los electrones del átomo sobre uno de ellos, por sus distribuciones medias de carga. También se admiten tanto la existencia del espín del electrón⁽¹¹⁴⁾ como el principio de exclusión de Pauli⁽⁸²⁾. En el año 1928 Stueckelberg usó para los metales alcalinos, un modelo de campo central con la aproximación llamada de campo autoconsistente, para calcular la distribución radial de la densidad de electrones que no son de valencia. La función de onda de un

ectrón es muy similar a la función de onda del átomo de
rógeno. La dependencia angular es exactamente la misma.
bién en este caso las funciones de onda están caracteri-
as por tres números cuánticos. La diferencia más salien-
que ahora se presenta con respecto al caso hidrogenoide,
que los niveles de energía dependen de n y ℓ .

Capítulo III

Átomos con dos electrones fuera de capa cerrada

La configuración electrónica del cinc es:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3d^{10} 4s^2 1S_0 \quad (1)$$

La configuración es similar a las del cadmio y del mercurio. Más, como se trata de un elemento que tiene dos electrones fuera de capa cerrada, el espectro presenta características similares a las de los elementos alcalino-térreos. Estos elementos son los que forman el segundo grupo de la tabla periódica, es decir, berilio, magnesio, calcio, estroncio, bario y radio. En todos estos elementos el espectro normal se describe en dos diagramas de términos. En uno de ellos, los niveles son simples, mientras que en el otro, son triples. Esta es la misma característica que presentan los espectros de átomos del tipo de helio, es decir, átomos que sólo tienen dos electrones.

El espectro normal es el que está determinado por configuraciones electrónicas tales que todos los electrones menos permanecen en los estados indicados en la ecuación (1) (el caso del cinc). Por lo tanto, en este elemento las configuraciones electrónicas de los estados del espectro normal, están dadas por:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3d^{10} 4s^2 n\ell(1L_L)(3L_{L-1,L,L+1})$$

El primer paréntesis corresponde a estados simples, y el segundo a estados triples.

Esta notación para la configuración electrónica, significa que si se imagina que los electrones no interactúan entre sí, cada uno de ellos se mueve en un campo central similar al del átomo de hidrógeno. En este caso, se tienen 2 electrones en el estado 1s, 2 en el 2s, 6 en el 2p, etc. Para tener en cuenta el caso real en que los electrones interactúan entre sí, puede pensarse que la interacción aumenta hasta llegar al valor final, lentamente, preservando la identidad de cada término. Por lo tanto, este tipo de descomposición, usando números cuánticos tomados del problema del átomo de hidrógeno, solo constituye una aproximación al análisis de los términos.

La mayoría de las series de términos de estos elementos se pueden re-presentar por medio de una fórmula generalizada de Rydberg-Ritz:

$$T_n = \frac{R_a}{n^2} = \frac{R_a}{(n-\mu)^2}$$

donde R_a es la constante de Rydberg para el elemento que se considera, y μ es el defecto cuántico, definido como $n - n^*$.

El defecto cuántico μ es función del término T_n y puede desarrollarse en serie, tomando unos pocos términos:

$$\mu = a + bT_n + cT_n^2 + dT_n^3 + \dots$$

La interacción electrostática entre los electrones lleva a la división del espectro en un sistema de niveles simples

singuletes) y uno de niveles triples (tripletes). La energía de interacción entre el momento magnético asociado al espín de los dos electrones de valencia, y el momento magnético asociado al momento angular de los mismos, lleva a una separación entre los niveles triples. Si la energía de repulsión electrostática entre los electrones es mucho menor que la atracción nuclear, pero a su vez es mucho mayor que la energía de interacción magnética entre ellos, la paridad de los niveles simples y la de los triples, es opuesta. Eso inmediatamente conduce a ver que, en esta aproximación, no pueden producirse transiciones de carácter dipolar eléctrico entre el sistema de niveles simples (singuletes) y el de niveles triples (tripletes). Las líneas producidas por este tipo de transiciones se las conoce con el nombre de "líneas de intercombinación". Se observa experimentalmente que este tipo de líneas se hacen más intensas a medida que aumenta el número atómico.

En muchos casos se ha verificado experimentalmente que la energía de interacción electrostática entre los electrones fuera de capa cerrada es mucho mayor que la energía de interacción magnética. Esta aproximación se conoce con el nombre de acoplamiento L-S o de Russell-Saunders⁽⁹³⁾. Tomando en cuenta esta aproximación, se pueden usar las reglas cuánticas para la suma de momentos angulares. Se tiene $S = 0$ para los estados singuletes, y $S = 1$ para los estados tripletes. Los valores de J están determinados por:

$$J = L \text{ para estados singuletes}$$

$J = L + 1, L, L - 1$ para tripletes.

En muchos casos (es decir, cuando la aproximación de Russell-Saunders es válida), la separación entre los niveles de tripletes producida por la interacción magnética, presenta ciertas características que llevó a Landé⁽⁶⁶⁾ a estudiarlas de forma sistemática. Así estableció empíricamente que las componentes de un triplete obedecen la "regla de los intervalos". Una componente de un triplete tiene un momento angular J , otra componente del mismo triplete tiene un valor J' , la diferencia entre ambos es:

$$\Delta E_{JJ'} = \frac{1}{2} A [J(J-1) - J'(J'-1)]$$

Si los dos niveles tienen valores adyacentes de J , es decir, $J' = J - 1$, entonces

$$\Delta E_{JJ'} = AJ$$

donde A es una constante que caracteriza al multiplete. Esta constante es en general muy difícil de determinarse. En el triplete 3P las separaciones entre las componentes están en la relación:

$$^3P_2 - ^3P_1 = 2A; \quad ^3P_1 - ^3P_0 = A, \quad \text{por lo tanto,}$$

$$^3P_2 - ^3P_1 :: ^3P_1 - ^3P_0 = 2 :: 1$$

En el triplete 3D ,

$$^3D_3 - ^3D_2 = 3A, \quad ^3D_2 - ^3D_1 = 2A$$

por lo tanto:

$$^3D_3 - ^3D_2 :: ^3D_2 - ^3D_1 = 3 :: 2,$$

n triplete 3F :

$$^3F_4 - ^3F_3 = 4 A, \quad ^3F_3 - ^3F_2 = 3 A$$

ir,

$$^3F_4 - ^3F_3 :: ^3F_3 - ^3F_2 = 4 :: 3.$$

demás de cumplirse la aproximación de Russell-Saunders, que la regla de los intervalos sea válida entre las componentes de estructura fina, la energía de interacción magnética entre los espines de los electrones y el momento magnético asociado con $\bar{L}$ debe ser proporcional a $\bar{L} \cdot \bar{S}$. Por esta razón en algunos átomos livianos, como por ejemplo el helio, la regla de los intervalos no se cumple, pese a ser la energía de interacción magnética mucho menor que la electrostática.

En los casos en que el modelo de Russell-Saunders constituye una buena aproximación, las intensidades relativas de las componentes de un triplete satisfacen la regla de las sumas de Ornstein, Burger y Dorgelo^{(14),(76)}; 1) Las sumas de las intensidades de todas las transiciones que se originan en dos niveles determinados, son proporcionales a sus pesos estadísticos, 2) las sumas de las intensidades de todas las transiciones que terminan en dos niveles determinados son proporcionales a sus pesos estadísticos. Esta regla es suficiente para encontrar las intensidades de las líneas de un triplete $^3P - ^3S$, o de un triplete $^3S - ^3P$.

no basta para determinar las intensidades relativas de estas ${}^3D - {}^3P$, ${}^3P - {}^3D$, etc., es decir, en el caso de transiciones que se originan^{y terminan} en niveles tripletes. En esos casos, deben usarse las fórmulas deducidas por Dirac⁽²⁷⁾.

Estas relaciones ya habían sido encontradas antes, partiendo del principio de correspondencia. Esas fórmulas pueden encontrarse en los libros corrientes de espectroscopía atómica (63), (120), (19), (101), etc.. Como son algo complicadas, White y Eliason⁽¹²¹⁾ las han tabulado, aproximando los resultados. Estas tablas están reproducidas en los libros de espectroscopía citados antes. Por ejemplo, para el caso de transiciones entre tripletes 3D y 3P , se tiene:

	3D_3	3D_2	3D_1
3P_2	100	17,9	1,2
3P_1		53,6	17,9
3P_0			23,8

La regla de las sumas indica que:

$$100 + 17,9 + 1,2 :: 53,6 + 17,9 :: 23,8 = 5 :: 3 :: 1$$

5 es el peso estadístico del nivel 3P_2 ,

3 es el peso estadístico del nivel 3P_1 , y

1 es el peso estadístico del nivel 3P_0 .

$$0 :: 53,6 + 17,9 :: 23,8 + 17,9 + 1,2 = 7 :: 5 :: 3,$$

es:

7 es el peso estadístico del nivel 3D_3 ,
 5 el del nivel 3D_2 , y
 3 el del nivel 3D_1 .

En el cuadro anterior se observan las siguientes reglas: líneas más intensas son aquéllas en que J y L cambian en mismo sentido. De éstas, la más intensa es la que corresponde a los valores mayores de J y L. A las componentes que ocupan la parte diagonal de ese cuadro, se les suele llamar las transiciones principales del triplete. A las componentes se les suele llamar las líneas satélites del triplete.

Las transiciones correspondientes a las partes del cuadro que no se han llenado, están prohibidas. Para explicar la estructura de multipletes, ya Sommerfeld⁽¹⁰³⁾ en el año 1916 estableció "los principios de selección". Al año siguiente, Wentzel⁽¹¹⁹⁾ llegó a las reglas de selección, interpretando espectros de rayos X. Para el espectro normal visible, las reglas de selección son:

$$\Delta L = \pm 1$$

$\Delta J = \pm 1, 0$, donde las transiciones con $\Delta J = 0$ entre niveles con $J = 0$, están prohibidas. Como se vio antes, si el acoplamiento de Russell-Saunders es perfecto, entonces también debe ser $\Delta S = 0$.

Aún en el caso en que el modelo de Russell-Saunders cons-

uya una buena aproximación, pueden observarse desviaciones con respecto a las regularidades espectrales que se indican más arriba. La principal causa la constituye la repulsión de configuraciones. El punto de partida para encontrar las autofunciones de un átomo multielectrónico, se basa en el modelo de Slater⁽¹⁰²⁾ en el cual los electrones del átomo se mueven independientemente en un potencial central $-u(r)$, sin interactuar entre sí. Las autofunciones deben ser anti-simétricas ante el intercambio de cualquier par de electrones. Están especificadas por un conjunto de cuatro números cuánticos. Este tipo de autofunciones son las soluciones exactas del problema mecánico cuyo hamiltoniano es:

$$H_1 = \sum_1^N \left[\frac{1}{2\mu} \vec{p}_1^2 - u(r_1) \right] \quad (1)$$

Considerando la aproximación de Russell-Saunders el hamiltoniano para el átomo de N electrones, está dado por⁽¹⁸⁾,

$$H_2 = \sum_1^N \left[\frac{1}{2\mu} \vec{p}_1^2 - \frac{Ze^2}{r_1} + V(r_1) \vec{L} \cdot \vec{S} \right] + \frac{e^2}{2} \sum_{i \neq j} \frac{1}{r_{ij}} \quad (2)$$

Los hamiltonianos H_1 y H_2 no conmutan entre sí. Por consiguiente, la matriz de H_2 no es diagonal cuando se usa una representación en base a las autofunciones de H_1 . Por lo tanto H_2 tiene elementos de matriz no nulos entre estados de diferentes configuraciones. Esos elementos son los que dan

pertenecen a la "interacción de configuraciones". Si esos elementos de matriz no diagonales, son mucho menores que la diferencia entre las energías de las configuraciones, éstas quedan prácticamente sin mezclarse, y pueden tomarse para la mayoría de los casos prácticos como puras. Dicho en otra forma, si los elementos de matriz no diagonales son mucho menores que las diferencias de energías entre los niveles definidos por H_1 , se puede aplicar la teoría de perturbaciones de primer orden. El hamiltoniano de la perturbación está dado por:

$$V = H_2 - H_1$$

Si esa condición no se cumple, el término de perturbación de segundo orden se vuelve importante. Esto significa que produce una alteración de las autofunciones que no puede desprejiciarse, es decir, el desarrollo de una autofunción de H_2 en términos de las de H_1 , correspondiente a un nivel determinado, tiene una contribución importante de las autofunciones de los niveles vecinos de H_1 . Esto significa que a medida que la corrección de segundo orden se hace más importante, los números cuánticos anteriores se hacen cada vez menos adecuados para caracterizar a las autofunciones de H_2 .

Si ϕ_i son las autofunciones de H_1 y E_i son sus autovalores, las autofunciones de H_2 en primer orden están dadas por

$$\psi_1 = \phi_1 + \sum_{i \neq 1} \frac{V_{1i}}{E_1 - E_i} \phi_i$$

V_{11} son los elementos de matriz entre los estados l e i hamiltoniano de perturbación. Estos elementos de matriz sero si: i) los dos estados tienen distinto J , ii) si los estados tienen distinta paridad.

En 1938, Bacher⁽³⁾ mostró que los elementos de matriz de interacción electrostática entre las configuraciones $3s3d$ $3p^2$ 1D del magnesio I son los suficientemente grandes para explicar que el nivel $3s3d$ 1D esté más bajo que el 3D , como se había observado experimentalmente. Para calcular los elementos no diagonales, usó funciones radiales dadas por Slater.

Son muchos los átomos o iones con dos electrones fuera de la capa cerrada en que se observaron los niveles singuletes D debajo de los niveles tripletes D , en el espectro normal. El resultado que obtuvo Bacher para el magnesio I, le hizo creer que sucede lo mismo en los casos del aluminio II, La , gadolinio II e indio II.

Es solo el nivel $3s3d$ 1D del magnesio I resulta desplazado. También sucede otro tanto con el nivel $3p^2$ 1D . Esos desplazamientos son opuestos. El primero se corre hacia abajo mientras que el segundo se corre hacia arriba. Bacher supuso que el nivel $3p^2$ 1D , no teniéndose en cuenta la perturbación, se halla por arriba del límite del espectro normal.

Si esta suposición es correcta, al tenerse en cuenta la perturbación, ese nivel debe hallarse aún más alto.

IV

Introducción Teórica Sobre Estructura Hiperfina

Al observar con espectrógrafos de alta resolución líneas de determinados multipletes, se encuentra que muchas de ellas están compuestas por un conjunto de componentes muy cercanas. A ese conjunto se lo conoce con el nombre de estructura hiperfina. Como es costumbre, se lo abreviará en forma hfs. Se producen por dos tipos distintos de fenómenos: a) debido a la interacción electromagnética de la densidad de carga electrónica con la densidad de carga nuclear, debido a la composición isotópica de la sustancia que se considera.

a - 1. Interacción electromagnética.

Esta breve introducción se basa principalmente en las ideas presentadas por Kopfermann⁽⁶¹⁾, Kelly⁽⁵⁶⁾, Casimir⁽¹⁷⁾, Heisenberg⁽¹²⁰⁾, Goudsmit⁽³⁷⁾, Herzberg⁽⁴⁴⁾, Ramsey⁽⁸⁷⁾ y Blinnicko⁽⁸⁾.

Usando las leyes de la electrodinámica clásica⁽⁵⁰⁾, la energía de interacción entre dos densidades de carga y corriente, se puede escribir como:

$$E = - \left\{ \iiint \frac{\rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2)}{r_{12}} dv_1 dv_2 + \iiint \frac{\vec{j}_1(\vec{r}_1) \cdot \vec{j}_2(\vec{r}_2)}{r_{12}} dv_1 dv_2 \right\} \quad (1)$$

donde: $\rho_1(\vec{r})$ es la densidad de carga electrónica en la posición $\vec{r}_1$, $\rho_2(\vec{r}_2)$ es la densidad de carga nuclear en la posición $\vec{r}_2$; $\vec{j}_1(\vec{r}_1)$ es la densidad de corriente elec-

única en la posición $\bar{r}_1$; $\bar{j}_2(\bar{r}_2)$ es la densidad de corriente nuclear en la posición $\bar{r}_2$; y $r_{12} = |\bar{r}_1 - \bar{r}_2|$.

La fórmula (1) puede escribirse como:

$$= - \int \rho_2(\bar{r}_2) \phi(\bar{r}_2) d\mathbf{v}_2 - \frac{1}{c} \int \bar{A}(\bar{r}_1) \cdot \bar{j}_1(\bar{r}_1) d\mathbf{v}_1; \quad (2)$$

$$\phi(\bar{r}_2) = \int \frac{\rho_1(\bar{r}_1)}{r_{12}} d\mathbf{v}_1 \quad (3)$$

potencial escalar producido por los electrones en $\bar{r}_2$, y

$$\bar{A}(\bar{r}_1) = \frac{1}{c} \int \frac{\bar{j}_2(\bar{r}_2)}{r_{12}} d\mathbf{v}_2 \quad (4)$$

potencial vectorial nuclear producido en $\bar{r}_1$.

El origen de coordenadas está localizado en el C. M. del . Para los electrones cuya densidad de carga es cero en origen, la ecuación (3) se puede desarrollar en serie, de lo con la página 101 del libro de Jackson⁽⁵⁰⁾,

$$= \phi(0) - \bar{r}_2 \cdot \bar{F}(0) - \frac{1}{6} \sum_{i,j} (3x_i x_j - r_2^2 \delta_{ij}) \frac{\partial^2 \phi(0)}{\partial x_i \partial x_j} + \dots \quad (5)$$

x_i y x_j son las componentes de $\bar{r}_2$, y $\bar{F} = - \text{grad } \phi$. Para el núcleo la ecuación (4) puede desarrollarse de lo con la página 145 del libro de Jackson⁽⁵⁰⁾

$$\bar{A}(\bar{r}_1) = \frac{\bar{\mu}_I \times \bar{r}_1}{r_1^3} + \dots \quad (6)$$

$$\bar{\mu}_I = \frac{1}{2c} \int \bar{r}_2 \times \bar{j}_2(\bar{r}_2) d\mathbf{v}_2$$

se define como el momento magnético nuclear de la distribución de corriente $\bar{j}_2(\bar{r}_2)$.

Combinando las ecuaciones (5) y (6) con la ecuación (2),

$$\begin{aligned} \mu_I = & - \int \rho_2(\bar{r}_2) \phi(0) d\mathbf{v}_2 + \bar{F}(0) \cdot \int \bar{r}_2 \rho_2(\bar{r}_2) d\mathbf{v}_2 + \\ & + \sum_{i,j} \frac{1}{6} \frac{\partial F_j(0)}{\partial x_i} \int (3x_i x_j - r_2^2 \delta_{ij}) d\mathbf{v}_2 - \\ & - \int \frac{(\bar{\mu}_I \times \bar{r}_1) \cdot (\bar{j}_1(\bar{r}_1))}{r_1^3} d\mathbf{v}_1 \quad (7). \end{aligned}$$

Desde un punto de vista de mecánica cuántica, el sistema formado por el núcleo, considerado como puntual, y los electrones, descrito por las autofunciones de los electrones y autofunciones del núcleo, sufre una perturbación cuyo hamiltoniano está dado por la diferencia entre la ecuación (7) y la energía de interacción, suponiendo que el núcleo está en su estado fundamental:

$$H_{\text{perturbación}} = E_{\text{int.}} - \sum_i - \frac{Ze^2}{r_i} \quad (8),$$

donde Ze es la carga nuclear. La suma se extiende a todos los electrones.

Es evidente que el primer término de la ecuación (7) se cancela con el segundo de la ecuación (8). Además, en la

ión (7):

$$\bar{p} = \int \bar{r}_2 \rho_2(\bar{r}_2) dv_2 \quad (9)$$

$\bar{p}$ es el momento dipolar eléctrico del núcleo. Es importante notar que hasta el presente no se ha encontrado momento eléctrico nuclear distinto de cero. Esto está de acuerdo con el hecho que un sistema mecanocuántico de paridad definida debe presentar un resultado nulo para el valor de la función del momento dipolar eléctrico. Por lo tanto, el último término de la ecuación (7) puede dejarse de lado.

Puede cambiarse de expresión al último término de la ecuación (7). Permutando cíclicamente a las componentes del producto mixto:

$$\int \frac{(\bar{\mu}_I \times \bar{r}_1) \cdot \bar{j}_1(\bar{r}_1)}{r_1^3} dv_1 = \int \frac{\bar{\mu}_I \cdot (\bar{r}_1 \times \bar{j}_1(\bar{r}_1))}{r_1^3} dv_1$$

$$\int \frac{\bar{r}_1 \times \bar{j}_1(\bar{r}_1)}{r_1^3} dv_1 = \bar{H}_0 \text{ es el campo magnético creado}$$

por $\bar{j}_1(\bar{r}_1)$ en el origen.

Al considerar el problema desde un punto de vista mecánico, hay que tener en cuenta que el núcleo posee un momento angular, al cual hay asociado un momento dipolar magnético, que tiene símil clásico. Así $\bar{\mu}_I$ es el momento magnético nuclear que no se puede determinar por razonamientos clásicos.

Combinando las ecuaciones (9), (10) y (11) con la (8):

$$-\vec{\mu}_I \cdot \vec{H}_0 + \sum_{i,j} \frac{1}{6} \frac{\partial^2 P_j(0)}{\partial x_i^2} \int (3x_i x_j - r^2 \delta_{ij}) \rho_2 d\mathbf{r}_2 \quad (12)$$

mento dipolar magnético nuclear puede escribirse como:

$$\vec{\mu}_I = \frac{eM}{2Mc} g_I \vec{I} \quad (13)$$

, M es la masa del protón, g_I es el factor numérico g del , e $\vec{I}$ es el espín nuclear.

El campo H_0 puede escribirse como:

$$\vec{H}_0 = k \vec{J}$$

$\vec{J}$ es el momento angular total de los electrones, y k puede determinarse calculando el valor de expectación de H_z cuando

$$k = \frac{1}{J} (n, J, m=J | H_z | n, J, m=J) = \frac{1}{J} \overline{H(0)} \quad (14)$$

Por medio de las ecuaciones (13) y (14) el primer término de la ecuación (12) se puede escribir como:

$$H' = H'_m + H'_e = - \frac{eM}{2McJ} g_I \overline{H(0)} (\vec{I} \cdot \vec{J}) + H'_e \quad (15)$$

H'_m y H'_e representan el hamiltoniano de interacción magnética y eléctrica, respectivamente.

Tomando al operador $\vec{F}$, definido como: $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ cumple la siguiente relación: $\vec{I} \cdot \vec{J} = \frac{1}{2}(\vec{F}^2 - \vec{I}^2 - \vec{J}^2)$, la que es evidente que, si se trabaja en una representación en la que $\vec{I}^2$ y $\vec{J}^2$ son diagonales, el operador H' de la ecuación también lo es. Por lo tanto, en esa ecuación es posible

lazar los operadores por sus autovalores. En esta forma, me que:

$$\begin{aligned}
 & - \frac{e\hbar g_I}{2Mc_2J} \bar{H}(0) \left\{ F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \right\} + H'_\bullet = \\
 & = \frac{1}{2} AC + H'_\bullet \quad (16)
 \end{aligned}$$

$$A = - \frac{e\hbar g_I}{2Mc_2J} \bar{H}(0) = \frac{\mu_I \bar{H}(0)}{IJ}$$

$$F(F+1) - I(I+1) - J(J+1).$$

En el núcleo, la divergencia del campo eléctrico $\bar{F}(\bar{r})$ es $\text{div} \cdot \bar{F}(\bar{r}) = 0$.

Como el potencial ϕ tiene simetría cilíndrica alrededor del eje z, se cumple que:

$$\frac{\partial F_z}{\partial z} = -2 \frac{\partial F_y}{\partial y} = -2 \frac{\partial F_x}{\partial x} \quad (17).$$

Con ayuda de esta ecuación es posible darle otra forma al término $H'_\bullet$ de la ecuación (12), ya que el tensor gradiente de ϕ se refiere a sus ejes principales:

$$\frac{\partial F_i}{\partial x_j} = 0 \quad \text{si } i \neq j. \quad \text{Si } i = j, \text{ entonces se cumple}$$

ecuación (17).

Por lo tanto, $H'_\bullet$ puede escribirse como:

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{6} e \left\{ \frac{\partial F_x}{\partial x} \int (3x^2 - r_2^2) \rho_2 dv_2 + \frac{\partial F_y}{\partial y} \int (3y^2 - r_2^2) \rho_2 dv_2 + \right. \\
 &\left. \frac{\partial F_z}{\partial z} \int (3z^2 - r_2^2) \rho_2 dv_2 \right. \\
 &\left. + \left\{ -\frac{1}{2} \frac{\partial F_x}{\partial x} \int (3x^2 - r_2^2) \rho_2 dv_2 - \frac{1}{2} \frac{\partial F_y}{\partial y} \int (3y^2 - r_2^2) \rho_2 dv_2 \right. \right. \\
 &\left. \left. - \frac{1}{2} \frac{\partial F_z}{\partial z} \int (3z^2 - r_2^2) \rho_2 dv_2 \right\} = H'_0 = \right. \\
 &\left. \frac{\partial F_z(0)}{\partial z} \cdot \int (3z^2 - r_2^2) \rho_2 dv_2. \quad (18) \right.
 \end{aligned}$$

La ecuación (18) está referida a los ejes principales del grad $\vec{F}(\vec{r})$. La integral que allí aparece es el momento cuadrupoloar del núcleo:

$$eQ' = e \int (3z^2 - r_2^2) \rho_2 dv_2 \quad (19)$$

Si se desea referir el momento cuadrupolar al eje de simetría del núcleo, debe efectuarse un cambio de coordenadas. Considerando que ϑ es el ángulo formado por el eje de simetría del campo y el del núcleo, se tiene que:

$$eQ' = eQ \cdot (1/2)(3 \cos^2 \vartheta - 1) \quad (20)$$

donde Q es el momento cuadrupolar nuclear referido a sus ejes principales.

De las ecuaciones (18), (19) y (20) se obtiene que:

$$H'_0 = \frac{1}{4} \frac{\partial \overline{F_z(0)}}{\partial z} \text{ eq. } \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1) \quad (21).$$

esta expresión es puramente clásica. Sin embargo, debe ser igual a la energía de interacción cuadrupolar eléctrica, calculada por medio de mecánica cuántica, cuando se la usa para grandes números cuánticos. Como se hizo antes, $\cos \theta$ puede expresarse por:

$$= \frac{\overline{F^2} - \overline{I^2} - \overline{J^2}}{2\overline{I^2}\overline{J^2}} = \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2I(I+1)J(J+1)}.$$

Al reemplazar este valor de $\cos \theta$ en la ecuación (21), para grandes números cuánticos, se obtiene el mismo resultado que dedujo Casimir⁽¹⁷⁾ usando mecánica cuántica:

$$= \frac{\text{eq}}{4} \cdot \frac{\partial \overline{F_z(0)}}{\partial z} \cdot \frac{(3/2)C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)} \quad (22)$$

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1).$$

se acostumbra a escribir:

$$A_0 + \frac{1}{4} B \frac{(3/2)C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)} \quad (23)$$

$$B = \text{eq.} \frac{\partial \overline{F_z(0)}}{\partial z}$$

La energía adicional H' da origen a un corrimiento y desdoblamiento de los niveles de energía atómicos, que a su vez produce un corrimiento y desdoblamiento de las líneas espectrales. Para encontrar el valor total de la energía que

En un nivel determinado en un multiplete, es necesario para E_J (la energía del nivel en el multiplete) la cantidad F que depende del número F . Para determinados valores de I , el número cuántico F toma los valores de:

$$F = I + J, I + J - 1, \dots |I - J|.$$

Consecuentemente, un nivel de un multiplete que está caracterizado por cierto valor de J , se separa en $2J + 1$ estados, si $J \geq I$, o en $2I + 1$ si $J < I$. El centro de gravedad de los estados de estructura hiperfina así producidos, queda en la misma posición en el diagrama de niveles de energía, que tenía el nivel si no se consideraban los efectos nucleares mencionados ahora en este capítulo (véase fig. IV - a - 1). Esto ocurre siempre y cuando las energías de interacción entre $\vec{S}$ y $\vec{L}$ e $\vec{I}$ son pequeñas comparadas con la energía de interacción entre $\vec{S}$ y $\vec{L}$, en el caso en que pueda usarse la aproximación de Russell-Saunders, o que la energía de interacción con I es pequeña comparada con cualquier otra energía de interacción cuando la aproximación de Russell-Saunders no es válida. En general la separación en energía entre las distintas componentes de hfs es mucho menor que las diferencias de energía entre las componentes de estructura fina. Por lo tanto, las suposiciones que se hicieron con respecto al vector $\vec{J}$ son mejor justificadas que las que se hacen en la aproximación de Russell-Saunders para el caso de estructura fina.

Cuando la energía de interacción entre $\vec{J}$ e $\vec{I}$ es pequeña comparada con las energías de interacción entre los distintos electrones cuya suma dan $\vec{J}$, un razonamiento clásico muestra que

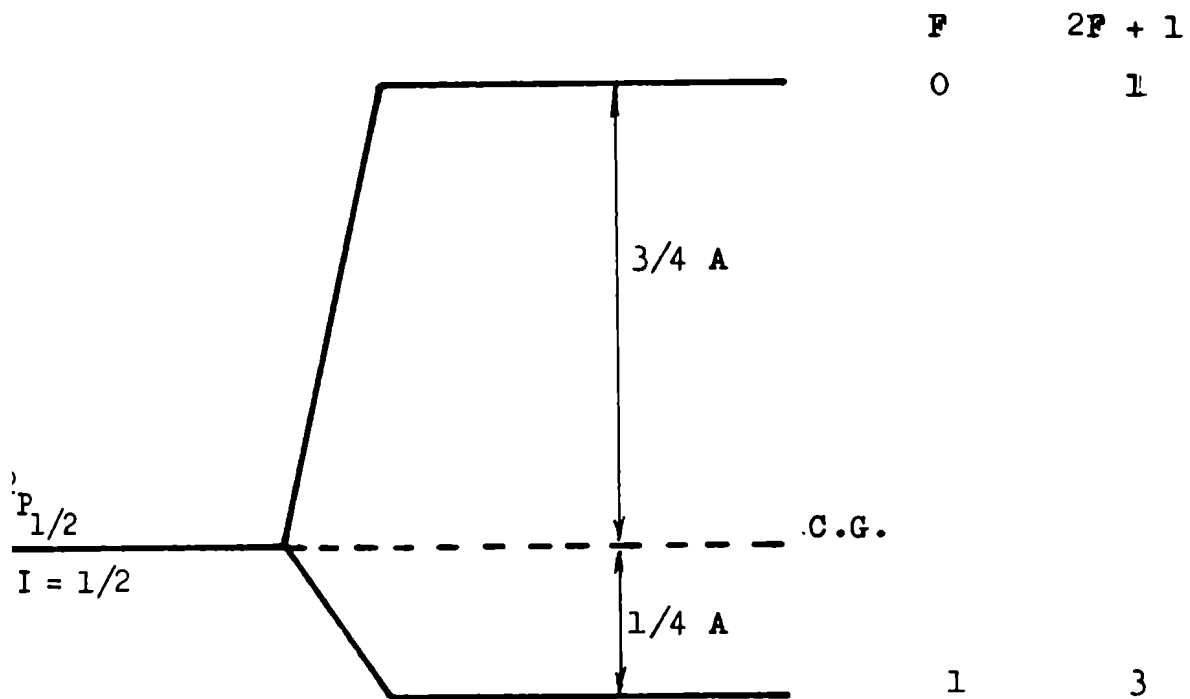


Fig. IV - a - 1) Desdoblamiento magnético del nivel $^2P_{1/2}$ del Cd II. Como el momento magnético nuclear es negativo, los niveles de estructura hiperfina presentan secuencia negativa. Esto significa que el nivel de mayor F tiene menor energía. La interacción cuadripolar eléctrica es nula pues $J = 1/2$, $I = 1/2$.

una regla definida de intensidades entre las componentes de multiplete de hfs. El acoplamiento entre el espín nuclear y el sistema electrónico es tan débil que no cambia la energía tal irradiada por una línea, sino que la distribuye entre distintas componentes de hfs. En muchos casos, esas relaciones de intensidad pueden determinarse usando la regla de sumas, originalmente presentada por Ornstein, Burger y Gele⁽¹⁹⁾ para multipletes de estructura fina: i) la suma de las intensidades de todas las líneas de un multiplete de hfs que comienzan en un mismo estado inicial, caracterizado por cierto F , es proporcional a su peso estadístico cuántico $+1$, ii) la suma de las intensidades de todas las líneas de multiplete de hfs que terminan en el mismo estado, caracterizado por F' , es proporcional a su peso estadístico cuántico $+1$. Cuando los dos niveles que dan origen a un multiplete están separados en distintos estados hfs, la regla de sumas dada en la forma anterior, no basta para determinar las intensidades relativas de las componentes. En este caso, Wign y Russell (ver referencias en Atomic Spectra⁽⁶³⁾) derivaron resultados que se encuentran en tablas para las líneas de los multipletes de estructura fina. Para usarlas para determinar las intensidades de componentes hfs, debe hacerse el replazo $L \rightarrow J$, $S \rightarrow I$, $J \rightarrow F$.

Si la energía de interacción cuadripolar eléctrica puede desprejarse, el desdoblamiento de un nivel por la interacción polar magnética sigue la regla de los intervalos, establecida por Landé para la estructura fina. Debe hacerse previamente

plazo indicado antes. Los estados que difieren en F en una unidad, son adyacentes. Además, al ver la expresión de C (ecuación (22)), es evidente que la diferencia entre dos estados adyacentes, es ΔF , donde F es mayor de los números cuánticos F_1 y F_2 que caracterizan los niveles que producen la transición.

- 2. El problema de determinar la constante A en la ecuación (23).

Como se indicó antes, $A = \frac{\mu_N \overline{H(0)}}{IJ}$.

Para conocer A , es necesario calcular

$$\overline{H(0)} = (n, J, m=J | H_z | n, J, m=J)$$

El campo magnético producido en el núcleo por los electrones cuando hay un solo electrón de valencia, puede pensarse como compuesto de dos partes: una debida a $\vec{L}$, y otra a $\vec{S}$, $\vec{H} = \vec{H}_L + \vec{H}_S$. Usando argumentos clásicos:

$$\vec{H}_L = - \frac{e(\vec{r} \times \vec{v})}{cr^3} = - \frac{e}{mc r^3} \vec{L}$$

$$\vec{H}_S = \frac{3(\vec{r} \cdot \vec{\mu}_S)\vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{\mu}_S}{r^3}$$

Usando estas expresiones para $\vec{H}$ puede mostrarse (véase ejemplo Hindmarsh⁽⁴⁶⁾ y Pauling y Goudsmit⁽⁸³⁾) que:

$$\overline{H(0)} = \frac{2 \mu_N \mu_B \ell(\ell + 1)}{M(j + 1)} \cdot \left(\frac{1}{r^3} \right) \quad (24)$$

μ_B es el magnetón de Bohr = $e\hbar/(2mc)$, y

μ_N es el magnetón nuclear = $e\hbar/(2Mc)$.

Usando la ecuación (24) junto con la (16):

$$H'_m = \frac{2\mu_I\mu_S \ell(\ell+1)}{2j(j+1)} \cdot \overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)} \quad (25)$$

o lo tanto:

$$a_j = \frac{2\mu_I\mu_S \ell(\ell+1)}{Ij(j+1)} \cdot \overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)} \quad (26)$$

Se ha usado a_j en vez de A_j , ya que es común designar a valores de los parámetros para átomos con un solo electrón de valencia, con letras minúsculas.

Es posible efectuar estimaciones cuantitativas de las energías de interacción si se puede evaluar $\overline{(r^{-3})}$, y si se conoce g_I , que da una medida del momento dipolar magnético del núcleo. Para un átomo hidrogenoide el valor medio de r^{-3} está dado por (véase por ejemplo Davydov⁽²⁵⁾):

$$\overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)} = \frac{Z^3}{a_0^3 n^3 (\ell+1)(\ell+\frac{1}{2})} \quad (27)$$

a_0 es el radio de Bohr y los otros símbolos tienen su significado habitual.

Usando la ecuación (27) se obtiene:

$$a_j = \frac{2\mu_I\mu_S Z^3}{a_0^3 n^3 j(j+1)(\ell+\frac{1}{2})} \quad (28)$$

es válida para átomos hidrogenoides.

Cuando el electrón ocupa un estado s , el momento angular es cero. Luego, surgen problemas al calcular $\langle r^{-3} \rangle$ hallar $\bar{H}(0)$ (ecuación (24)). Sin embargo, de acuerdo a los más rigurosos (véase por ejemplo Fermi y Segre⁽³²⁾ y Fermann⁽⁶¹⁾) puede demostrarse que en primera aproximación está justificado poner simplemente $l = 0$ en la ecuación. Esta ecuación, luego de reemplazar $l = 0$ y $j = 1/2$, da:

$$B = \frac{16 \mu_I \mu_S z^3}{3 a_0^3 n^3} = \frac{16 \pi \mu_I \mu_S}{3} \cdot \psi_s^2(0) \quad (29)$$

donde $\psi_s^2(0) = z^3 / (\pi a_0^3 n^3)$ es el cuadrado de la función de onda de Schrödinger para electrones s , cuando $r = 0$.

Si en lugar de tener un átomo hidrogenoide se tiene un ion con un solo electrón fuera de capa cerrada, o sea una configuración tipo alcalina, el problema puede considerarse como bastante similar, usando el concepto clásico de órbitas penetrantes y el principio de correspondencia (véase por ejemplo White⁽¹²⁰⁾). El movimiento del electrón de valencia en una de estas órbitas, puede aproximarse suponiendo que la órbita se divide en dos porciones: la primera donde el electrón se halla fuera de la nube electrónica conformada por los electrones que pertenecen a capas cerradas, y la segunda, donde el electrón de valencia se mueve dentro de esa

Con esta aproximación sencilla, el potencial electrostático que actúa sobre el electrón de valencia, es:

$$\phi(r) = Ze/r \quad \text{si } r < r_0$$

$$\phi(r) = Z_0 e/r \quad \text{si } r > r_0$$

r_0 es una magnitud no muy bien definida. Da una idea más de la nube electrónica. En las dos regiones la función de onda es hidrogenoide. En la región externa, el número cuántico efectivo es n^* . La ecuación (24) sigue siendo válida. Ahora el problema consiste en estimar $\overline{r^{-3}}$. Usando la ecuación (27) se tiene:

$$\begin{aligned} \overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)}_2 &= \frac{Z^3}{a_0^3 n^3 \ell(\ell + \frac{1}{2})(\ell + 1)} \quad \text{si } r < r_0 \\ \overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)}_1 &= \frac{Z_0^3}{a_0^3 n^{*3} \ell(\ell + 1)(\ell + \frac{1}{2})} \quad \text{si } r > r_0 \end{aligned} \quad (30)$$

El promedio total puede hallarse dando determinados pesos a las porciones externa e interna de la órbita. Lo más evidente es usar como coeficiente de peso, el tiempo que tarda en recorrer cada región. Considérese que esos tiempos son: t_1 para la región $r > r_0$ y t_2 si $r < r_0$. Los tiempos t_1 y t_2 pueden hallarse aproximadamente suponiendo que en cada región el electrón describe una órbita elíptica completa. En consecuencia, esos tiempos calculados por medio de la teoría de Bohr, son:

$$t_1 = \frac{2\pi n^{*3} a_0}{m e^4 Z_0^2} \quad t_2 = \frac{2\pi n^3 a_0}{m e^4 Z^2} \quad (31)$$

Así también en forma aproximada, el tiempo necesario para

efectúe una órbita completa, es:

$$t = t_1 + t_2 = \frac{2\pi\mu}{me^4} \left(\frac{n^*3}{z_0^2} + \frac{n^3}{z^2} \right)$$

promedio total es:

$$\bar{t} = \left\{ t_1 \left(\frac{1}{r^3} \right)_1 + t \left(\frac{1}{r^3} \right)_2 \right\} : t \quad (32)$$

lo tanto, usando las ecuaciones (30) y (31):

$$\bar{t} = \frac{(Z + Z_0) Z^2 Z_0^2}{a_0^3 (\ell + 1) \left(\ell + \frac{1}{2} \right) (n^3 Z^2 + n^3 Z_0^2)} \quad (33)$$

en la mayoría de los casos se cumple que $Z \gg Z_0$, se puede escribir:

$$\bar{t} = \frac{Z Z_0^2}{a_0^3 n^*3 \ell \left(\ell + \frac{1}{2} \right) (\ell + 1)} \quad (34)$$

usando las ecuaciones (34) y (25) se obtiene:

$$a_j = \frac{2 \mu_I \mu_S Z Z_0^2}{a_0^3 n^*3 \left(\ell + \frac{1}{2} \right) j(j+1)} \quad (35)$$

Según Kopfermann⁽⁶¹⁾, los valores empíricos de Z son los: al número atómico para electrones s; al número atómico menos cuatro para electrones p, y aproximadamente igual al número atómico menos once para electrones d.

Puede demostrarse que también la ecuación (35) es válida para electrones s; en tal caso se tiene:

$$= \frac{16 \mu_I \mu_S z z_0^2}{3 a_0^3 n^3}$$

comparar este valor de a_s con la ecuación (29) surge de escribir:

$$a_s = \frac{16 \mu_I \mu_S}{3} \cdot \psi_s^2(0) \quad (36)$$

$$\psi_s^2(0) = \frac{z z_0^2}{\pi a_0^3 n^3} \quad (37)$$

de expresarse en esta forma, a la densidad del electrón cuando $r = 0$, si está situado en un campo central.

Em embargo, es bastante evidente que esta fórmula no puede usarse en el caso relativista ya que la densidad en el origen del electrón se tiende a infinito, de acuerdo con la ecuación de Dirac. Por consiguiente, debe esperarse que la ecuación (37) sea más válida para elementos livianos, en que los efectos relativistas son menos marcados. Experimentalmente se ha encontrado que, en efecto, la fórmula (37) es útil al menos en aquellos casos en que los niveles de estructura fina pueden describirse por una fórmula del tipo de Rydberg (véase capítulo 3).

Usando mecánica cuántica relativista, Fermi y Segre⁽³²⁾ encontraron que en la ecuación (36), $\psi_s^2(0)$ puede reemplazarse por $\psi_{ef}^2(0)$ calculado por medio de las autofunciones de Dirac.

Sin embargo, el cálculo efectivo de $\psi_{ef}^2(0)$ demanda un conocimiento de las autofunciones no solamente en la región inmediata al origen. Como fuera de esa región la incertidum-

o se presenta en la evaluación numérica es particularmente notable, esos autores se dedicaron a estudiar sistemáticamente a la fórmula semi-empírica:

$$\psi_s^2(0) = \frac{Z}{\pi a_0^3 \rho^4 2Rh} \cdot \frac{dE}{dn} \quad (38)$$

R es la constante de Rydberg; $\rho = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$, siendo constante de estructura fina; E es la energía de los electrones expresada como función del número cuántico n, y ψ_s es una corrección empírica relativista.

Si no se tiene en cuenta a la última corrección relativista los niveles de estructura fina se pueden representar por la fórmula del tipo de la de Rydberg, la ecuación (38) coincide con la de Goudamit y Landé (ecuación (37)).

La ecuación (38) puede escribirse como:

$$\psi_s^2(0) = \frac{Z Z_0^2}{\pi a_0^3 n^3 \rho^4} \left(1 - \frac{d\mu}{dn}\right) \quad (39)$$

$\left(1 - \frac{d\mu}{dn}\right)$ se conoce con el nombre de "el factor de corrección de Fermi y Segre", y μ es el defecto cuántico. A

para calcular el factor de corrección de Fermi y Segre, suélase el método esquematizado por Crawford y Schawlow⁽²³⁾.

Los términos no perturbados, que pueden representarse por medio de la fórmula de Rydberg-Ritz,

$$T = \frac{R Z_0^2}{(n - \mu)^2} \quad (40)$$

$\mu = \alpha + \beta T$. Luego:

$$\frac{d\mu}{dn} = \beta \frac{dT}{dn} = \frac{\beta^2}{\beta - \frac{n}{2T}} \quad (41)$$

para electrones que no sean del tipo s, la ecuación (35), llamada la fórmula de Goudsmit, ha sido verificada experimentalmente. Ahora se conoce a esa fórmula con los factores de corrección. Fermi y Segre⁽²³⁾ obtuvieron la fórmula para r^{-3} en función de la separación entre los componentes del doblete de estructura fina. En general, esta separación se conoce con mucha precisión debido a medidas espectroscópicas. El resultado que obtuvieron es:

$$a_j = \frac{2 \ell(\ell + 1) \mu_I \Delta \nu}{1j(j + 1)(2\ell + 1) \mu_S z^*} \quad (42)$$

z^* está definido por medio de la ecuación:

$$z^* = \left(\frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \right) : (r^{-3})$$

Tratando al problema desde un punto de vista cuántico resulta, Breit y Racah (véase Kopfermann⁽⁶¹⁾) encontraron que la ecuación (42) para dobletes S, P y D, debe multiplicarse por el factor:

$$F_r(j, Z) = \frac{4j(j + \frac{1}{2})(j + 1)}{\rho(4\rho^2 - 1)}$$

$$\rho = \sqrt{\left(j + \frac{1}{2}\right)^2 - \alpha^2 Z^2}$$

Este factor F_r está graficado en el libro Atomic Spectra en función de Z y j.

Cuando se calcula el valor medio de r^{-3} usando la teoría de Kopfermann⁽⁶¹⁾, aparece otro factor de corrección. También éste está graficado en el libro Atomic

$\alpha^{(63)}$ en función de Z y ℓ . Suele designárselo como α). Está dado por:

$$H_r(\ell, Z) = \frac{2\ell(\ell + 1)}{2Z^2} (\varphi' - \varphi'' - 1) \quad (44)$$

$$\varphi' = \sqrt{(\ell + 1)^2 - \alpha^2 Z^2}, \text{ y } \varphi'' = \sqrt{\ell^2 - \alpha^2 Z^2}.$$

puede observarse en las ecuaciones (43) y (44) que $F_r(j, Z)$ y $H_r(\ell, Z)$ dependen de $\alpha^2 Z^2$. Este factor se vuelve apreciable en elementos pesados, donde Z se hace grande. En ese caso la velocidad de los electrones cerca del núcleo se vuelve comparable con la velocidad de la luz.

$F_r(j, Z)$ y $H_r(\ell, Z)$ no son los únicos factores de corrección que deben tenerse en cuenta. Al considerar que el núcleo es una carga puntual con un momento dipolar magnético, surgen dos correcciones distintas. Al tomar la estructura nuclear ocupando un volumen finito, Crawford y Schawlow introdujeron el factor $(1 - \delta)$, donde

$$\delta = \frac{2(j - \frac{1}{2}) \Gamma(2j + 1) \gamma^{2j - 1}}{(2j - 1)!^2 (2j + 1)}, \quad (45)$$

$\frac{R}{a_0}$, R es el radio del núcleo, y γ es la función gamma. El factor $(1 - \delta)$ también debe multiplicar a la ecuación (42). En el libro Atomic Spectra⁽⁶³⁾ también se presenta un gráfico de δ en función de Z .

Para tener en cuenta que el momento magnético nuclear se distribuye en el volumen nuclear, debe multiplicarse

ación (42) por el factor $(1 - \xi)$. Este factor fue de en forma aproximada por Bohr y Weisskopf (véase Spectra⁽⁶³⁾). Usaron un valor aproximado de la densidad electrónica relativista para un electrón s , en la región por el núcleo. Ellos obtuvieron:

$$\xi \approx \frac{ZR}{a} \left(\frac{a}{2ZR} \right)^{2(1-\xi)} \cdot \left(\frac{r^2}{R^2} \right).$$

El medio debe tomarse sobre la distribución de momento angular. El resultado que se obtiene, depende del modelo que se elija.

Reservando a todos los factores de corrección que aquí se han, se nota que ninguno de ellos depende del número principal n . Este resultado se debe a las aproximaciones que se tomaron como para que el cálculo de las mismas sea posible. Por lo tanto, tan solo deberían ser válidos para todos los valores de n . Según Kopfermann⁽⁶¹⁾ no se observan desviaciones de los valores calculados por medio de las fórmulas anteriores, si n es mayor que seis.

En dos casos la regla de los intervalos deja de cumplirse: i) si la energía de interacción cuadrupolar eléctrica tiene valores no despreciables, ii) si hay perturbaciones entre niveles.

Es importante notar que energías de interacción múltiple de órdenes mayores que la dipolar magnética o la cuadrupolar eléctrica, no afectan a las mediciones de espectroscopía en las precisiones que actualmente se alcanzan. Con respecto a las perturbaciones originadas entre niveles vecinos, las consideraciones análogas a las hechas al considerar

e de estructura fina. Esas consideraciones pueden
tarse en el capítulo III.

Corrimiento isotópico

Las ideas presentadas en esta breve introducción, se ba-
samente en los siguientes trabajos: Kopfermann⁽⁶¹⁾,
(104), White⁽¹²⁰⁾, Condon y Shortley⁽¹⁹⁾, Kuhn⁽⁶³⁾ y
rg⁽⁴⁴⁾.

A la actualidad se atribuye principalmente el corrimien-
tópico a la finitud de la masa del núcleo y a la distri-
de su carga a través de su volumen finito. Es neces-
finir un nivel de referencia así se pueden comparar los
mentos producidos en los términos del sistema atómico.
ral se elige como nivel de referencia al término co-
diente a un átomo con núcleo puntual y masa infinita.

- 1. Debido a la finitud de la masa nuclear.

fin de simplificar los razonamientos, se supondrá que el
de masa de los electrones y el núcleo permanece en re-
Esto es equivalente a decir que el fotón emitido lle-
una despreciable cantidad de momento.

La energía adicional que se encuentra, con respecto al ni-
referencia al considerar que la masa del núcleo es fini-
igual a la energía cinética del núcleo. El momento de
está dado por:

$$\bar{p}_N = - \sum_{i=1}^n \bar{p}_i \quad (1)$$

n es el número de electrones que tiene el átomo. Luego,

$$E_N = \frac{-\frac{Z^2}{2M}}{2M} = -\frac{1}{2M} \left(\sum_{i=1}^n \bar{p}_i \right)^2 \quad (2)$$

M es la masa finita del núcleo.

$$\frac{1}{i} \left(\sum_{i=1}^n \bar{p}_i \right) \cdot \left(\sum_{j=1}^n \bar{p}_j \right) = \frac{1}{2M} \sum_{i,j=1}^n \bar{p}_i \cdot \bar{p}_j =$$

$$i \sum_{i=1}^n \bar{p}_i^2 + \frac{1}{2M} \sum_{i>j}^n \bar{p}_i \cdot \bar{p}_j \quad (3)$$

primer término de la ecuación (3) da la corrección de la masa reducida. La energía adicional que produce términos espectrales, se conoce con el nombre de "correcto normal de masa".

De un punto de vista cuántico, E_N debe considerarse como operador. Al resolver la ecuación de Schrödinger se tie-

$$\sum_{i=1}^n \bar{p}_i^2 + \frac{1}{2m} \sum_{i=1}^n \bar{p}_i^2 + \frac{1}{2M} \sum_{i>j}^n \bar{p}_i \cdot \bar{p}_j + V) \psi = E \psi \quad (4)$$

m es la masa del electrón.

teniendo en cuenta en la ecuación (4) a los productos

os, se tiene:

$$\left(\frac{M+m}{M}\right) \sum_{i=1}^n \bar{p}_i^2 + V \} \phi = E \phi$$

,

$$\frac{1}{2\mu} \left\{ \sum_{i=1}^n \bar{p}_i^2 + V \right\} \phi = E \phi \quad (5)$$

μ es la masa reducida. En esta forma, los autovalores se obtienen son iguales a los obtenidos considerando masa nuclear es infinita, multiplicados por $M/(M+m)$. En los átomos hidrogenoides no aparecen los términos. En tales casos, los términos de energía son:

$$T = \frac{R_{\infty} Z^2}{n^2} \mu = \frac{R_{\infty} Z^2}{n^2} \cdot \frac{M}{M+m} = T_{\infty} \cdot \frac{M}{M+m} =$$

$$= T_{\infty} \cdot \frac{1}{1 + \frac{m}{M}} \approx T_{\infty} \left(1 - \frac{m}{M}\right) = T_{\infty} + \Delta_N T \quad (6).$$

tienen dos isótopos, cuyas masas nucleares son M y M' , la diferencia entre los términos correspondientes es:

$$\delta(\Delta_N T) = T_{\infty} \left(1 - \frac{m}{M}\right) - T_{\infty} \left(1 - \frac{m}{M'}\right).$$

Desprecian los defectos de masa, se tiene:

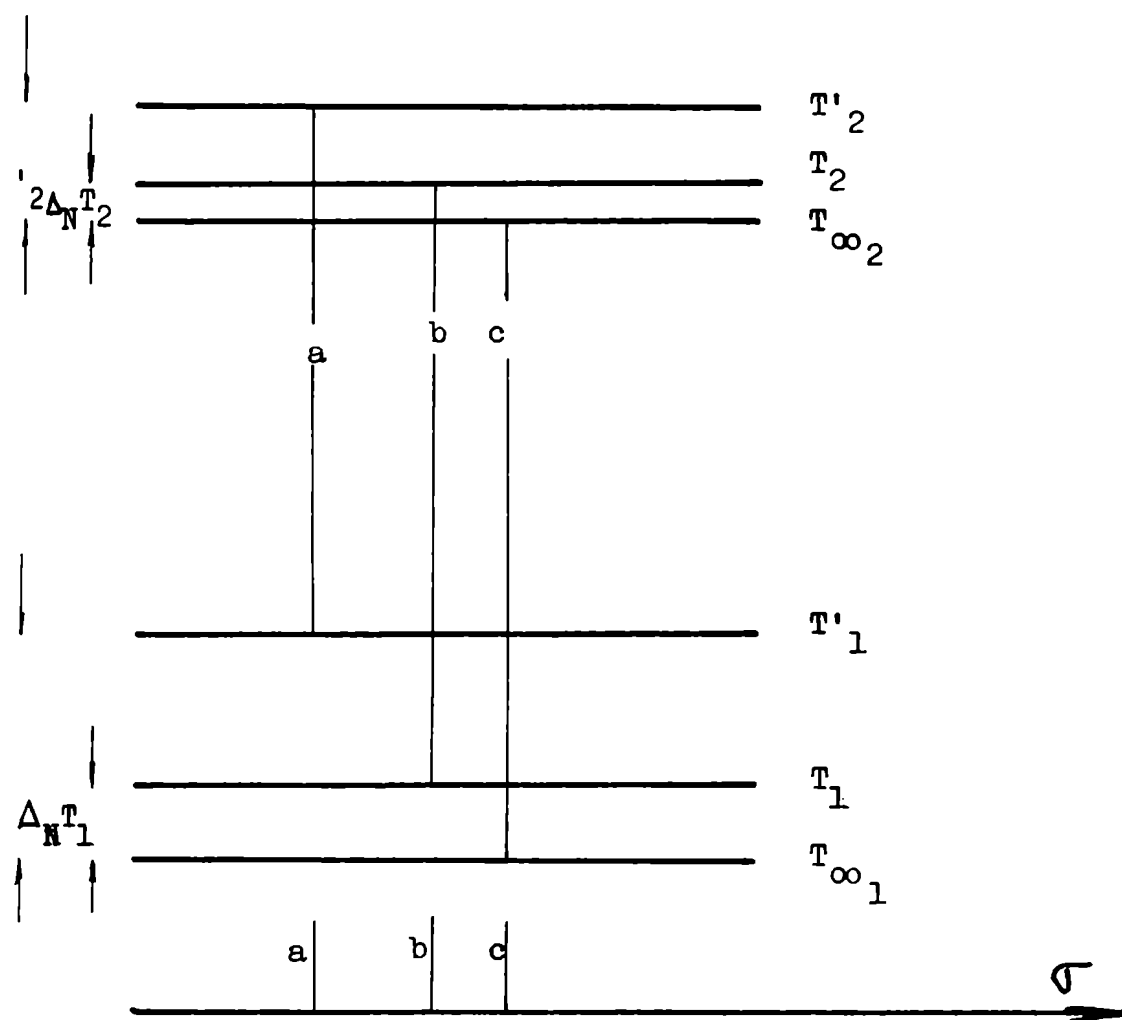
$$T_{\infty} \frac{m}{p} \left(\frac{1}{A'} - \frac{1}{A}\right) = T_{\infty} \frac{m}{p} \left(\frac{A - A'}{AA'}\right) \approx T_{\infty} \frac{m}{p} \frac{\Delta A}{A^2} \quad (7)$$

p es la masa de un protón, y A es el número de masa del isótopo de masa M .

se observa en la ecuación (7) que la diferencia entre los términos correspondientes de dos isótopos, es como A^{-2} . Por lo tanto, es un efecto mucho menos importante para los átomos pesados que para los átomos livianos. En la ecuación (6) se nota que el corrimiento de masa reduce el valor de los términos de energía (es decir, aumenta la energía del nivel). Este efecto es menor, cuanto mayor sea la masa del átomo. Por lo tanto, la línea producida por el isótopo más pesado, tiene un mayor número de líneas (véase fig. IV - b - 1) que la línea producida por el isótopo más liviano. Los términos cruzados de la ecuación (3) surgen del movimiento relativo de los electrones dentro del átomo. El corrimiento producido en los valores de los niveles espectrales por esta parte del operador de energía cinética, se conoce con el nombre de "Efecto de acoplamiento" o "Efecto específico de masa".

Mientras que el efecto normal de masa siempre lleva a una disminución en los términos espectrales, el efecto de acoplamiento puede producir un corrimiento de los términos en ambas direcciones. El efecto específico de masa es muy difícil de evaluar. Solo en los átomos más livianos se ha obtenido un acuerdo satisfactorio entre los resultados experimentales. El cálculo teórico debe considerar al término

$$-\frac{1}{2M} \sum_{i>j} \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j$$



IV - b - 1) Corrimiento normal de masa. $T_{\infty 1}$ y $T_{\infty 2}$ son dos
 inos de un átomo cuya masa nuclear se supone infinita. Si es
 ipo de átomo tiene dos isótopos, los términos correspondiente
 T_1 y T_2 para el isótopo más liviano, y T'_1 y T'_2 para el isót
 ás pesado. Los corrimientos normal de masa están dados por l
 ción 6. a, b y c son las transiciones en una escala de númerc
 nda, que se producen en los tres isótopos. a pertenece al mé
 ano, b al más pesado, y c al átomo cuyo núcleo tiene masa inf

na perturbación. Se considera como sistema no perturbado aquél cuya energía ya tiene en cuenta al corrimiento de masa. Puesto que $\bar{p}_1 = -i\hbar \bar{\nabla}_1$, $\bar{p}_j = -i\hbar \bar{\nabla}_j$, la forma de perturbaciones en primer orden da:

$$\Delta_s T = -\frac{\hbar^2}{M} \sum_{i>j} \int \psi_i^* \bar{\nabla}_i \cdot \bar{\nabla}_j \psi_j d^3r \quad (8)$$

son las autofunciones del sistema no perturbado. Particular $\Delta_s T$ debe hacerse alguna suposición con respecto a las funciones de onda del sistema no perturbado. Por ejemplo, en el caso del neón se efectuaron los cálculos usando el método de Hartree (véase Condon y Shortley⁽¹⁹⁾). En este caso la coincidencia entre los valores hallados y los observados experimentalmente, es solo cualitativa. En elementos pesados el acuerdo entre la teoría y los resultados experimentales se vuelve cada vez más pobre (véase p. ej. Mann⁽⁶¹⁾, p. 165). Si se usa la aproximación de $\Delta_s T$ ⁽¹⁰²⁾ la ecuación (8) puede escribirse como una suma de integrales, donde en vez de la función χ , se usan pares de funciones de un solo electrón que se mueve en un campo central. A este tipo de integrales se les da el nombre de "integrales específicas de masa".

Tomando en cuenta a las ecuaciones (6) y (8), los términos espectrales se pueden escribir como:

$$T = T_\infty + \Delta_M T + \Delta_s T \quad (9)$$

Los corrimientos normales de masa producidos en las componentes de una línea por tres isótopos consecutivos del mis-

ente, están en la misma relación que las masas de los isótopos del primer y tercer isótopos. De acuerdo con la ecuación (7) se tiene:

$$\Delta_N T = T_\infty - \left(\frac{A_1 - A_2}{A_1 A_2} \right)$$

tanto,

$$\Delta \sigma_{12} = \frac{\pi}{p} \left(\frac{A_1 - A_2}{A_1 A_2} \right) \sigma$$

$\Delta \sigma_{12}$ es la diferencia de los números de ondas de las líneas correspondientes en los dos isótopos de números A_1 y A_2 , y σ es el número de ondas de la línea en T_∞ , suponiendo que el núcleo tiene masa infinita. De manera similar:

$$\Delta \sigma_{23} = \frac{\pi}{p} \left(\frac{A_2 - A_3}{A_2 A_3} \right) \sigma$$

Para isótopos consecutivos, se tiene que $A_2 - A_3 = A_2 - A_1 = 1$. Por consiguiente,

$$\frac{\Delta \sigma_{12}}{\Delta \sigma_{23}} = \frac{A_3}{A_1} \quad (10)$$

De acuerdo con los cálculos realizados por Hughes y Eckart la misma relación es válida en átomos del tipo de helio. También se tiene en cuenta al corrimiento específico de masa.

La tabla que figura en la pag. 166 de Momentos Nucleares⁽⁶¹⁾ muestra los efectos de masa medidos por varios autores e indica que cuando A está próximo a 85, los efectos normal y anómalo de masa son del mismo orden de magnitud que los

experimentales con que pueden medirse en espectroscopía interferométrica.

2. Debido a la distribución de la carga nuclear.

Este fenómeno suele conocerse como "el efecto de volumen" o "el efecto de campo". Surge al tener en cuenta que la carga nuclear está distribuida en un volumen finito. En una primera aproximación puede considerarse al núcleo como una esfera de radio R , cuya dependencia con el número atómico A está dada por la ecuación $R = R_0 A^{1/3}$ (1). La constante R_0 actualmente se acepta el valor de $1,2 \times 10^{-15}$ m. Este valor se obtuvo al efectuar experimentos de dispersión de electrones rápidos por núcleos. El radio nuclear se define como el potencial en el que los electrones se mueven igual al potencial producido por un núcleo puntual. La modificación del potencial depende de R_0 y de A . Por lo tanto, distintos isótopos, con diferentes números de masa, tienen diferentes niveles de energía. Para distancias r al centro mayores que R , el potencial es coulombiano. Su variación depende de Z y de r , donde Z es el número atómico y e es el valor absoluto de la carga electrónica. El potencial que incide en el electrón cuando está a una distancia r del centro del núcleo, tal que r sea menor que R , depende del modelo nuclear que se acepte.

La carga encerrada en una esfera de radio r está dada por:

$$q(r) = \int_0^r \rho(x) 4\pi x^2 dx \quad (2)$$

$\rho(r)$ es la densidad de carga en función de la distancia del núcleo. El potencial nuclear es:

$$V(r) = -\frac{Ze}{R} - \int_r^R \rho(r') \frac{dr'}{r'^2} \quad (3)$$

$\rho(r)$ está dado por la ecuación (2), y $r < R$. Si $r > R$, la influencia al electrón es:

$$V_0(r) = -Ze/r \quad (4).$$

calcular el corrimiento producido en un término espectral tratarse del potencial de la ec. (3) y no el de la ec. (4). Se usará la teoría de perturbaciones de primer orden. Se considera que el sistema no perturbado está formado por el electrón, pero con el núcleo puntual. El hamiltoniano de perturbación está dado por la diferencia entre las ecuaciones (3) y (4). El corrimiento producido en un término espectral

$$\Delta E_n = \int_0^R \psi_n^*(r) \{V(r) - V_0(r)\} \psi_n(r) 4\pi r^2 dr \quad (5)$$

donde $\psi_n(r)$ son las autofunciones no perturbadas, construidas considerando que el núcleo es puntual.

Letts⁽⁶⁾, usando este tipo de razonamientos, analizó el corrimiento isotópico entre los isótopos del talio 203 y 205 considerando que el núcleo que tiene $I = 1/2$ no podía tener momentos dipolar ni cuadrupolar eléctricos, y por lo tanto el corrimiento de niveles por efecto hfs, debía originarse

diferente forma del potencial en ambos isótopos. Para la ecuación (5), Bartlett⁽⁶⁾ usó el modelo de potencial por

$$V(r) = \text{constante si } r < R$$

$$V(r) = -Ze/r \quad \text{si } r > R$$

supuso que el potencial $V(r) = \text{constante}$ es el mismo para los isótopos. Mientras que para las autofunciones $\phi(r)$ funciones hidrogenoides sin tener en cuenta ni el tamaño del núcleo por parte de la nube de electrones, ni la corrección relativista. Sugirió que, a fin de obtener mejor acuerdo con los resultados experimentales, para $r < R$ podía cambiarse por un modelo diferente. En forma, concluyó que no se presentaban mayores dificultades para describir el corrimiento isotópico usando la hipótesis de las desviaciones con respecto a la ley de Coulomb local en las vecindades del núcleo.

Al mismo tiempo simultáneamente Racah⁽⁸⁶⁾ y Rosenthal y Breit⁽⁹¹⁾ usaron autofunciones relativistas para resolver la ecuación de Dirac. Rosenthal y Breit estimaron el efecto producido por las variaciones del campo nuclear sobre la interacción del electrón con el espín del núcleo. Comenzaron resolviendo las ecuaciones de campo central para las funciones radiales de Gordon ϕ_1 y ϕ_2 en la ecuación de Dirac, considerando la corrección relativista:

$$V(r) = \text{constante si } r < R$$

$$V(r) = -Ze/r \quad \text{si } r > R.$$

En estos casos tomaron la aproximación $E/mc^2 = 1$, es decir, tomaron el valor de la energía de los términos espectra-

compararlas con la energía en reposo del electrón. Las funciones que usaron en la ecuación (5) son los valores de ϕ_1 y ϕ_2 cuando $R = 0$. Sean estas funciones ϕ_1 y ϕ_2 . Están normalizadas en tal forma que:

$$\int_0^{\infty} (\phi_1^2 + \phi_2^2) dr = 1$$

En esta forma, obtuvieron:

$$C = \frac{2e^2 2C^2 j(1-\rho)}{R^2(2\rho+1)} \left\{ y_0^{2\rho} + \left(\frac{V}{2a}\right) y_0^{2\rho+1} \right\} \frac{\Delta y_0}{y_0} \quad (6)$$

Donde C es una constante que debe determinarse; Z es el número atómico; $a = \alpha Z$, siendo α la constante de estructura fina; V es la energía potencial en unidades de mc^2 ; j es el número cuántico.

$$y_0 = 2 \frac{mZe^2 R}{\hbar^2}; \quad \Delta y_0 = \frac{2mZe^2}{\hbar^2} \Delta R; \quad \Delta y_0 / y_0 = \Delta R / R;$$

El cambio habido en el radio nuclear al pasar de un isótopo a otro; $\rho = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$; y^ρ es la función gamma.

En los términos s , la constante C se puede expresar en función de $\psi^2(0)$, el módulo al cuadrado de la función de onda no relativista cuando $r = 0$. En este caso, la ecuación (6) toma la forma:

$$\frac{R_0 s_0^3 \psi^2(0)(1+\rho)}{2R^2(2\rho+1)} \left\{ y_0^{2\rho} + \left(\frac{V}{2a}\right)^2 y_0^{2\rho+1} + y_0^{2\rho+2} \right\} \frac{\Delta y_0}{y_0} \quad (7)$$

La expresión se puede escribir como (véase Crawford y al., 1953),

$$\frac{4\pi R_\infty a_0^3 \psi^2(0)}{z} \cdot \frac{1 + \rho}{r^2(2\rho + 1)} \cdot y_0^{2\rho} \frac{\Delta y_0}{y_0} \cdot B \quad (8)$$

r B depende de la forma del potencial dentro del núcleo.

En el caso de la ecuación (7), el factor B tiene la forma $B = 1 + Vy_0/2a^2$ (9). Si el potencial V (es decir, para $r < R$) es constante para un determinado núcleo, función de y_0 , el factor B toma la forma:

$$B = 1 + \frac{Vy_0}{2a^2} + \frac{y_0^2}{2a^2(2\rho + 1)} \cdot \frac{dV}{dy_0} \quad (10)$$

Si la carga nuclear está distribuida uniformemente sobre la superficie del núcleo, el factor B toma la forma:

$$B = \frac{1}{2\rho + 1} \quad (11)$$

El modelo nuclear que supone esta distribución de cargas, suele llamarse el modelo "top alce". Otro modelo nuclear común es el que supone que la carga está distribuida uniformemente en el volumen nuclear. En este caso se tiene:

$$B = \frac{3}{(2\rho + 1)(2\rho + 3)}$$

La ecuación (3) toma la forma:

$$V(r) = \left\{ -\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{y}{y_0} \right)^2 \right\} \frac{2a^2}{y_0} \quad (13)$$

Los valores de B se obtienen resolviendo la ecuación de ondas para $r < R$ para determinadas formas del potencial. Antes de publicarse el trabajo de Crawford y Schawlow, Breit⁽¹²⁾ en el año 1945, encontró un factor de correc-

debe aplicarse a los resultados obtenidos por medio de la teoría de perturbaciones, usando un determinado modelo. Las funciones de onda del electrón calculadas tanto por Crawford y Schawlow dependen de la distribución de la carga dentro del núcleo y son muy difíciles de calcular salvo cuando se adoptan modelos nucleares de los más simples.

puede separar a la ecuación (8) en dos partes: una que depende solamente de las funciones de onda electrónicas, y la otra depende solamente de las propiedades nucleares (104), Hindmarsh⁽⁴⁶⁾, Kopfermann⁽⁶¹⁾, Kuhn⁽⁶³⁾);

$$\frac{\psi^2(0)\pi a_0^2}{2} \cdot \frac{4R_\infty(1 + \rho)}{(2\rho + 1)} \cdot (2ZR/a_0)^2 \cdot \frac{\Delta R}{R} \cdot B =$$

$$= \frac{\pi a_0^2}{2} \psi^2(0) \cdot C(Z, R, \Delta R/R). \quad (14)$$

Considera que el núcleo es esférico y uniformemente cargado, está dado por la ecuación (12). Por lo tanto, el término de la ecuación (14) tiene la forma:

$$B/R = \frac{12 R_\infty (\rho + 1)}{(2\rho + 1)(2\rho + 3)\rho^2(2\rho + 1)} \cdot \left(\frac{2ZR}{a_0}\right)^2 \cdot \frac{\Delta R}{R} \quad (15).$$

Por lo tanto, si se usa un modelo nuclear en el que se supone que el núcleo es esférico con toda la carga distribuida uniformemente sobre la superficie, al usar la ecuación (11) queda:

$$, \Delta R/R = \frac{4 R_\infty (\rho + 1)}{(2\rho + 1)\rho^2(2\rho + 1)} \cdot \frac{(2ZR)^2}{a_0^2} \cdot \frac{\Delta R}{R} \quad (16)$$

$(2\zeta + 3)/3$ veces más grande que la ecuación (15).

de acuerdo con el modelo nuclear de la gota líquida, el la masa A y el radio R de un núcleo, están relaciona- medio de la ecuación (1). Por lo tanto, $\Delta R/R = \Delta A/3A$. isótopo al siguiente, $\Delta A = 1$. Por lo tanto, la ecua- (6) es una función de variación lenta en términos de A , A^{-1} , cuyo valor es aproximadamente 1 para la mayoría de los. Según Kuhn⁽⁶³⁾, para $Z = 50$, ζ vale 0,93, y pa- 10, ζ vale 0,75.

ando se desea calcular la ecuación (14), es necesario $\psi^2(0)$. El factor $C(Z, R, \Delta R/R)$ depende solo de des nucleares. Por consiguiente, para dos isótopos no elemento, debe ser independiente de la configuración ica y del grado de ionización del átomo, es decir que:

$$C(Z, R, \Delta R/R) = \frac{\Delta E_{1s}}{\pi \left(\frac{a_0}{Z} \right)^3 \psi^2(0)} \quad (17).$$

una constante característica para el par de isótopos considere y no debe depender del término multiplete analice.

de a los inconvenientes que presenta la fórmula de Segre (véase la sección a de este capítulo), aún es se usa más habitualmente para calcular $\psi^2(0)$ en la (17). Con este método ni se tienen en cuenta la nión de configuraciones, ni los efectos de intercambio, efectos de apantallado por electrones fuera de capas

as. Una discusión interesante de las limitaciones que
 y de las correcciones que pueden efectuarse en la fór-
 de Fermi y Segre, se puede consultar en el trabajo de
 (13). Allí se encuentra una lista bibliográfica deta-
 sobre los trabajos experimentales que tienden a confir-
 validez de esa fórmula. Sin embargo, ese autor⁽¹³⁾
 star que las pruebas sobre la aplicabilidad de la fór-
 de Fermi y Segre que se basan en la medición de hfs no
 aceptarse como definitivas, ya que la interacción de
 iraciones no afecta a los corrimientos isotópicos en la
 forma que a los desdoblamientos por estructura hiperfina
 lea. En esa forma, la determinación experimental de
 midiendo desdoblamientos magnéticos está restringida
 ate al tipo de líneas de un isótopo impar, cuyo factor
 conocido, su estructura magnética medida, y tanto ésa-
 el corrimiento isotópico, se deben a un electrón s mo
 lo. Un ejemplo donde no puede efectuarse la determina-
 experimental de $\psi^2(0)$ es el caso de una configuración
 perturbada por la configuración ns². Esta perturbación
 tuye al corrimiento isotópico pero no al desdoblamiento
 lco. Por lo tanto, el valor de $\psi^2(0)$ que se obtendría
 erróneo.

ando la ecuación (17) suele definirse un valor experi-
 de la constante $C(Z, R, \Delta R/R) = C_{\text{exp}}$. Desgraciadamen-
 e en pocas líneas es posible obtener un valor de C_{exp} .
 ficiente precisión. Es más frecuente el caso en que
 posible definir este parámetro.

el libro de Kopfermann⁽⁶¹⁾ se muestra para diferentes líneas del espectro alcalino del talio III hasta qué puede aceptarse la proporcionalidad entre ΔE_{1s} y la carga electrónica en el núcleo. En forma análoga se definió el parámetro $C_{exp.}$, se usó la ecuación en un determinado modelo nuclear, para definir un parámetro $C_{th.}$. Si se usa un modelo nuclear en que se supone la carga está distribuida uniformemente a través de una esfera, el valor de C_{th} está dado por la ecuación (15) vista. Si se usa el modelo "top Slice" el valor de C_{th} que se obtiene es el dado por la ecuación (16). A fin de someter a prueba a los modelos nucleares, en los trabajos corriente-públicos suele graficarse $C_{exp.}/C_{th}$ como función del número de neutrones N . En general se observa que los valores teóricos son algo mayores que los correspondientes medidos experimentalmente. Además, los puntos típicos $C_{exp.}/C_{th}$ en función de N , no caen en una línea recta, sino que forman una curva con un pico bien definido en $N = 90$, y con mínimos cuando N está cerca de 80 y 120. Fluctuaciones tan marcadas se observan aún en el caso de líneas del mismo elemento. También es otro hecho conocido experimentalmente que las componentes de una línea producidas por isótopos de números de masa impares, en vez de estar equidistantes de las componentes producidas por isótopos de números de masa pares adyacentes al de masa impar, se encuentran desplazadas hacia la componente del isótopo par de número de masa. Este hecho se conoce con el nombre de "regla" impar-par. Las componentes debidas a isótopos de números pares tampoco se hallan equidistantes entre sí. Cuando

erca a 90, esta irregularidad se hace particularmente

teoría de perturbaciones en primer orden no es una acción muy adecuada para calcular corrimientos isotópicos que los campos responsables de la energía de perturbación son muy intensos, aunque actúan en una pequeña región. Al haber aplicado este tipo de aproximaciones, consideramos un modelo nuclear con potencial constante para la partícula exterior al núcleo, con esa constante igual para ambos isótopos. Rosenthal y Briet^(9L) discutieron las limitaciones del

de Wigner en el año 1945 y Bodmer en el año 1953 (véase Wigner⁽⁴⁶⁾) propusieron tratamientos evitando usar la teoría de perturbaciones y obtuvieron una expresión para el corrimiento isotópico que no depende de suponer que las funciones de onda difieren sólo ligeramente de las no perturbadas en la región donde se produce la perturbación. Usando el método de Crawford y Schawlow calcularon el corrimiento isotópico para un electrón π en el talio, suponiendo primero la validez del modelo "top alice", y luego el de densidad uniforme nuclear. Al comparar los resultados que obtuvieron con los hallados al usar la teoría de perturbaciones, encontraron que en este último método, respectivamente errores del 36 % y para ambos modelos.

La falta de regularidades observadas en los gráficos de δ en función de N , especialmente cuando N se aproxima a valores de 90 y 126, se supone debida principalmente a que la distribución de carga nuclear se aparta de la esférica-

simétrica. Además esta deformación puede cambiar isótopo al siguiente. Habitualmente se supone que hace esa deformación manteniendo constante la densidad nuclear. La ecuación para describir una deformación tipo elipsoidal está dada por:

$$r(\theta) = R \left\{ 1 + \beta \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) \right\} R_\beta$$

θ es el ángulo entre el radio vector y el eje de simetría; R es el radio del núcleo esférico, es decir, del que tiene el volumen, suponiendo que no está deformado; β es un parámetro que caracteriza a la deformación: para un elipsoide prolate, $\beta > 0$. En este caso, los semi-ejes están dados por:

$$a = R(1 + \beta), \quad b = R(1 - \frac{1}{2}\beta),$$

donde R es una constante de normalización elegida en tal forma que satisfaga la condición de incompresibilidad de la materia nuclear.

Cuando se estudia el efecto de la deformación se encuentra que ΔE_{1s} es proporcional a

$$\Delta E \propto \frac{\partial(\beta^2)}{\partial N} \quad (18)$$

haciendo una aproximación de primer orden. Este resultado es válido para electrones s .

Para la excitación coulombiana de niveles nucleares, se conocen algunas deformaciones de núcleos con números de neutrones cercanos a los números mágicos 82 y 126 (Kuhn⁽⁶³⁾). En tanto, en esos casos se puede calcular la ec. (18).

ento cuadripolar asociado con β^2 es el que corresponde deformación nuclear intrínseca y no al momento nuclear polar medido (véase Kopfermann⁽⁶¹⁾, p. 187). Si el momento cuadripolar intrínseco es Q_0 y el momento cuadripolar es Q , la relación entre ellos es:

$$Q = \frac{I(2I - 1)}{(I + 1)(2I + 3)} Q_0 \quad (19)$$

0, el valor medio de la componente de un vector según de simetría es cero ya que la proyección sobre el eje z se anula. En este caso, el momento cuadripolar no observarse en forma directa. Si $I = 1/2$ el núcleo puede un momento cuadripolar intrínseco, pero debido a la prealrededor del eje de simetría, en promedio se observará distribución esféricamente simétrica de carga y por consiguiente, tampoco se puede observar directamente al momento polar, obteniéndose $Q = 0$. Este es el caso del Cd^{111} y

ando los neutrones forman una capa cerrada, el parámetro igual a cero. Entonces, considerando que los efectos de deformación se deben solamente a los neutrones, la contribución polar a ΔE_{12} debe esperarse que sea grande cuando N se acerca a un número mágico. Cuando una capa está a punto de llenarse, el momento cuadripolar es positivo. En este caso, el ΔE_{12} debería ser grande ya que el efecto cuadripolar está en la misma dirección que el efecto general de expansión del volumen nuclear. En cambio, cuando el momento cuadripolar es negativo, el efecto que produce es de signo opuesto al producido por la expansión del volumen nuclear.

pueden mejorar los resultados predichos por las razones anteriores, si se tiene en cuenta el apantallamiento del campo que sienten los electrones internos por parte del electrón de valencia. Ya que un electrón tipo s tiene una probabilidad finita de encontrarse en las vecindades del núcleo, la probabilidad que esté dentro de la región ocupada por las órbitas de los electrones internos, no es despreciable. Durante el tiempo en que el electrón s permanece dentro de las órbitas de los electrones internos, la carga efectiva para los electrones que no son de valencia, es reducida en una unidad. Esta reducción en la fuerza de atracción entre el núcleo y esos electrones, significa que la desviación de los mismos al corrimiento isotópico total en un nivel atómico se encuentra disminuido. Un pequeño cambio en el corrimiento isotópico del electrón interno produce una variación notable en el corrimiento isotópico en un nivel del electrón de valencia, ya que el electrón interno está más intensamente ligado al núcleo.

Slater y Schawlow estimaron el efecto de apantallamiento en el corrimiento isotópico, calculando la probabilidad que tiene el electrón de valencia de estar más cercano al núcleo que los electrones interiores (electrones de tipo s). Este cálculo requiere un conocimiento de $\psi^2(0)$ de los electrones interiores. Tal probabilidad puede obtenerse en base a las funciones de Hartree. Encontraron que el corrimiento observado es 16 % menor que el que se obtiene al despreciar efectos de apantallamiento. También encontraron que los electrones internos p y d tienen corrimientos isotópicos muy pequeños, y por lo tanto el apantallamiento que les produce el electrón 6s, tiene una influencia despreciable en los corrimientos isotópicos del electrón de valencia.

V - a

Ancho y forma de las líneas espectrales

ancho y la forma de las líneas espectrales están dados principalmente por los siguientes factores: i) natural, ii) ensanchamiento debido al efecto Doppler, iii) ensanchamiento producido por interacciones entre el átomo que está radiando y sus vecinos.

1 - El ancho natural

En los casos más simples el ancho natural de las líneas espectrales puede calcularse por medio de un modelo clásico. Por ejemplo, en las líneas resonantes, especialmente en condiciones alcalinas, los resultados clásicos concuerdan con los resultados obtenidos usando mecánica cuántica.

Las ideas que aquí se presentan mostrando las principales características de la teoría de los electrones de Lorentz van al cálculo del ancho natural de una línea, se basan en lo presentado en los libros de Stone⁽¹⁰⁶⁾, White⁽¹²⁰⁾, y Lorentz⁽⁶⁸⁾.

En la continuación se considera el caso de un átomo con un electrón y cuyo núcleo está en reposo. Clásicamente el electrón obedece a la segunda ley de Newton. Las fuerzas que actúan sobre el electrón son: la fuerza elástica dada al núcleo y la fuerza de radiación. Para ver si esta última puede despreciarse, se adoptará el criterio dado por Kelson⁽⁵⁰⁾ en el capítulo 17.

fin de encontrar una expresión para la fuerza de radiación se considerará el caso de un electrón que se mueve a lo largo del eje x con velocidad no uniforme⁽⁶⁸⁾. Para ello es necesario computar el campo en un punto $P(x',y',z')$ dentro del electrón, producido por su propia carga. Para encontrar el campo, deben calcularse los potenciales escalar y vectorial (véase fig. V - a - 1)

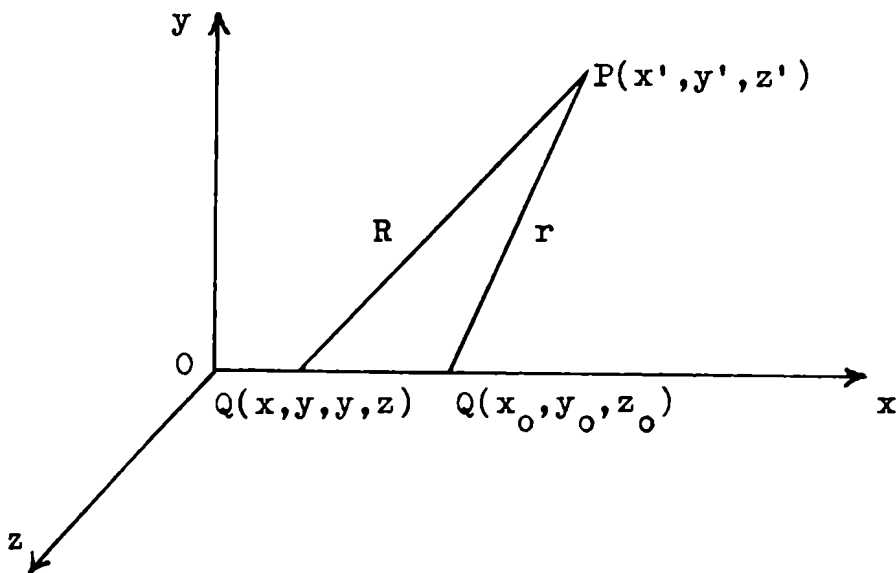


Fig. V - a - 1) $Q(x,y,z)$ es la posición retardada de la carga que produce el campo $d\vec{E}$ en un punto $P(x',y',z')$ en el instante t . $Q(x_0,y_0,z_0)$ es la posición actual de $d\vec{p}$ (su posición en el instante t). $P(x',y',z')$ es el punto de observación dentro del electrón.

tiempo que tarda de para ir desde $Q(x, y, z)$ hasta (x_0, y_0, z_0) es:

$$\frac{R}{c} = \frac{1}{c} \left[(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2 \right]^{1/2} \quad (1)$$

se supone que la posición de d en función del tiempo tal que las derivadas sucesivas son lo suficientemente altas como para despreciar efectos de segundo orden, se toma la forma aproximada que

$$\tau = \frac{r}{c} \quad (1)'$$

la posición retardada puede desarrollarse en serie, en función de las condiciones presentes:

$$r = v_0 \tau + (1/2) \dot{v}_0 \tau^2 + (1/6) \ddot{v}_0 \tau^3 + (1/24) \dot{\ddot{v}}_0 \tau^4 \dots \quad (2)$$

al introducir en la ecuación (1)' :

$$R = v_0 \frac{r}{c} + \dot{v}_0 \frac{r^2}{2c^2} + \ddot{v}_0 \frac{r^3}{6c^3} + \dot{\ddot{v}}_0 \frac{r^4}{24c^4} + \dots \quad (3)$$

tomando la derivada de la ecuación (2) con respecto al tiempo se obtiene la velocidad retardada en términos de las condiciones presentes. Si además se reemplaza τ por r/c , se tiene

$$v = v_0 - \dot{v}_0 \frac{r}{c} + \ddot{v}_0 \frac{r^2}{2c^2} - \dots \quad (4)$$

los potenciales en el punto $P(x', y', z')$ están dados por

$$\varphi(x', y', z') = \int_{\text{ret.}} \frac{\rho}{r} d^3r$$

$$\bar{A}(x', y', z') = \frac{1}{c} \int_{\text{ret.}} \frac{\bar{v}}{r} \rho d^3r \quad (5)$$

El subíndice ret. en las ecuaciones (5) significa que las fórmulas deben computarse al tiempo $t - \tau$. Además, las integraciones deben extenderse a todo el espacio ocupado por el electrón.

Si se combinan las ecuaciones (2) y (1) y se conservan sólo los términos de primer orden en la velocidad v_0 y sus derivadas, se obtiene que:

$$\frac{v_0}{c^2} (x_0 - x') + \frac{\dot{v}_0}{2} c^{-3} (x_0 - x') r - \frac{\ddot{v}_0}{6c^4} (x_0 - x') r^2 - \dots \quad (6)$$

El elemento de volumen, computado al tiempo retardado,

$$d^3r_{\text{ret.}} = dx \cdot dy \cdot dz$$

En la ecuación (3) se tiene que:

$$1 - \frac{v_0}{c} \cdot \frac{x_0 - x'}{r} + \frac{\dot{v}_0}{c^2} (x_0 - x') - \frac{\ddot{v}_0}{2c^3} (x_0 - x') r + \dots \left\{ dx_0 \right. \quad (7)$$

Por consiguiente, el elemento de volumen retardado en las condiciones presentes, es:

$$d^3r_{\text{ret.}} = \left\{ \left\{ d^3r_0 \right. \right\} \quad y \quad d^3r/r_{\text{ret.}} = \left\{ \left\{ d^3r_0/c \right. \right\} \quad (8)$$

en la ecuación (8) se reemplaza ζ por su valor de con la ecuación (6), y se conservan solo términos de orden en la velocidad v_0 y sus sucesivas derivadas, de modo que:

$$A_{ret.} = \frac{d^3 r}{r} \left\{ 1 + \frac{\dot{v}_0}{2c^2} (x_0 - x') + \frac{\ddot{v}_0}{3c^3} (x_0 - x') r + \dots \right\} \quad (9)$$

Para la ecuación (9) se puede usar para calcular las integrales que aparecen en las ecuaciones (5). Además, el campo eléctrico está relacionado a los potenciales por medio de la ecuación:

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

Por tanto, la componente x del campo eléctrico está dada por:

$$\begin{aligned} & \frac{(x_0 - x')}{r^3} \int \rho d^3 r + \frac{\dot{v}_0}{2c^3} \left[\frac{1}{r} + \frac{(x_0 - x')^2}{r^2} \right] \int d^3 r \\ & - \frac{2\ddot{v}_0}{3c^3} \int \rho d^3 r \end{aligned} \quad (10)$$

Para encontrar la fuerza total que actúa sobre la partícula se multiplica la ecuación (10) por ρ e integra sobre el volumen del electrón:

$$F_x = \int \rho E_x d^3 r \quad (11).$$

vez que se reemplaza el valor de E_x en la ecuación su valor según la ecuación (10), se encuentra que: el término se cancela, el segundo da una cantidad proporcional a la aceleración del electrón y que depende de la distribución de la carga eléctrica dentro del mismo, y el tercer término una vez integrado, da una expresión de la forma

$$\frac{2e^2}{3c^3} \ddot{\varphi}_0 \quad (12)$$

Este término es el que Lorentz llamó la fuerza de reacción. Por las fórmulas anteriores se ve que es independiente de la distribución de la carga eléctrica dentro del electrón.

Es importante que se vea que la ecuación (12) podría haberse obtenido imponiendo las siguientes condiciones a la forma de la fuerza de reacción: i) la fuerza de reacción debe ser cero si el movimiento no es acelerado, ya que en ese caso no hay radiación; ii) debe ser proporcional a e^2 , donde e es la carga del electrón, pues la potencia irradiada es proporcional a e^2 , y además la fuerza de radiación no debe depender del signo de la carga; iii) debe aparecer un factor $t_0 = (2e^2)/3mc^3$. Este factor es el tiempo característico definido por Jackson⁽⁵⁰⁾ para adoptar un criterio acerca de la posibilidad de despreciar a la fuerza de radiación; el trabajo efectuado por la fuerza de radiación tiene un valor absoluto igual a la energía irradiada en el mismo intervalo de tiempo.

ecuación de movimiento del electrón que irradia y está ligado al núcleo, viene dada por la segunda ley de

$$\frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} + \frac{k}{m} \frac{d\bar{r}}{dt} - \frac{2e^2}{3c^3} \cdot \frac{d^3 \bar{r}}{dt^3} = 0 \quad (13)$$

es el radio vector que va desde el núcleo en reposo a posición instantánea del electrón; y k es la constante de proporcionalidad entre $\bar{r}$ y la fuerza de ligadura elástica.

Al fin de resolver la ecuación (13) se supondrá que la radiación es pequeña frente a los otros dos términos, no tanto como para poder despreciarla. En esta forma, se obtiene la solución aproximada:

$$\bar{r} = \bar{A} \exp(i\omega_0 t - \frac{1}{2} \omega_0^2 t \zeta) + \bar{B} \exp(-i\omega_0 t - \frac{1}{2} \omega_0^2 t \zeta) \quad (14)$$

$\omega_0 = \frac{k}{m}$, $\zeta = (2e^2)/3mc^3$, y $\bar{A}$ y $\bar{B}$ son constantes reales que deben determinarse.

La ecuación (14) representa una espiral elíptica que comienza en su posición de equilibrio. El amortiguamiento gradual disminuye la amplitud del movimiento a e^{-1} al tiempo $t = 2/\omega_0^2 \zeta = 2/\gamma$ (15). Cuando se trabaja en la región visible del espectro, la longitud de onda es aproximadamente 5.000 Å. Por consiguiente, el parámetro γ tiene un valor aproximado de

$$\gamma_{5000 \text{ \AA}} \approx 10^{-8} \text{ segundos}^{-1} \quad (16)$$

espectro de la radiación emitida por una partícula sometida a una aceleración $\dot{\vec{v}}$, está dado en la sección 5 del libro de Jackson⁽⁵⁰⁾;

$$\frac{e^2 w^2}{4\pi^2 c^3} \left| \int \vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{v}) e^{i w(t - \vec{n} \cdot \vec{r}(t)/c)} dt \right|^2 \quad (17)$$

$\frac{dI(w)}{d\Omega}$ es la energía irradiada por unidad de ángulo sólido a la frecuencia w ,

$\vec{n}$ es un vector de módulo unidad, dirigido a lo largo de la recta que conecta a la posición retardada de la partícula con el punto de observación,

y $\vec{r}(t)$, como ya se indicara antes, es el vector posición del electrón que irradia.

Para calcular el valor de la ecuación (17) se toma un sistema de coordenadas cartesianas con origen en el núcleo (supone en reposo), en forma tal que el punto de observación P esté sobre el eje z , y que el movimiento del electrón se lleve a cabo en el plano (x,y) . En esa forma, la ecuación (14) se obtiene que:

$$e^{i w_0 t - \frac{1}{2} w_0^2 \tau} + i \vec{B} \cdot \vec{w}_0 e^{(-i w_0 - \frac{1}{2} w_0^2 \tau) t} \quad (18)$$

usando la aproximación, teniendo en cuenta que:

$$w_0^2 \tau \ll w_0.$$

está lejos del origen, $\bar{n}$ es aproximadamente cons-
paralelo al eje z. Además, derivando la ecuación

$$w_0^2 \exp.(1w_0 - \frac{1}{2} w_0^2 \tau)t - \bar{B} w_0^2 \exp.(-1w_0 - \frac{1}{2} w_0^2 \tau)t$$

lo tanto, después de efectuar algunos cálculos, u-
as consideraciones, la ecuación (17) se puede escri-

$$\frac{w_0^4}{4\pi^2 c^3} \left\{ \left| \frac{A_x}{\frac{1}{2} w_0^2 \tau - 1(w_0 + w)} + \frac{B_x}{\frac{1}{2} w_0^2 \tau - 1(w - w_0)} \right|^2 \right. \\ \left. + \frac{A_y}{\frac{1}{2} w_0^2 \tau - 1(w + w_0)} + \frac{B_y}{\frac{1}{2} w_0^2 \tau - 1(w - w_0)} \right|^2 \} \quad (19)$$

sta última ecuación el primer término de cada módu-
pico agudo resonante cuando $w = w_0$. Es evidente que
es son agudos pues se tiene que; $(1/2)w_0^2 \tau \ll w_0$.
frecuencia w es siempre positiva, aquí solo se ten-
uenta los segundos términos de los módulos. Al no
uenta a los restantes se obtiene que :

$$\frac{dI(w)}{d\Omega} = \frac{e^2 w_0^2}{4\pi^2 c^3} \cdot \frac{B_y^2}{(1/4)\tau^2} + \frac{B_x^2}{(w - w_0)^2} =$$

$$= \frac{dI(w_0)}{d\omega} \cdot \frac{\frac{1}{4} \gamma^2}{\frac{1}{4} \gamma^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (20)$$

Este espectro de frecuencias se conoce con el nombre de lorentziano. Se ha considerado que la radiación es emitida por un solo átomo; para tener en cuenta a la vez la simultánea de muchos de ellos, debe efectuarse un promedio estadístico. En este caso también se encuentra⁽¹⁰⁶⁾ el espectro de frecuencias de la misma forma que la que se obtiene de la ecuación (20) al considerar un átomo aislado.

Se define al ancho medio de la curva de la ecuación (20) como el intervalo de frecuencias entre las cuales la intensidad disminuye a un valor igual a la mitad del valor máximo. Se encuentra que:

$$\frac{1}{2} = \frac{\gamma^2}{4 \left[(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{4} \gamma^2 \right]}$$

de

$$\omega_{1,2} = \omega_0 \pm \frac{1}{2} \gamma$$

El ancho medio de la curva es:

$$\Delta \omega = \omega_1 - \omega_2 = (2e^2 \omega_0^2) / (3mc^3) \quad (21)$$

El resultado obtenido en la ecuación (21) indica que el ancho de la línea entre puntos donde la intensidad cae a la mitad del máximo, es proporcional al cuadrado de la frecuencia. Por consiguiente, cuando se usa una escala de

encias o de números de ondas, el ancho natural de una línea es mayor para frecuencias altas. En cambio, si se usa una escala de longitudes de onda, considerando que:

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_0} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_0}$$

se obtiene un ancho de línea que es independiente de la longitud de onda, cuyo valor es aproximadamente 10^{-4} Å para cualquier región del espectro:

$$\delta_\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 = \lambda_0 \left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_0} \right) = \frac{4\pi^2}{mc^2} \quad (22)$$

La ecuación (21) es una expresión del ancho de línea en una escala de 2π veces la frecuencia. Cambiando a una escala de números de ondas, se obtiene que:

$$\delta_\omega = \frac{4\pi^2 \omega_0^2}{3mc^3} \quad (23)$$

Desde un punto de vista de mecánica cuántica, las líneas espectrales tienen un ancho finito pues los niveles de energía atómicos que intervienen en una transición tienen una incertidumbre media que también es finita, y por consiguiente, la energía de los mismos, de acuerdo con el principio de incertidumbre de Heisenberg, no está perfectamente definida.

Weisskopf y Wigner⁽¹¹⁷⁾ han calculado el ancho natural de una línea partiendo de dos suposiciones distintas. Primero consideraron el caso en que la energía de un nivel atómico

do está distribuida de acuerdo con una función lorentziana. Luego usaron la teoría del electrón de Dirac. En ambos casos obtuvieron los mismos resultados.

Si se considera una transición cuyo nivel inferior es el fundamental, que tiene una energía perfectamente definida, los autores antes mencionados⁽¹¹⁷⁾, encontraron que la forma de la línea tiene un perfil lorentziano como en el caso clásico (ecuación (20)). En este caso, la cantidad γ calculada clásicamente, debe reemplazarse por la vida media del otro nivel que interviene en la transición. Esta vida media es el valor deducido por medio de la mecánica cuántica. Si el nivel inferior de una transición también es inestable, la línea producida es más ancha que el valor obtenido en el caso anterior, es decir, reemplazando γ por la inversa de la vida media del nivel superior, deducida por medio de la mecánica cuántica. En este último caso, el parámetro γ de la fórmula clásica debe reemplazarse no solo por la suma de las probabilidades de transición del nivel superior, sino por la suma de las probabilidades de transición de todas las líneas que se originan ya sea en el nivel superior, o en el inferior.

El hecho que una línea se vea ensanchada por la existencia de otras líneas que se originan en el nivel inferior, puede deducirse cualitativamente a partir de los conceptos básicos de la teoría de Dirac, sin efectuar cálculos. Si E_1 y E_2 son los dos niveles entre los cuales se produce la transi-

ción que da origen a la línea cuyo ancho interesa, y si ΔE_1 y ΔE_2 son sus anchos, la intensidad de la radiación emitida tiene un ancho medio determinado por ambos valores ΔE_1 y ΔE_2 . Usando números de ondas, se tiene :

$$\Delta\sigma = \frac{\Delta E_1}{hc} + \frac{\Delta E_2}{hc} \quad (25)$$

Los anchos medios de la energía ΔE_1 y ΔE_2 están conectados a las vidas medias t_1 y t_2 de los niveles E_1 y E_2 por medio de las relaciones de incertidumbre

$$\Delta E_1 \cdot t_1 \approx \hbar; \quad \Delta E_2 \cdot t_2 \approx \hbar.$$

Además, t_1 y t_2 dependen de todas las probabilidades de transición desde los estados E_1 y E_2 respectivamente. Por lo tanto, es claro que γ también dependerá de las probabilidades de transición de las líneas que tienen origen en el nivel inferior de energía.

- a - 2 - Ensanchamiento producido por efecto Doppler.

Es posible distinguir entre dos efectos distintos: ensanchamiento Doppler producido por el movimiento aleatorio de los átomos que irradian; el producido por otras clases de movimiento, como es el caso de ciertos plasmas que en esas condiciones experimentales de laboratorio tienen movimiento como para producir ensanchamiento Doppler que no puede despreciarse. En el presente trabajo experimental, solo tiene interés el ensanchamiento producido por el movimiento aleatorio de los átomos. Por esta razón aquí no

se tendrá en cuenta a la segunda posibilidad.

Si un átomo se mueve con una velocidad $\bar{v}$ relativa al observador y emite luz de una frecuencia w , la frecuencia aparece modificada, observándose⁽⁵⁰⁾,

$$w' = \frac{w_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \cdot (1 - \frac{v}{c} \cos \theta) \quad (26)$$

donde, θ es el ángulo que forma $\bar{v}$ con la dirección de observación, $v = |\bar{v}|$ y w' es la frecuencia observada.

Para las fuentes de luz que se emplean comúnmente en el laboratorio, los movimientos de agitación térmica de los átomos, son mucho más lentos que la velocidad de la luz. Por consiguiente, en la ecuación (26) se puede desarrollar en serie de potencias de v/c el término $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ y guardar sólo términos de primer orden. Entonces, la ecuación (26) toma la forma aproximada de:

$$w' \approx w(1 - \frac{v}{c} \cos \theta) \quad (27)$$

Luego, el ensanchamiento por efecto Doppler es notable sólo si la velocidad $\bar{v}$ tiene una componente no despreciable en la dirección de observación.

El movimiento aleatorio de los átomos sigue la ley de Maxwell de distribución de velocidades. La probabilidad que un átomo tenga una velocidad cuya componente $u = v \cos \theta$ esté comprendida entre u y $u + du$, es:

$$dp = (b/\pi)^{1/2} \cdot \exp.(-bu^2) \quad (28)$$

donde, $b = M/2RT$, siendo M el peso molecular, R la constante de los gases, y T la temperatura absoluta.

Entonces, al reemplazar $u = v \cos \theta$, cuyo valor está dado en la ecuación (27), en la ecuación (28), y teniendo en cuenta que la intensidad de la radiación emitida en términos de la frecuencia es proporcional al número de moléculas que tienen una determinada componente u de la velocidad, se obtiene:

$$I(w) = \text{cte. exp.} \left[-b \frac{(w_0 - w)^2}{w_0^2} \right] \quad (29)$$

De esta última ecuación (29), se obtiene un ancho de línea producido por efecto Doppler, dado por:

$$\delta_D(w) = (\ln 2)^{1/2} \frac{w_0}{b} \quad (30)$$

Este valor del ancho de una línea producido por efecto Doppler, es correcto tanto para una línea de emisión como de absorción, si el ancho natural de la misma es considerablemente más pequeño que éste. El ancho Doppler producido en las fuentes de luz que se usaron en los presentes experimentos, se estiman en el capítulo siguiente donde se describen brevemente los tipos de lámparas usados.

En la ecuación (30) es evidente que el ensanchamiento producido por efecto Doppler, es por una parte, proporcional tanto a la raíz cuadrada de la temperatura absoluta de

a fuente de luz como a la frecuencia w , y por otra es inversamente proporcional a la raíz cuadrada del peso molecular.

En términos de la longitud de onda, el ancho de línea debida al efecto Doppler, está dado por:

$$\delta_D(\lambda) = (\ln 2)^{1/2} \cdot \frac{\lambda}{c} \cdot b^{-1/2} \quad (31).$$

aquí se observa que mientras el ancho natural es constante cuando se usa una escala de longitudes de onda, el ancho Doppler es proporcional a ésta.

Si el ancho natural de una línea no es mucho menor que el producido por efecto Doppler, entonces la distribución de la intensidad en función de la frecuencia cuando ambos efectos se consideran juntos, está dada por⁽¹¹⁶⁾,

$$I(w) = \frac{\delta_n}{\pi^{3/2} B} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp.(-\Delta^2/B^2) d\Delta}{(w - w_0 - \Delta)^2 + \delta_n^2} \quad (32)$$

donde, $\Delta = uw/c$, δ_n es el ancho natural, w_0 es la frecuencia central cuando sólo el ancho natural se tiene en cuenta, y $B = w_0/cb^{1/2}$.

- a - 3 - Ensanchamiento producido por interacciones entre el átomo radiante y sus vecinos .

Se pueden distinguir los siguientes casos: amortiguación de la radiación por colisiones, de acuerdo con la teoría de Lorentz; ensanchamiento y desplazamiento de las líneas producido por los campos de fuerza originados en los átomos vecinos. En este último caso hay una diferencia fundamental si los átomos vecinos son de la misma o de diferente clase que el átomo que está irradiando. Si el átomo que irradia es idéntico a sus vecinos, el ensanchamiento producido por sus interacciones se conoce con el nombre de "ensanchamiento de resonancia". Si los átomos son diferentes, el ensanchamiento produce como consecuencia de los bruscos cambios de fase de la radiación habidos en las colisiones entre el átomo que está irradiando y sus vecinos. Weisskopf⁽¹¹⁶⁾ estudió esta clase de ensanchamiento suponiendo el modelo clásico de Lorentz para el átomo radiante, mientras que consideró al proceso de la colisión desde un punto de vista de mecánica cuántica. El análisis de Fourier de la radiación que sufre estos cambios de fase, lleva a un resultado de la misma forma que el que encontró Lorentz y tiene la misma clase de perfil que tiene el ancho natural de radiación. El ancho de línea depende de la constante de amortiguamiento por colisiones, la que es igual a la inversa del tiempo medio entre choques efectivos. En general, en lámparas de cátodo hueco operadas en condiciones como las presentes, la cantidad de

colisiones no es muy significativa como para esperarse un ensanchamiento mayor que el producido por el efecto Doppler. En la fuente de luz de haz atómico, el choque entre átomos radiantes entre sí o con sus vecinos, es un fenómeno muy raro. Por lo tanto, también en este caso el efecto será pequeño frente al ensanchamiento Doppler.

En el ensanchamiento producido por los campos de fuerza de los átomos vecinos, el producido por efecto Stark es en general el más importante. Cuando el átomo irradia lo hace en el campo eléctrico producido por las cargas, momentos dipolares y cuadripolares de las moléculas que lo rodean. Es muy difícil estimar un ensanchamiento de este tipo ya que la variación de los campos intermoleculares en función del tiempo son muy complicadas. Además no ha sido bien estudiado el efecto Stark que se obtiene cuando los campos que se producen varían considerablemente tanto en el tiempo como en el espacio. Se debe a Holtmark (véase por ejemplo Weiskopf⁽¹¹⁶⁾) la suposición que el desdoblamiento de los niveles de energía está determinado por la intensidad de campo en el centro del átomo. Se supone en general⁽¹²⁰⁾ y⁽¹¹⁶⁾ que la intensidad media de campo en el centro de un átomo que irradia puede escribirse como:

$$F_0 = C_1 e N^{2/3} + C_2 d N + C_3 q N^{4/3}$$

donde, C_1 , C_2 y C_3 son constantes que deben calcularse,

e es la carga de un ión,

N es el número de átomos presentes por cm^3 ,

d es el momento dipolar de un átomo, y

Q es su momento cuadripolar.

Si solo se considera el efecto Stark de primer orden (efecto Stark lineal), el ensanchamiento de la línea es simétrico. En cambio, teniendo en cuenta el segundo orden, el ensanchamiento es asimétrico. En el primer caso, la forma de la línea es nuevamente de tipo lorentziana.

El fenómeno de ensanchamiento de resonancia puede hacerse producido en las líneas de 3075,895 Å ($4^1S_0 - 4^3P_1$) y 2138,563 Å ($4^1S_0 - 4^1P_1$) del cinc. Por este motivo, se tiene mucho cuidado en excitar al cinc con baja corriente al medir estas líneas. Al hacer pasar poca corriente, la temperatura del cátodo no es muy elevada, y por lo tanto, es poco el cinc metálico que se evapora, dejando en el ambiente una densidad baja de átomos del mismo tipo cuya radiación se estudia. Este tipo de ensanchamiento se produce como consecuencia de la interacción entre un átomo en el estado resonante, con otro de la misma clase que está en el nivel fundamental. Se pueden distinguir dos procesos: uno en el que la interacción se produce por medio del campo de inducción y otro en el que la interacción se lleva a cabo por medio del campo de radiación. El segundo proceso puede considerarse que está producido por la emisión de un fotón por parte del átomo en uno de los estados resonantes, y por la absorción del mismo fotón por parte de otro átomo que está en el nivel fundamental. En una lámpara de cátodo hueco este último es el proceso más importante ya que no se producen, en condiciones normales de trabajo, muchos choques entre átomos, haciendo que las interacciones por medio del campo de inducción

contribuyan en menor cuantía que las interacciones por medio del campo de radiación, al ensanchamiento de las líneas resonantes.

En ciertos casos la emisión y reabsorción de fotones es tan pronunciada que da lugar al fenómeno de autoabsorción de la línea. En general este proceso es tan marcado como para que una línea aparezca doble, cuando la concentración de átomos en el estado fundamental es muy grande. La reabsorción es más pronunciada en la parte más intensa del perfil de una línea, haciendo que su forma tienda a aparecer aplastada, lo que se traduce en un aparente ensanchamiento de la línea.

También la línea de 2265 Å del Cd II es resonante. Por lo tanto, también en este caso cabe esperar que se haya producido ensanchamiento de resonancia. Como la densidad de iones cadmio, aún en los casos en que se obtuvo mejor excitación, no llegó a ser demasiado elevada en la fuente de luz de haz atómico, este fenómeno no fue tan marcado como para producir autoabsorción. Sin embargo, puede haber influido en el límite resolutor que se obtuvo con el interferómetro de Fabry-Perot (véase cap. VI - c). En las placas fotográficas en que se registró la imagen de interferencia producida por la línea de 2265 Å, también se observaba la imagen de interferencia producida por la línea resonante del cadmio I de 2288 Å. Frecuentemente esta línea presentaba una autoabsorción tan nítida que bien se la podría haber tomado como a dos componentes muy cercanas.

Antes de terminar la parte a de este capítulo, es conveniente tener una idea del ancho natural de radiación que presenta la línea de 2265 Å del Cd II. En este caso $\lambda_0 \approx 2265 \text{ Å}$, se tiene $\sigma_0 \approx 44.100 \text{ cm}^{-1}$ con lo que la ecuación (23) da; aproximadamente,

$$\delta_{2265 \text{ Å}} \approx 2,3 \text{ mÅ}$$

Dispersión del aire

La longitud de una transición atómica se define como la longitud de onda que tiene la radiación emitida cuando se la mide en "aire standard". A su vez, el aire standard se define como aire seco que contiene 0,03 % en volumen de CO_2 a una temperatura de 15°C y una presión de 760 mm de Hg., medida a 0°C y con $g = 980,665 \text{ cm/seg}^2$. Por otra parte, toda relación de energía entre niveles atómicos, se mide en números de onda en el vacío, definidas por medio de:

$$\sigma_{\text{vacío}} = 1/\lambda_{\text{vac.}} = 1/n_{\text{aire}} \lambda_{\text{aire}}$$

donde n_{aire} es el índice de refracción del aire standard, y λ_{aire} es la longitud de onda de la transición, de acuerdo con la definición anterior.

Se conocen desde hace tiempo varias fórmulas de n_{aire} (índice de refracción del aire standard) en función de σ . La mayoría de ellas presentan la forma de la ecuación de Cauchy:

$$n - 1 = a + b/\lambda^2 + c/\lambda^4 \quad (1)$$

En la actualidad, la fórmula que se acepta internacionalmente es la de Edlén⁽²⁹⁾, que tiene la expresión:

$$(n_{\text{aire}} - 1) \times 10^8 = \frac{2.949.810}{146 - \sigma^2} + \frac{25.540}{41 - \sigma^2} + 6432,8 \quad (2)$$

donde σ está medido en micrones^{-1} .

Anterior a ésta, eran comunes las fórmulas de:

Meggers y Peters:

$$(n - 1) \times 10^8 = 27.264,3 + 122,95 \sigma^2 + 3,560 \sigma^4$$

Kösters y Lampe:

$$(n - 1) \times 10^8 = 27.274,7 + 150,19 \sigma^2 + 1,835 \sigma^4$$

Perard:

$$(n - 1) \times 10^8 = 27.286,0 + 140,14 \sigma^2 + 2,998 \sigma^4$$

Barrell y Sears:

$$(n - 1) \times 10^8 = 27.258,5 + 154,37 \sigma^2 + 1,293 \sigma^4$$

En todas ellas, σ está medido en micrones⁻¹.

En estas últimas cuatro expresiones, se buscaron los parámetros en forma tal de ajustar empíricamente a la fórmula de Cauchy, por medio de mediciones del índice de refracción efectuadas en la región visible. Por consiguiente, al considerar longitudes de onda en la región ultravioleta, estas fórmulas debían extrapolarse. Mediciones posteriores, efectuadas en la región del ultravioleta, mostraron un acuerdo muy malo con los valores predichos por estas fórmulas. Edlén buscó la relación (2), tratando de ajustar los valores de $(n - 1) \times 10^8$ con los de mediciones que habían sido efectuadas anteriormente, incluyendo la región ultravioleta, y que, a su juicio, podían aceptarse

como precisas. En esa forma, eligió las medidas de Koch y Traub en las regiones de 5460 a 2378 Å y de 5460 a 1854 Å, respectivamente. Edlén aceptó a esta fórmula como correcta dentro de $\pm 1 \times 10^{-8}$ en la región visible y ultravioleta, hasta 2000 Å. Años después a que Edlén publicara su fórmula, en varios laboratorios se verificó experimentalmente la validez de la misma. Por ejemplo, Schlueter y Peck⁽⁹⁹⁾ no encontraron desviaciones significativas entre la fórmula de Edlén y sus resultados experimentales en la región comprendida entre 7032 y 20.581 Å. Rank, Saksena y McCubbin⁽⁸⁹⁾ midieron la dispersión del aire en la región comprendida entre 3651 y 15.300 Å. La diferencia media que observaron entre $(n - 1)$ calculado por medio de la fórmula de Edlén y sus medidas, fué de una parte en 10^5 . Svensson⁽¹⁰⁹⁾ efectuó medidas de la dispersión del aire en la región comprendida entre 2302 y 6907 Å. Las diferencias entre sus valores experimentales y los hallados por medio de la fórmula de Edlén siempre fueron menores que 2×10^{-8} . También Svensson determinó la variación del índice de refracción cuando las condiciones del aire se apartan de las condiciones definidas como standard. Debido a cambios en la presión y en la temperatura se tiene:

$$\Delta n = n(T, P) - n_s = (n_s - 1) \left(\frac{d}{d_s} - 1 \right) \quad (3)$$

donde, $n(T, P)$ es el índice de refracción a la temperatura T y presión P , n_s es el índice de refracción del aire standard, d es la densidad del aire a la temperatura

la presión P , y d_s es la densidad del aire standard.

El término de $\frac{d}{d_s}$ en función de la presión y temperatura, también de acuerdo con Edlén, tiene la forma:

$$\frac{d}{d_s} = \frac{P(1 + 15\alpha)(1 + \beta P)}{760(1 + \alpha T)(1 + 760\beta)}$$

onde, $\alpha = 0,003674 (^{\circ}\text{C})^{-1}$, y $\beta = 0,73 \times 10^{-6}(\text{mm Hg})^{-1}$.

Una fórmula similar a la (3) para obtener el índice de refracción en función de n_s , la temperatura y la presión, se había sido propuesta por Barrell y Sears. Según estos autores, el efecto de la temperatura en el factor de densidad, dependería de la longitud de onda. Sin embargo, las medidas de Svensson⁽¹⁰⁹⁾ no han podido confirmar tal dependencia.

Ya que el aire standard se define en la forma dada antes, una variación en la concentración de CO_2 o de vapor de agua produce una variación en la longitud de onda, pues en esas condiciones, la refractividad del aire es distinta. Para tener una idea del orden de magnitud de esta variación, debe recordarse que Edlén⁽²⁹⁾, partiendo de las medidas de Mich, determinó que para convertir el valor de $(n - 1)$ medido en aire sin CO_2 a aire con 0,03 %, debía multiplicarse esa cantidad, $(n - 1)$, por 1,000162. Corrección cuya dependencia en la longitud de onda es lo suficientemente baja como para poder tomarla como constante en toda la región del

pectro en que la fórmula para $n - 1$ es válida. También la presencia de vapor de agua en el aire debe tenerse en cuenta. Barrell y Sears (véase el trabajo de Edlén⁽²⁹⁾) expresaron la corrección al índice de refracción debido a la presencia de vapor de agua como:

$$n_{\text{húmedo}} - n_{\text{seco}} = - (a - b \sigma^2) f / (1 + \alpha t)$$

nde, a y b son constantes, σ es el número de ondas, f es presión parcial de vapor de agua en el aire medida en mm, y t es la temperatura medida en grados centígrados.

Las medidas efectuadas por Svensson muestran que al secar el aire con sílica gel y P_2O_5 se obtienen resultados distintos a cuando se lo seca usando solo P_2O_5 . Svensson explicó este fenómeno suponiendo que la sílica gel absorbe proporcionalmente más nitrógeno que oxígeno, alterando la composición relativa del aire, con lo cual su refractividad se ve afectada. Por esa razón, cuando se consideró que la humedad ambiente podía afectar la precisión de las medidas, usó solamente P_2O_5 .

En ambos experimentos debe tenerse en cuenta la dispersión del aire. Al medir el espectro normal del cinc, el índice de refracción del aire debe usarse para encontrar los números de onda de las transiciones de interés, reducidas al vacío. Al usar un interferómetro de Fabry-Perot para medir estructura hiperfina de la línea de 2265 Å del cadmio II se tiene en cuenta que al variar las condiciones atmosféricas en el medio en que las placas del instrumento están ergidas, la longitud óptica entre ambas, varía. Si t

es la distancia entre placas, es decir, la longitud del etalón, y n el índice de refracción del medio entre las placas, la longitud óptica es nt . Per tanto, si n no se mantiene constante al variar la temperatura y la presión, el ancho de cada franja se ve aumentado, empobreciendo el poder resolutor (ver el capítulo V - e). La longitud del etalón también varía por dilatación al variar su temperatura, pero como los etalones que se usaron están preparados con sílica fundida, el coeficiente de expansión térmica es tan bajo que esta variación no afecta a las condiciones experimentales, dentro de la precisión del presente trabajo. También debe tenerse en cuenta a la dispersión del aire, al reducir al vacío la diferencia entre los números de onda de las varias componentes. Sin embargo, como las medidas efectuadas con el interferómetro de Fabry-Perot son relativas, la corrección que debe introducirse es mucho menor que los valores de los errores experimentales:

$$\sigma_v = 1/n\lambda \quad \text{o bien:}$$

$$\sigma_1 = \sigma_{1v} n, \quad \sigma_2 = \sigma_{2v} n$$

por lo tanto, $\sigma_1 - \sigma_2 = (\sigma_{1v} - \sigma_{2v})n$

Como $\sigma_1 - \sigma_2 \approx 20 \text{ mk}$ y $n \approx 1,0003$, el cociente

$(\sigma_1 - \sigma_2)/n$ difiere de $\sigma_1 - \sigma_2$ recién en la tercer cifra decimal.

Al medir el espectro normal del cinc, deben usarse líneas

de referencia. Si las mediciones se efectúan en aire no standard tanto las longitudes de onda de las líneas a medir, se ven afectadas. Para una longitud de onda λ , medida en condiciones tales que el índice de refracción del aire para esa longitud de onda es n , se tiene:

$\lambda_{\text{vac.}} = \lambda \cdot n = \text{constante}$, por lo tanto las variaciones relativas están relacionadas por:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = - \frac{\Delta n}{n}.$$

Al ser aproximadamente $n \approx 1,0003$, se tiene:

$$- \frac{\Delta n}{n} = - \Delta n,$$

es decir, $\Delta \lambda = - \lambda \cdot \Delta n$ (1), y por consiguiente, la longitud de onda de una cierta transición en condiciones en que el índice de refracción es n_1 , es:

$$\lambda_1 = \lambda_{1s} + \Delta \lambda_1, \text{ donde } \Delta \lambda_1 = - \lambda_{1s} \Delta n$$

sea que

$$\lambda_1 = \lambda_{1s} - \lambda_{1s} \Delta n_1 = \lambda_{1s} (1 - \Delta n_1),$$

donde, $\Delta n_1 = n_1 - n_{1s}$, n_1 es el índice de refracción en las condiciones en que λ_{1s} mide λ_1 , n_{1s} es el índice de refracción para λ_{1s} en condiciones standard.

Similarmente, $\lambda_2 = \lambda_{2s} - \lambda_{2s} \Delta n_2 = \lambda_{2s} (1 - \Delta n_2)$

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{\lambda_{2s} (1 - \Delta n_2)}{\lambda_{1s} (1 - \Delta n_1)}$$

$$\lambda_{2s} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \cdot \frac{\lambda_{1s}(1 - \Delta n_1)}{(1 - \Delta n_2)} \approx \frac{\lambda_2 \lambda_{1s}}{\lambda_1} \cdot (1 + \Delta n_2 - \Delta n_1)$$

ya que $\Delta n \ll 1$.

$$\lambda_{2s} = \frac{\lambda_2 \lambda_{1s}}{\lambda_1} + \frac{\lambda_2 \lambda_{1s}}{\lambda_1} (\Delta n_2 - \Delta n_1).$$

Si se mide λ_2 con λ_1 como referencia, y no se tiene en cuenta la desviación de las condiciones standard del aire en que se efectúan las mediciones, el valor que se obtiene para λ_2' es: $\lambda_2' = \lambda_{1s} (\lambda_2 / \lambda_1)$

Por lo tanto,

$$\lambda_{2s} = \lambda_2' + \lambda_2' (\Delta n_2 - \Delta n_1),$$

pero:

$$\Delta n_1 = (n_{1s} - 1) \left(\frac{d}{d_s} - 1 \right)$$

$$\Delta n_2 = (n_{2s} - 1) \left(\frac{d}{d_s} - 1 \right)$$

o sea que,

$$\lambda_{2s} = \lambda_2' + \lambda_2' (n_{2s} - n_{1s}) \left(\frac{d}{d_s} - 1 \right).$$

Si se usa:

$$\Delta \lambda = \lambda_{vac.} - \lambda_s = \lambda_s n_s - \lambda_s = \lambda_s (n_s - 1)$$

$$n_{2s} = \frac{\Delta \lambda_2}{\lambda_{2s}} + 1, \quad n_{1s} = \frac{\Delta \lambda_1}{\lambda_{1s}} + 1$$

$$\lambda_{2s} = \lambda'_2 + \lambda'_2 \left(\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_{2s}} - \frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_{1s}} \right) \left(\frac{d}{d_s} - 1 \right)$$

$$\lambda_{2s} \approx \lambda'_2 + \lambda_2 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1} (\Delta\lambda_1) \left(\frac{d}{d_s} - 1 \right)$$

Entonces, esta fórmula da la longitud de onda en condiciones standard, si se efectúa la medición de la misma (es decir, λ'_2) en aire seco, a temperatura $t^\circ\text{C}$, y presión p mm Hg, usando λ_1 como referencia. Edlén fué quien presentó esta fórmula.

En su trabajo Svensson presenta tablas con las correcciones a sumarse a λ'_2 para obtener su valor en condiciones standard. En una de ellas, da el valor del factor

$$\Delta\lambda_2 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \Delta\lambda_1 \text{ en función de } \lambda_2 \text{ y } \lambda_1. \text{ Debe}$$

recordarse que λ_2 es la línea que se mide y λ_1 es la de referencia. En la otra, presenta al factor de densidad $(d/d_s) - 1$ en función de la presión y la temperatura, cada 10 mm de Hg entre 600 y 790 mm Hg, y cada $^\circ\text{C}$ desde 13°C hasta 28°C .

Para efectuar estas correcciones, en el laboratorio de espectroscopía de la Universidad de Lund hay instalados un barómetro y un termómetro que registran la presión y la temperatura en función del tiempo. Luego esos registros se archivan y en cualquier momento se los puede consultar. Para evitar que los cambios de temperatura sean muy bruscos, hay termómetros en distintos lugares del laboratorio que accionan calefactores.

De las tablas de Svensson, es evidente que la corrección se hace muy pequeña cuando se está cerca de las condiciones standard del aire, y cuando se usan líneas de referencia del mismo orden de difracción de la red.

VI - a

Espectrógrafo del tipo Pfund

Cuando en un espectrógrafo se usan espejos cóncavos para producir un haz paralelo a partir de la luz enviada por una fuente pequeña, o para focalizar un haz paralelo, se puede evitar la aberración esférica usando un espejo parabólico. Sin embargo, los haces incidente y reflejado deben formar un cierto ángulo. Ya que la aberración esférica tan solo se evita con un espejo parabólico si los rayos pasan a través del foco, una sección simétrica de este tipo de espejos no es suficiente para eliminar aquellas aberraciones. Se mejora la situación usando una sección parabólica fuera de eje. Otros defectos como astigmatismo y coma parecen en las imágenes de los rayos que forma un ángulo considerable con el eje de la parábola. Estos defectos no pueden eliminarse usando la técnica de tomar secciones o simétricas de espejos parabólicos. Cuando se usan espejos de gran apertura, el ángulo que forman los rayos incidente y reflejado toman valores muy grandes, produciendo un astigmatismo pronunciado. Para evitar esta dificultad, fund⁽⁸⁴⁾ en el año 1927, hizo que la luz se reflejara una vez más poniendo un espejo plano en el campo del parabólico. El espejo plano tiene un agujero en su parte central y se lo coloca inmediatamente después de la rendija. En esa forma, la luz proveniente de la rendija se refleja sobre el espejo parabólico, produciendo un haz paralelo que incide sobre el espejo plano y que es paralelo al eje de aquél. Por consiguiente, este dispositivo no presenta astigmatismo.

Además, con el espejo plano se puede hacer que el haz se refleje con cualquier ángulo. Una vez que la luz se ha dispersado en la red, se la puede volver a focalizar, usando un dispositivo similar (véase VI - a - 1).

Usando este tipo de montaje, en años posteriores se construyeron espectrógrafos en diferentes laboratorios. En la Universidad de Lund, Johansson y Starfelt⁽⁵³⁾ y (52) en el año 1961 construyeron uno similar, usando para la detección un fotoresistor de sulfuro de plomo. Este instrumento, con algunas modificaciones, fue el que se usó en el presente trabajo experimental para medir las líneas del cinc cuyas longitudes de onda están comprendidas entre 13.053 y 24.375 Å. En la fig. VI - a - 2 se muestra el circuito óptico del mismo.

La distancia focal de los espejos parabólicos es de un metro. Tienen un diámetro de 22 cm. Se usaron tres redes de difracción diferentes a lo largo del experimento. Todas ellas son réplicas de la casa Bausch y Lomb, y sus características son: 150 líneas/mm con un "blaze" a 4,0 micrones; 300 líneas/mm con un "blaze" a 2,0 micrones, y 600 líneas/mm con un "blaze" a 1,6 micrones, respectivamente. Se las usó en primer y tercer orden, en tal forma que la longitud de onda que se estaba midiendo, cayera en la región del "blaze". Cada red tiene un soporte que se muestra en el porta-red de la mesa, siendo muy sencillo cambiar de una a otra región de "blaze". (Véase fig. VI - a - 3).

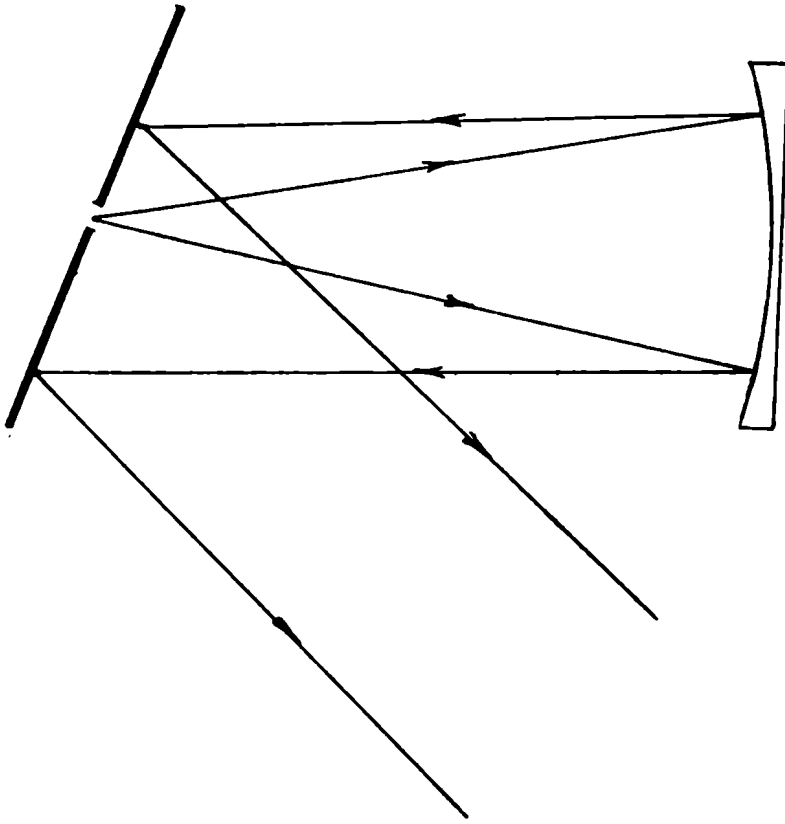


Fig. VI - a - 1) Dispositivo ideado por Pfund, empleando un espejo plano para evitar el astigmatismo producido por un espejo parabólico.

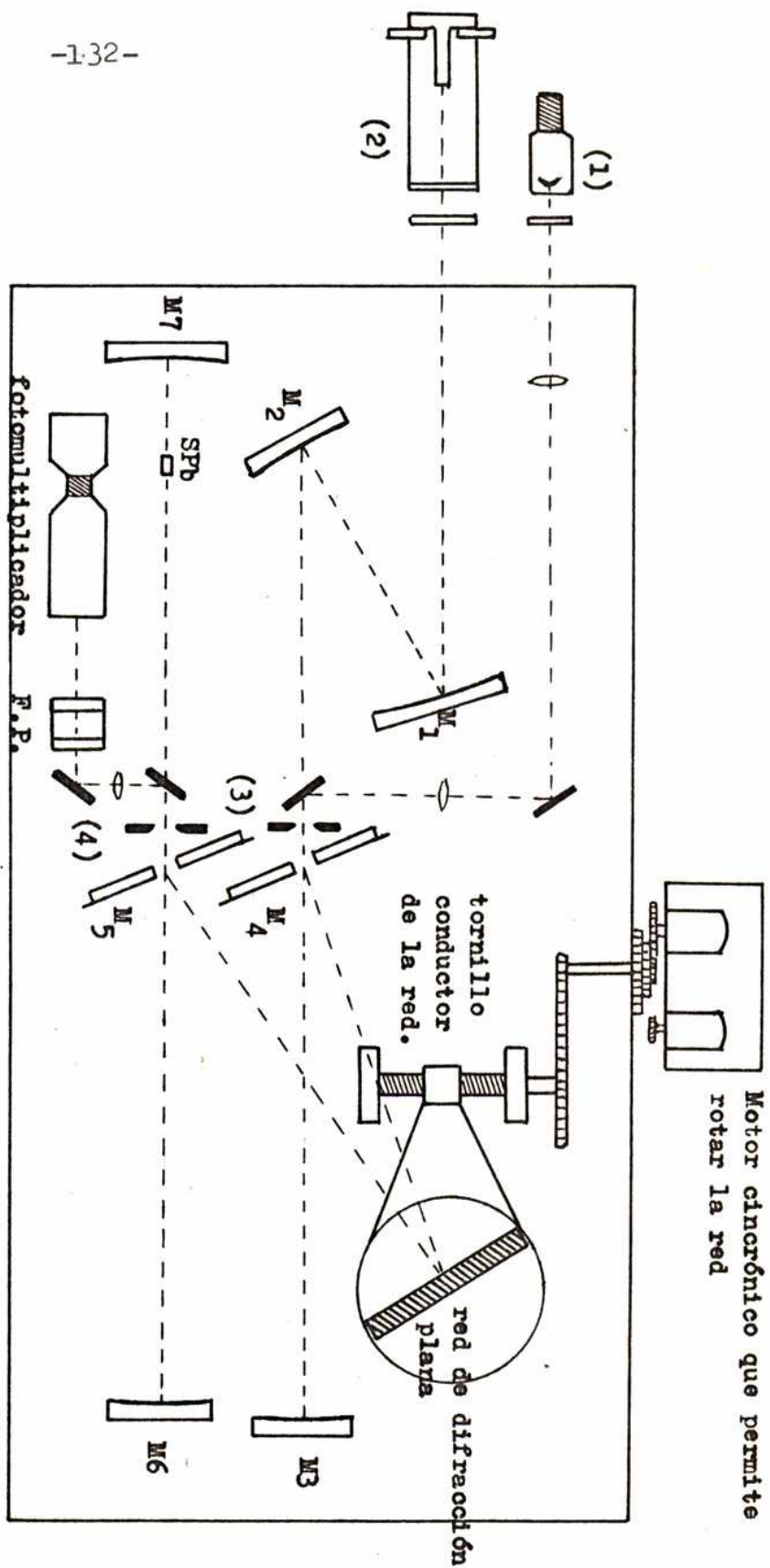


Fig. VI - a - 2) Lámpara de arco concentrado. Su luz, luego de cruzar el espectrógrafo, incide sobre el interferómetro de Fabry-Perot (F.P.). (2) Lámpara de cátodo hueco. Su luz, luego de cruzar al espectrógrafo, incide sobre el detector de sulfuro de plomo (SPb). (3) Rendija de entrada. (4) Rendija de salida. M₁ Espejo esférico, M₂, M₄ y M₅: espejos planos. M₃ y M₆: espejos esféricos. M₇: espejo elíptico.

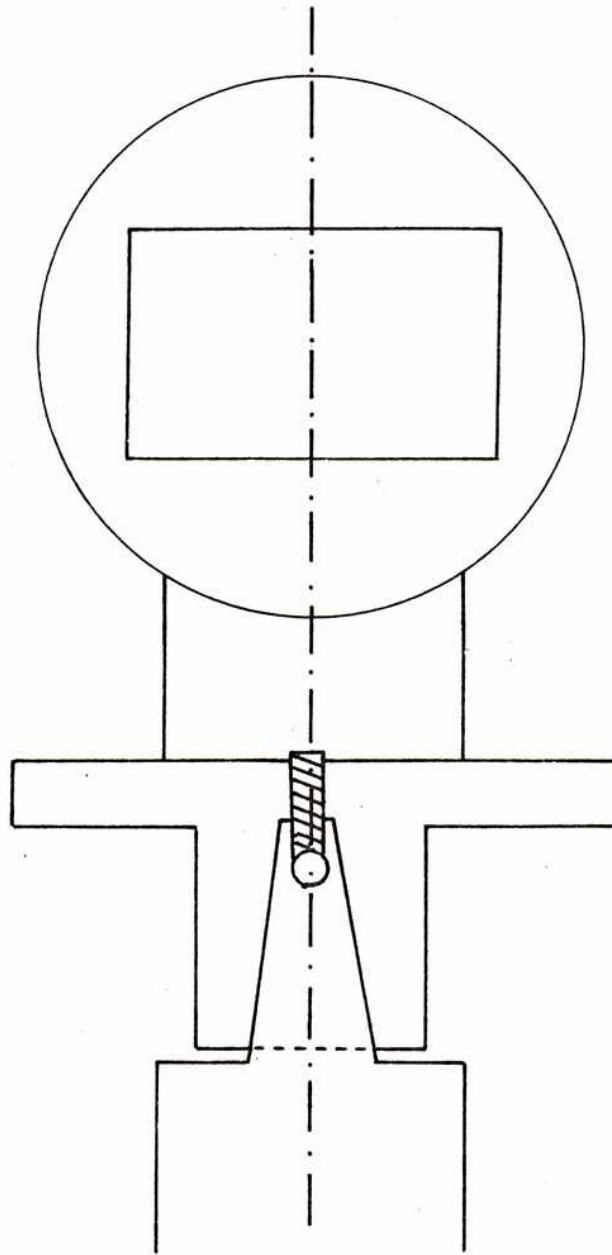


Fig. VI - a - 3) Red de difracción y mesa que le sirve de soporte.

En general el poder resolutor del espectrógrafo está limitado por el ruido del foto resistor y por consiguiente por las intensidades de las líneas a medirse. Las dos rendijas son rectas y de unos 30 mm de longitud. Ya que las aberraciones producidas por un espejo parabólico aumentan rápidamente al salir del eje óptico, solo se usó un tercio de la longitud total de la rendija. El ancho de la rendija usado estaba alrededor de los 50 micrones.

Para medir longitudes de onda en distintas regiones del espectro, se mantiene fijo al detector y se rota a la red a través de un eje vertical por medio de una palanca solidaria a la mesa donde está apoyada la red, en un extremo, y a un tornillo giratorio en el otro. El tornillo se acciona por medio de un motor sincrónico que tiene un juego de engranajes para variar la velocidad de rotación (Véase fig. VI - a - 3).

Como detector se usa una célula de sulfuro de plomo. Cuando incide sobre ésta radiación de longitud de onda a la cual es sensible, la absorbe y su resistencia disminuye. Se aplica una tensión para polarizar al detector, cuando absorbe a la luz incidente se obtiene una señal cuyas características dependen de: las propiedades del detector, de la naturaleza de la radiación incidente, y del circuito usado para polarizar a la célula fotoresistora (véase fig. VI - a - 4). A la señal precedente del detector se la amplifica con un detector sensible a fase (amplificador "lock in"). Con este tipo de detector, no solo la señal

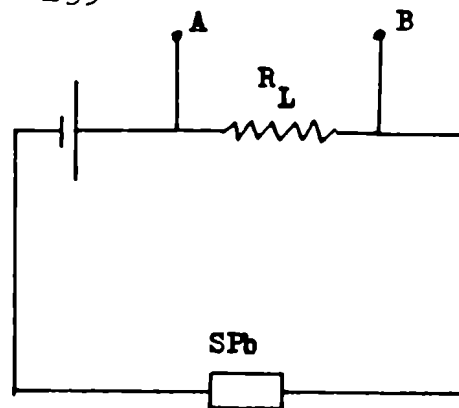


Fig. VI - a - 4) Circuito de polarización de la célula fotoresistora de sulfuro de plomo. La variación del voltaje V_{AB} producido en los bornes de la resistencia R_L , como consecuencia de las variaciones de resistencia de la célula al absorber luz que incide sobre ella, constituye la señal. Para poder detectar a esta señal usando un amplificador "look-in", se modula a la luz que incide sobre la célula de sulfuro de plomo. En el caso presente, en vez de modular la luz se usó corriente alterna para excitar la lámpara de cátodo hueco.

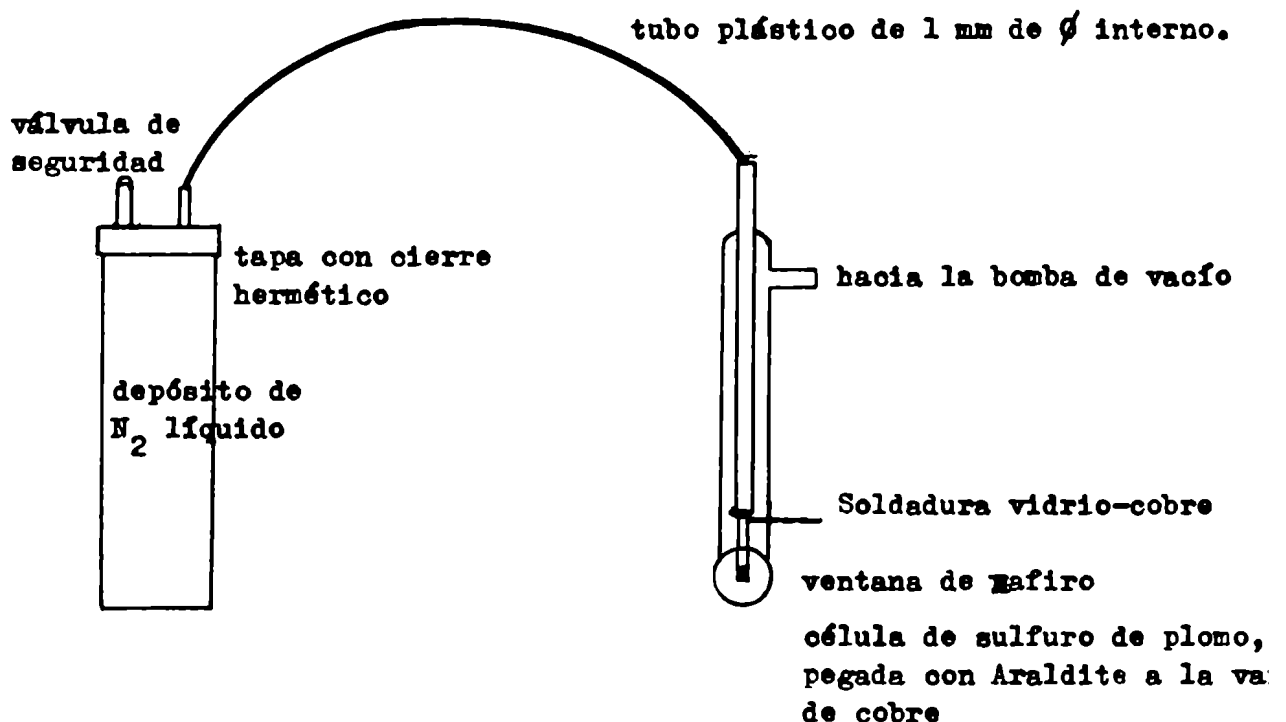


Fig. VI - a - 6) Sistema enfriador de la célula fotoresistora. Al calentar el depósito de N_2 líquido, aumenta la presión y se produce una corriente hacia el tubo que sirve de base al detector. Se usa cobre para asegurar buen contacto térmico. La célula se mantiene en vacío para disminuir el nivel del ruido y para evitar que la humedad del ambiente se condense sobre la parte detectora.

debe mandarse al mismo, sino que es necesario usar una señal de referencia de la misma frecuencia. Si la luz que incide sobre la célula de sulfuro de plomo es de emisión continua, debe modularse para poder usar un amplificador de este tipo. Como en el presente trabajo se aplicó tensión alterna a la lámpara de cátodo hueco, no fue necesario introducir ningún sistema especial de modulación. Se obtiene una máxima eficiencia en la amplificación cuando se ajusta la fase de las señales de referencia y de la procedente del detector de sulfuro de plomo. Una vez que la señal pasó por el detector sensible a fase, se la manda a un atenuador y luego a un registrador tipo Speedomax. La constante de tiempo del circuito puede variarse a gusto dentro de ciertos límites, con lo que puede controlarse el nivel de ruido. Para tal fin hay un conjunto de capacitores a la salida del amplificador. En el registrador, la velocidad del papel puede variarse entre 0,5 y 3 pulgadas por minuto. Haciendo avanzar el papel en forma sincrónica con la rotación de la red, se ^btiene un registro continuo del espectro. Variando la velocidad de rotación de la red y la velocidad del papel, se pueden obtener distintas resoluciones. La deflexión de la aguja registradora es aproximadamente proporcional a la intensidad de la luz incidente sobre el detector. La distancia entre líneas registradas en el papel, es proporcional a la diferencia de longitudes de onda entre las mismas, siempre que esa diferencia sea lo suficientemente pequeña como para no irse fuera del rango donde la red

puede considerarse lineal. Sin embargo, la precisión que puede alcanzarse por interpolación directa se ve grandemente afectada por pequeñas imperfecciones en los engranajes tanto conductores de la red, como de los que desplazan el papel. También la falta de constancia en el desenrollado del papel evita poder interpelar en forma directa. En el espectrógrafo usado estos inconvenientes se superaron superponiendo al registro de la señal proveniente de la célula de sulfuro de plomo, una escala que indica la posición de la red. Esa escala se obtiene registrando los máximos de interferencia producidos por un interferómetro de Fabry-Perot en el que incide luz proveniente de una lámpara continua de luz blanca, que ha sido dispersada por la red del espectrógrafo. La lámpara que produce la luz blanca es del tipo de arco concentrado. Se la coloca en forma tal que la luz incida en la parte inferior de la rendija de entrada. Después en la red del espectrógrafo, el espectro continuo incide en la parte superior de la rendija de salida, obteniéndose a la salida de ésta una luz que puede considerarse monocromática. Una vez que esa luz emerge de la rendija de salida, se la desvía en un ángulo de 90° por medio de un juego de espejos. Luego se la colima y se la hace incidir sobre el interferómetro de Fabry-Perot. Para evitar que la luz de distintas longitudes de onda, procedentes de distintos órdenes de difracción de la red, se superpongan en el interferómetro, se usaron filtros ópticos intercalados entre la fuente de arco concentrado y la rendija de entrada a fin de seleccionar a un solo orden.

En el capítulo VI - c se puede ver una breve introducción teórica sobre el interferómetro de Fabry-Perot. En ese capítulo se indica que p , el número de orden de los anillos de interferencia, está dado por:

$$p = 2t\sigma \cos \vartheta$$

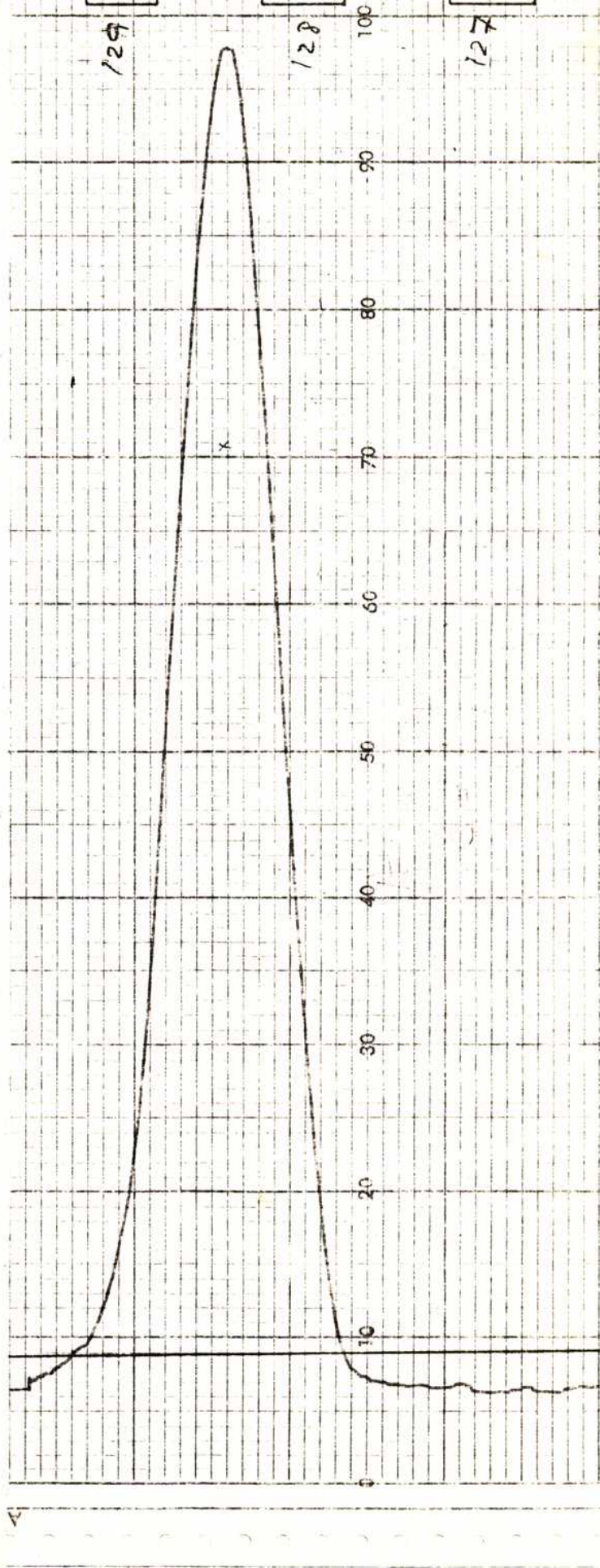
donde t es la longitud del espaciador de las placas del interferómetro; σ es el número de ondas de la radiación incidente, en la región entre las placas; y ϑ es el ángulo con que incide la luz sobre el primer espejo. En este experimento solo hay luz que ha pasado a través de las rendijas y por lo tanto, solo la parte central del sistema de anillos está presente en la imagen de interferencia. Además los rayos inciden en forma casi normal, con lo que $\cos \vartheta$ puede tomarse aproximadamente igual a 1. En esta forma, la ecuación anterior muestra que el número de ondas de la luz transmitida es proporcional al orden de interferencia

$$\sigma = \frac{p}{2t}$$

Medida ^d que la red va rotando, σ varía en forma continua y el sistema de anillos corresponde alternativamente a anillos brillantes y a anillos oscuros. Estas variaciones de la intensidad luminosa que presenta un anillo, se detectan con un fotomultiplicador. Las señales que manda este fotomultiplicador accionan una pluma registradora, independiente de la accionada por la señal procedente del detector de sulfuro de selenio. En esta forma, se obtiene una escala de números de onda superpuesta al espectro que se desea medir (véase fig.

Fig. VI - a - 5)

Al registro de la línea del cinc de 11.054 Å se superpone la escala de números de ondas, obtenida al registrar los máximos de interferencia provenientes del interferómetro de Fabry-Perot. Esta escala permite reducir considerablemente los errores en la interpolación producidos por imperfecciones tanto ~~tanto~~ en los engranajes que conducen al papel, como en los que rotan la red.



VI - a - 5). La pluma registradora de la escala de números de ondas tiene solo dos posiciones, produciendo un salto brusco de una posición a otra, cuando la corriente a través del electroimán de un relay se interrumpe o se inicia. Un circuito disparador sigue al amplificador de la salida del fotomultiplicador. Este circuito acciona al electroimán cada vez que el voltaje de salida excede un determinado valor.

El límite espectral del detector de sulfuro de plomo está determinado por el "gap" de energía del fotoresistor. Este "gap" depende de la temperatura y de las características de construcción del detector. Si se enfría a la célula con nitrógeno líquido, se la puede usar para detectar radiación de longitudes de onda de hasta aproximadamente, 43 micrones. Al usar este tipo de enfriado, también la sensibilidad aumenta notablemente, y se mejora en forma significativa la relación entre señal y ruido (véase fig. VI - a - 6).

Una discusión detallada de las condiciones de trabajo de los detectores de sulfuro de plomo se puede encontrar en el artículo de Humphrey⁽⁴⁹⁾.

En la fig, VI - a - 7 se muestra un diagrama en bloque del sistema amplificador de las señales enviadas por la célula de sulfuro de plomo, y del fotomultiplicador sobre el que incide la luz proveniente del Fabry-Perot.

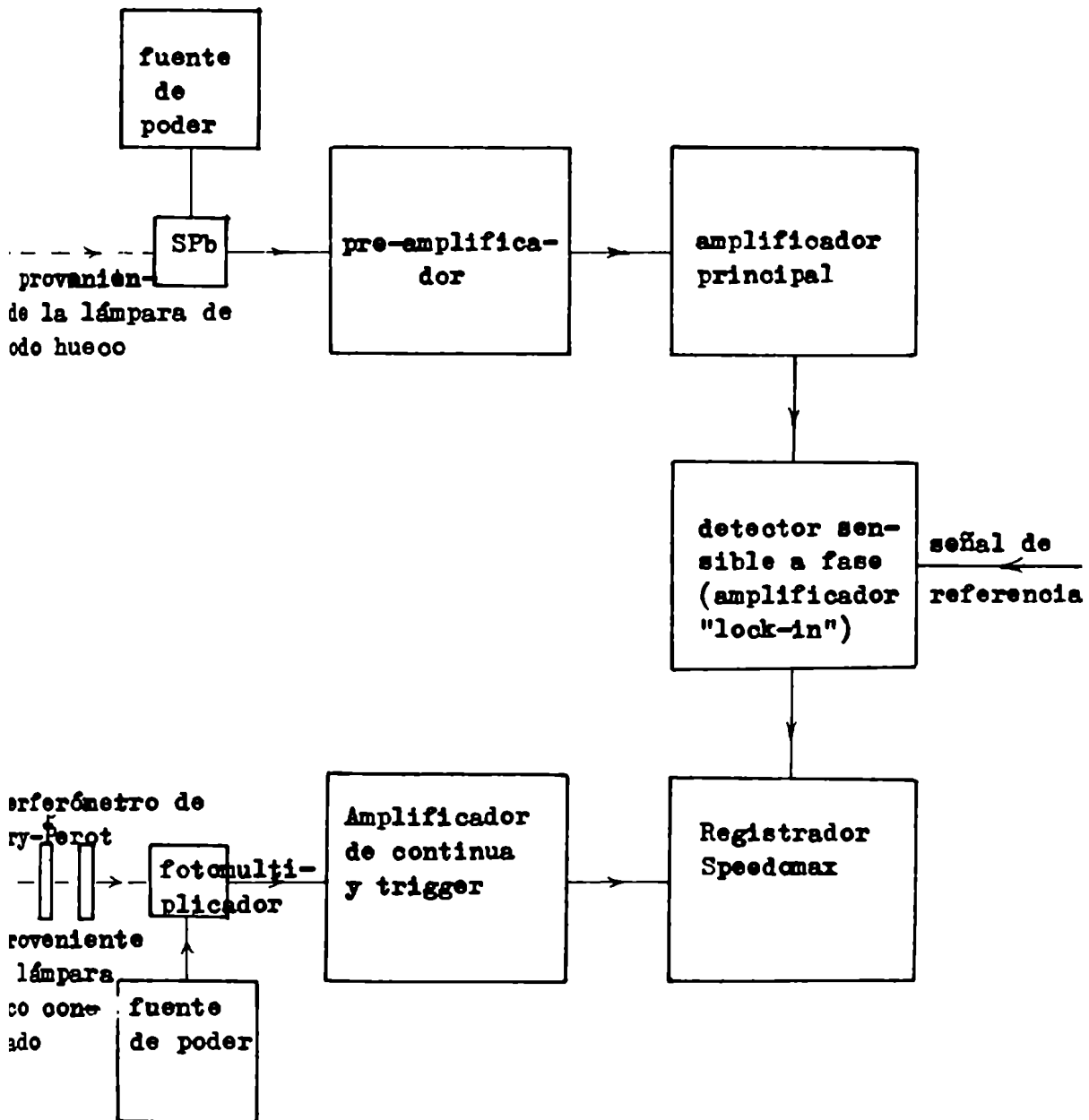


Fig. VI - a - 7) Diagrama en bloque de los sistemas amplificadores.

VI - b

Espectrógrafo tipo Czerny-Turner

Se usó un espectrógrafo a placas fotográficas con montaje tipo Czerny-Turner para medir las líneas del cinc cuyas longitudes de onda se hallan comprendidas entre 3018 y 11.261 Å. Este espectrógrafo fue descrito por Erikson e Isberg⁽³¹⁾ en el año 1963. Los espejos correspondientes al colimador y a la cámara fotográfica, son de 230 mm y de 320 mm, respectivamente. Sus radios de curvatura son de seis metros, estando situados uno a continuación del otro. La disposición de los espejos, red de difracción, porta-placas y colimador, conocida como montaje de Czerny-Turner, se muestra en la fig. VI - b - 1. Esos autores⁽²⁴⁾ indicaron que algunas aberraciones se hacen más notables cuando se usa el segundo espejo, después del dispositivo dispersor (en este caso, red de difracción), en tal forma que focalice la imagen del mismo lado que el colimador, mientras que la disposición indicada esquemáticamente en la fig. VI - b - 1 permite compensar con el segundo espejo algunas aberraciones producidas en el primero.

La red de difracción que se usó en este espectrógrafo, es una original tallada por H. W. Babcock en el observatorio de Monte Wilson; H. W. Babcock⁽²⁾, junto con H. D. Babcock, han descrito las modificaciones que introdujeron a la máquina de tipo Rowland que en el observatorio de Monte Wilson, el primero de ellos usó para tallar la red de difracción usada en este experimente. La red en el espectrógrafo está loca-

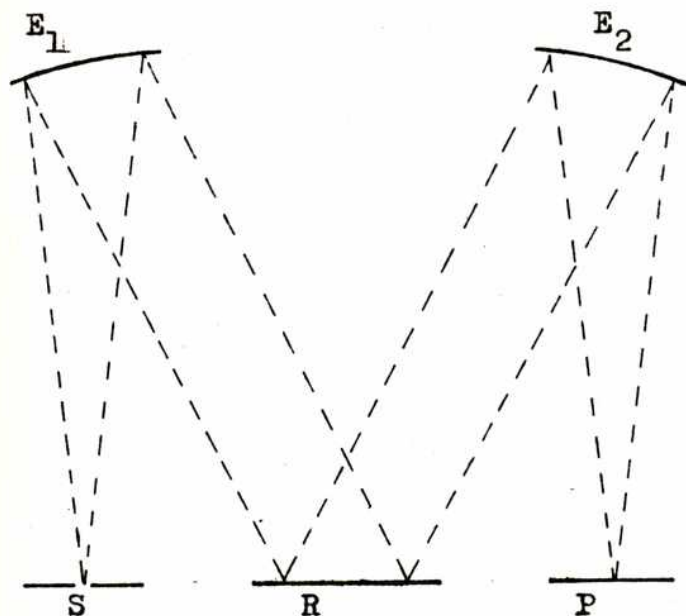


Fig. VI - b - 1) Montaje tipo Czerny-Turner. E_1 y E_2 : espejos esféricos. S: rendija de entrada. R: red de difracción. P: porta-placas. El espejo E_2 compensa algunas aberraciones producidas por el espejo E_1 .

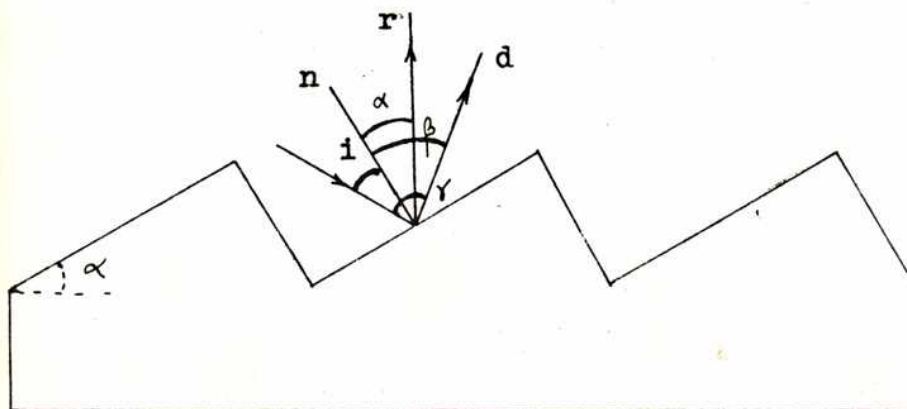


Fig. VI - b - 2) Se quiere conseguir que r y d sean paralelos. Por consiguiente, debe cumplirse que $\alpha = (\beta - i)/2$. Además α es igual al ángulo que el lado ancho forma con la superficie que se está tallando.

izada sobre una plataforma giratoria horizontal, en tal forma que las estrías quedan verticales. Tiene 600 líneas por mm, que cubren un área de 203 x 133 mm, presentando una zona de "blaze" en un ángulo de aproximadamente 50° con respecto a la normal a la red. Este ángulo corresponde a una longitud de onda de unos 25.000 Å, cuando se usa el primer orden de difracción.

La idea de obtener gran concentración de luz en uno de los órdenes de difracción ha sido presentada a fines del siglo pasado, pero la puesta en práctica de esas ideas le correspondió a Anderson en el año 1916 mientras estaba a cargo de la máquina talladora de redes del observatorio de Monte Wilson. Para ello, preparó la punta del diamante, puliéndole las superficies cónico-convexas cuya intersección formaba el borde del diamante usado para tallar. Las líneas, en vez de estar preparadas por cortado o rayado de la superficie, eran preparadas por deformación plástica del metal. En la actualidad se logran concentraciones de luz en un orden de difracción tales que la cantidad de luz aprovechada por el espectrógrafo es comparable a la producida por un prisma^{(1), (11)}.

Para conseguir redes con "blaze" se prepara uno de los bordes de cada línea tan ancho como sea posible, mientras que el otro se prepara bastante más angosto. Al lado ancho se le da una inclinación tal que la luz que allí se refleja, tenga la misma dirección que la luz difractada (véase fig. II - b - 2).

Para preparar una red de difracción que tenga un "blaze" formando un ángulo especificado con la normal a la superficie que se talla, deben cumplirse las siguientes condiciones:

$$\begin{aligned} \text{i) la ecuación de las redes: } m\lambda &= d(\sin i \pm \sin \beta) \\ \text{ii) } \gamma &= i \pm \beta, \quad (1) \\ \text{iii) } \alpha &= (\beta \pm i)/2 \end{aligned}$$

donde:

m es el orden de difracción,
 λ la longitud de onda de la luz incidente,
 d es el espacio de la red,
 i es el ángulo de incidencia,
 β es el ángulo de difracción,
 γ es el ángulo entre el rayo incidente y el rayo difractado, y α es el ángulo formado por la cara ancha de la línea tallada, con el plano sobre el que las líneas se tallaron.

El doble signo que aparece en las ecuaciones (1) se refiere a los casos en que la luz incidente y la difractada están no del mismo lado de la normal a la red. Al observar esas ecuaciones se torna evidente que si se especifican los parámetros m , λ , d y γ , el ángulo α queda determinado.

A fin de especificar cuantitativamente las propiedades de la red, Babcock y Babcock⁽²⁾ definieron un conjunto de figuras de mérito. Si no se tuvieran en cuenta las imperfecciones inherentes a toda red real, la única figura de mérito necesaria para describir una red sería el producto de su área

por su ancho. Para tomar en cuenta aquellas imperfecciones, el producto anterior se lo multiplica por ciertos factores. Considerando que A es el ancho de la red y L la longitud de sus líneas, la fórmula que determina a las figuras de mérito, es:

$$M = A^2 L \left(\frac{s}{6000} \right)^{1/2} R_{rp} R_L R_{LS} R_g R_d$$

Los factores que aparecen multiplicando a la figura de mérito del caso ideal, son:

i) $\left(\frac{s}{6000} \right)^{1/2}$. Si bien el espaciado de las líneas en principio no es importante ya que el poder resolutor sólo depende del ancho de la red, el que las líneas estén muy cercanas, representa tanto un mayor desgaste de la máquina talladora como un mayor tiempo de preparado. Por esa razón esos factores incluyeron a este factor, donde s es el número de líneas por cm, si tanto el ancho A como la longitud L se miden en estas unidades.

ii) R_{rp} . Está determinado por el cociente entre el poder resolutor que se obtiene en el orden de difracción más alto en que la red puede usarse, y el poder resolutor teórico en ese orden. Al considerar este factor, debe tenerse en cuenta que la rendija a través de la cual pasa la luz incidente sobre la red, tiene un ancho finito.

iii) R_L . Está determinado por la eficiencia luminosa de la red, es decir, por la cantidad de luz que concentra en determinado orden, debido al "blaze" de la misma.

iv) R_{LS} . Está determinado por la dispersión local de

la luz y la formación de falsos satélites.

v) R_g . Toma en cuenta la formación de los primeros fantasmas de Rowland. Para ello se compara la intensidad del primer fantasma con la de la línea que le dió origen, en el primer orden de difracción.

vi) R_d . Este factor está determinado por otros defectos que puede presentar la red, tales como fantasmas del tipo de Lyman, defectos en las propiedades focales ("errores de carrera"), etc. Sobre los "errores de carrera" y su influencia sobre las propiedades focales de la red, véase el artículo de Rank⁽⁸⁸⁾.

En el laboratorio de espectroscopía de la Universidad de Lund los espectrógrafos se encuentran localizados en cuartos individuales que conectan con el laboratorio central, donde se hallan montadas las fuentes de luz, por medio de aberturas adecuadas en las paredes. Todo el laboratorio se halla instalado en el subsuelo del edificio. En esa forma, se disminuye el nivel de vibraciones que, en caso contrario, podría llegar a ser demasiado elevado.

En la fig. VI - b - 3 se presentan dos fotos de elementos que constituyen el espectrógrafo de tipo Czerny-Turner. En la parte a se ven, en uno de los pilotes de manpostería que aíslan las distintas partes del espectrógrafo de las paredes del edificio, al colimador de entrada y al porta-placas. Junto al porta-placas se observan dos motores. Uno de ellos sirve para abrir al diafragma desde el exterior del cuarto. El otro, para variar la posición de la placa fotográfica.

Fig.VI-b-3a.

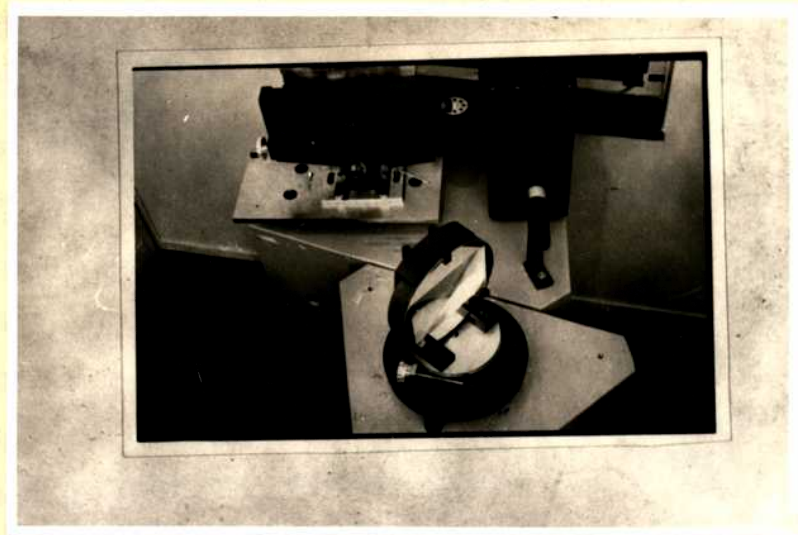


Fig.VI-B-3b.

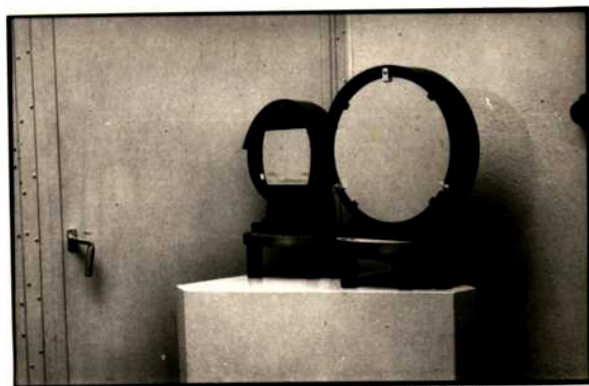


Fig. VI - b - 3. Fotografía del espectrógrafo con montaje tipo Czerny+Turner. En la parte a, se ven el colimador de entrada, el porta-placas y la red de difracción. En la parte b, los dos espejos.

En el otro pilote de esta figura se observa a la red de difracción, montada sobre una plataforma giratoria. Se elige la posición de la misma, usando un gráfico de la longitud de onda de determinado orden, que incide sobre la placa fotográfica, en función del ángulo que forma la red. Ese gráfico fue determinado experimentalmente. En la parte b de esta figura, montados sobre el mismo pilote, aparecen los dos espejos. Ya que la distancia focal de los mismos es de seis metros y el diámetro del espejo mayor es de 32 mm, es evidente que el ángulo que forman los rayos incidentes con los reflejados es menor que 20° . En esa forma, la ampliación vertical de la imagen⁽²⁴⁾ no es demasiado notable.

Interferómetro de Fabry-Perot

En el presente trabajo sobre corrimiento isotópico en el cadmio, a fin de obtener alta resolución, se usó un interferómetro de Fabry-Perot cruzado con un espectrógrafo Hilger mediano de $f/10$ con óptica de cuarzo. Este interferómetro consiste de dos placas transparentes, cada una de las cuales tiene una cara que, en principio, es perfectamente plana. Estas caras se recubren con material reflectante de coeficiente de reflexión R , coeficiente de transmisión T , y de absorción A . Estos coeficientes están relacionados por medio de la ecuación: $R + T + A = 1$. La única función de las placas es servir de base al material reflectante. Una vez que se las recubre con material reflectante, se las dispone en tal forma que las caras planas sean paralelas. La teoría del interferómetro de Fabry-Perot ha sido discutida en gran cantidad de trabajos. La breve introducción que aquí se presenta, principalmente sigue las ideas desarrolladas en los trabajos cuyos números de referencia son (70), (111), (51) y (11).

Al iluminar las placas con un haz de luz paralelo y monocromático, los rayos transmitidos interfieren ya que se originan en el mismo frente de ondas, es decir, son coherentes. Las imágenes de interferencia así producidas están focalizadas en el infinito, o bien en el plano focal de una lente convergente, si se la interpone en el camino. La diferencia total de fase entre dos rayos consecutivos está dada por:

$$\text{diferencia de fase} = 2\pi (2t \cos \theta / \lambda) \quad (1)$$

donde t es la distancia entre las dos placas,

θ es el ángulo de incidencia de los rayos que iluminan la primer placa, y

λ es la longitud de onda de la radiación entre las dos placas,

Al factor encerrado entre paréntesis en la ecuación (1), suele llamárselo "el número de orden" y es común designarlo por p :

$$p = N^{\circ} \text{ de orden} = \frac{2t \cos \theta}{\lambda} = 2t \sigma \cos \theta \quad (2)$$

donde σ es el número de ondas en la región del espacio donde λ es la longitud de onda.

Cuando la diferencia de fase en la ecuación (1) se hace igual a un múltiplo par de π , el haz emergente produce interferencia constructiva y por lo tanto un máximo de intensidad. Cuando esa diferencia es igual a un número impar de veces π , se produce interferencia destructiva y por lo tanto, un mínimo de intensidad.

De acuerdo con la ecuación (2), las dos últimas afirmaciones son equivalentes a decir que se producen máximos de intensidad cuando p toma valores enteros. Las imágenes de interferencia son círculos cuyos radios dependen del ángulo de incidencia θ y cuyos diámetros están relacionados con p de acuerdo con la siguiente ecuación aproximada: ⁽⁷⁰⁾

$$p = 2t \sigma \left(1 - \frac{D^2}{8f^2}\right) \quad (3)$$

donde D es el diámetro del anillo correspondiente a p , y f es la distancia focal del sistema que se usa para estudiar las imágenes de interferencia.

Al diferenciar a la ecuación (3) se obtiene que a iguales incrementos de p , corresponden iguales incrementos de D^2 , decir, que la diferencia entre los D^2 de círculos consecutivos, es constante. El valor de esa constante es:

$$\Delta(D^2) = \frac{D_k^2 - D_1^2}{k - 1} = \frac{4f^2}{t\sigma} \quad (4)$$

de D_k es el diámetro del anillo de orden k y D_1 es el del anillo de orden 1.

Para usar el interferómetro de Fabry-Perot para medir la separación entre componentes muy cercanas, es necesario tener cuenta el número de orden del centro, P , que se define poniendo $D = 0$ en la ecuación (3) o bien $\phi = 0$ en la ecuación (2), es decir, $P = 2t\sigma$. Esto también puede expresarse como número de orden del primer anillo brillante, p_0 , más una parte fraccional e , obteniéndose:

$$P = p_0 + e.$$

Más, esta ecuación define cuantitativamente a e . Es posible demostrar que:

$$e = \frac{D_1^2}{\Delta(D^2)} - 1 \quad (5)$$

de D_1 es el diámetro del anillo de orden 1.

La diferencia entre los números de ondas de dos componentes muy cercanas, está dada por:

$$\sigma_1 - \sigma_2 = \frac{p_1 - p_2}{2t} + \frac{e_1 - e_2}{2t} \quad (6)$$

onde los subíndices 1 y 2 se refieren a cada una de las componentes.

Si los órdenes no se superponen, es decir, si la diferencia $\sigma_1 - \sigma_2$ es menor que el "range espectral" (ver más abajo), entonces la diferencia $p_1 - p_2$ es cero. De no ser así, deben usarse varios etalones para medir $\sigma_1 - \sigma_2$, a fin de determinar $p_1 - p_2$.

Se define el rango espectral como el cambio en números de ondas necesario para correr al sistema de anillos una distancia igual a la diferencia entre dos órdenes consecutivos. El valor del rango espectral puede encontrarse a partir de la ecuación (2), tomando:

$$(p + 1)\lambda_1 = p\lambda_2$$

decir, el anillo de orden p producido por la componente de longitud de onda λ_2 , coincide con el anillo de orden $p+1$, producido por la componente de longitud de onda λ_1 . Entonces se tiene:

$$\text{rango espectral} = \left| \lambda_2 - \lambda_1 \right| = \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2t}$$

en función del número de ondas toma la forma:

$$\text{rango espectral} = \Delta\sigma = \frac{1}{2t} \quad (7)$$

onde t es la longitud del etalón.

Observando a las ecuaciones (2) y (3) resulta evidente que, mientras σ aumenta hacia el centro de los anillos, p y I decrecen en esa dirección (véase fig. VI - c - 1).

I - c - 1 - Distribución de la intensidad, límite de resolución y poder resolutor del Fabry-Perot.

Si se considera que sobre el interferómetro de Fabry-Perot incide luz de ancho de línea infinitamente fina, al sumar las amplitudes de los rayos transmitidos, puede demostrarse que se obtiene la siguiente distribución de intensidad:

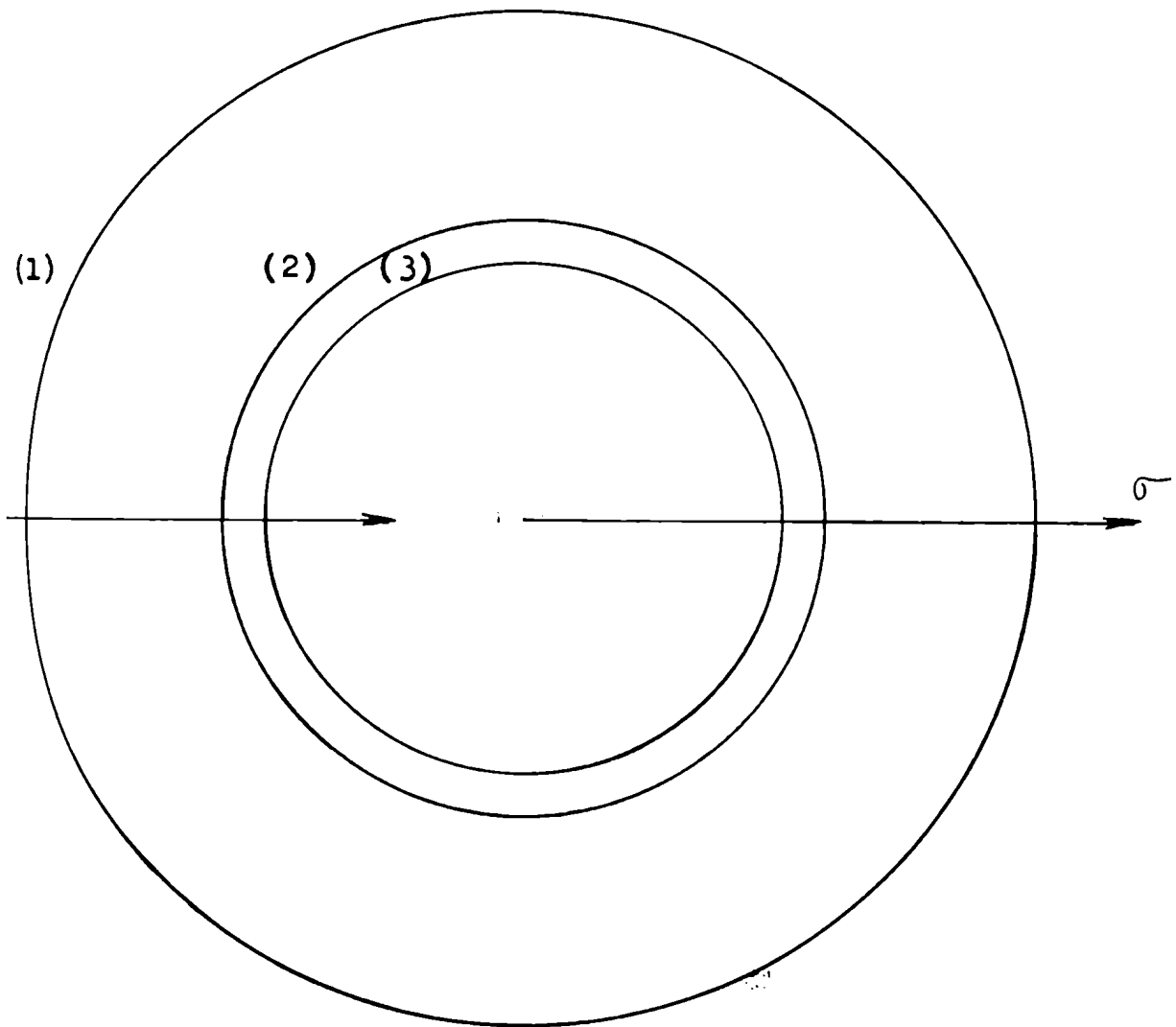
$$I = \frac{T^2}{(1 - R)^2} \times \frac{1}{1 + \frac{4R \sin^2(\pi p)}{(1 - R)^2}} \times I_0 \quad (8)$$

Donde todos los símbolos tienen el mismo significado usado en esta sección, e I_0 es la intensidad de la luz que incide sobre el Fabry-Perot.

De la ecuación (8) es evidente que los máximos de intensidad se producen cuando p es entero. Estos valores máximos están dados por:

$$I_{\max.} = \frac{T^2}{(1 - R)^2} \times I_0 \quad (9)$$

Si la calidad de los espejos es ideal, $R + T = 1$, por lo tanto, la intensidad máxima es igual a I_0 (la intensidad incidente). Los mínimos de intensidad se producen cuando p es igual a un número semi-entero. El valor de la intensidad



g. VI - c - 1) Dibujo esquemático que muestra la imagen de interferencia producida por un interferómetro de Fabry-Perot cuando se observan dos componentes muy cercanas, de longitudes de onda λ_a y λ_b .
(1), anillo de orden p producido por la componente de longitud de onda λ_a ; (2), anillo de orden p producido por la componente de longitud de onda λ_b ; y (3), anillo de orden $p + 1$ producido por la componente de longitud de onda λ_a .-

en los mínimos es:

$$I_{\text{mín.}} = \frac{T^2}{(1 + R)^2} \times I_0 \quad (10)$$

Siguiendo un diámetro de los anillos, la intensidad varía entre los valores dados por las ecuaciones (9) y (10).

Se define al ancho medio de las franjas de interferencia como el cambio en el número de ondas necesario para que la intensidad de la luz transmitida tenga un valor igual a la mitad del valor máximo. Como expresión aproximada se tiene:

$$2 \sigma_h = \frac{(1 - R)}{\pi \sqrt{R}} \quad (11)$$

Esta ecuación da una medida de la nitidez de las franjas.

Suele definirse al ancho del aparato, como el producto entre el rango espectral y el ancho medio de las franjas:

$$a = 2 \sigma_h \Delta \sigma = \frac{\Delta \sigma}{N_r} \quad (12)$$

donde $N_r = R/(1 - R)$. Se le llama "el coeficiente de finesse reflectora". Depende solo del coeficiente de reflexión R .

El poder resolutor de un interferómetro de Fabry-Perot, se define por medio de la ecuación: $r = \lambda/\Delta\lambda$, donde $\Delta\lambda$ es la diferencia entre las longitudes de onda de dos líneas monomáticas de igual intensidad, que se pueden observar como apenas resueltas por el interferómetro. Para dar significado cuantitativo a la expresión "apenas resueltas", suele usar-

se el criterio de Rayleigh. De acuerdo con este criterio, dos líneas de igual intensidad están "apenas resueltas", cuando la relación entre la intensidad en los máximos y la intensidad, mínima entre las franjas producidas por ambas líneas, tiene un valor de $1 : 0,8106 \approx 1 : 0,8$. En esta forma, un valor aproximado del poder resolutor es:

$$r \approx p N_r \quad (13).$$

El poder resolutor también puede escribirse en función del número de ondas y la diferencia entre los números de ondas, correspondientes a λ y $\Delta\lambda$:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = - \frac{\sigma}{\Delta\sigma} \quad \text{o bien} \quad |\Delta\sigma| = \frac{\sigma}{r}.$$

A esta cantidad, $|\Delta\sigma| = \sigma/r$, Tolansky⁽¹¹¹⁾ la llama el límite resolutor del instrumento.

En todo lo anterior se supuso que las placas son perfectamente planas y que puedan colocarse en forma perfectamente paralela. Además, se supuso que las placas fotográficas que se usan para registrar las imágenes de interferencia, tienen un tamaño de grano infinitamente pequeño. Por lo tanto, en las condiciones reales de trabajo, la distribución de intensidades no seguirá estrictamente a la ecuación (8), obteniéndose limitaciones adicionales en el poder resolutor del instrumento. Estas limitaciones adicionales pueden tenerse en cuenta introduciendo otros parámetros de "finesa", como por ejemplo, la "finesa limitadora" N_d y la "finesa fotográfica" N_p . El primer parámetro N_d , toma en consideración la falta de paralelismo entre las placas, se deba, ya

sea a irregularidades microscópicas de las placas, curvatura de las mismas, o por errores en la forma de montarlas. El segundo parámetro, N_p , se debe al límite resolutor de las emulsiones fotográficas usadas para registrar las imágenes de interferencia. En muchas circunstancias este último parámetro puede despreciarse, es decir, en muchos casos puede tomarse $N_p = \infty$.

La "finesa limitadora" tiene la expresión: $N_d = \frac{1}{2} m$, donde m está determinado en la siguiente forma, en los casos indicados antes: i) irregularidades microscópicas que siguen una distribución gaussiana cuyo ancho medio es λ/m , ii) curvatura esférica de las placas, definida por medio de su "sagita", cuyo valor es λ/m ; y iii) una distancia entre placas que es $t \pm \lambda/m$.

En forma análoga a la ecuación (12), el límite resolutor resultante puede describirse por medio de un parámetro de finesa efectiva N :

$$a_t = \frac{\Delta \sigma}{N} \quad (14)$$

El sub-índice t significa que éste es un valor "teórico", ya que el límite resolutor que así se obtiene, sólo toma en cuenta a los factores mencionados antes.

Para estimar los valores de N en el caso presente (véase el capítulo VI - f) se usó el gráfico de N/N_d en función de r/N_d reproducido en la tesis de Master de Dickie⁽²⁶⁾.

Lámpara de cátodo hueco

Una breve discusión del tipo de fuente luminosa conocida como lámpara de cátodo hueco, que se usó para excitar el primer espectro del cinc, se puede encontrar en los libros de Harrison, Ford y Leofbourow⁽⁴²⁾ y de Sawyer⁽⁹⁸⁾. Esta lámpara se produce por una descarga gaseosa. La sustancia a estudiarse se excita casi exclusivamente por choque electrónico. Como gas para mantener la descarga suele usarse alguno de los gases inertes, a una presión de unos pocos mm de Hg. El material del cátodo o de la sustancia que se coloca dentro del mismo, se evapora por bombardeo de los iones del gas, y la excitación de los átomos que se evaporan se produce por colisiones con electrones. El cátodo puede prepararse con el material que se desea excitar, si sus propiedades físicas son adecuadas. Más frecuente es el caso en que el cátodo se prepara con un material que prácticamente no contribuye a la descarga. En tal caso, se coloca a la sustancia que se desea excitar, dentro del cátodo. Los materiales que más corrientemente suelen usarse, son grafito, tungsteno y acero inoxidable, ya que en condiciones normales de operación no interaccionan significativamente en la corriente de iones. Prácticamente toda la radiación proviene de la descarga en el interior del cátodo. Justamente por esa razón es que se le da este nombre. En el presente trabajo se usó como cátodo un cilindro hueco de acero inoxidable, de 6,1 cm de longitud y 1,3 cm de diámetro interno, cerrado en uno de los extremos.

Cuando se midieron líneas con el espectrógrafo tipo Pfund cuyo detector es una célula de sulfuro de plomo, la presión del gas inerte se mantuvo en valores que no excedieran los 2 mm Hg cuando era neón el gas que llenaba a la lámpara. Se tuvo cuidado de no usar presiones superiores a 0,5 mm Hg cuando se usó argón o criptón, que son gases de mayor peso molecular, para producir la descarga. Presiones mayores podrían producir corrimientos en la línea (véase capítulo V - a) bajo estudio, con lo cual se perjudicaría la precisión de las medidas. Al medirse líneas en la región del espectro donde se las podía registrar en placas fotográficas, solo se usó neón para llenar a la lámpara. En este caso la presión se mantuvo cercana a 1 mm Hg. El cinc se introdujo en forma de granallas dentro del cilindro del cátodo. La pureza de este metal estaba especificada por la casa proveedora como "cinc químicamente puro".

Tanto el cátodo como el ánodo de la fuente de luz se refrigeraron con agua (véase fig. VI - d - 1). En esta forma, se pudo usar corrientes relativamente altas. El ancho de línea no es de importancia fundamental en la medición del espectro normal del cinc. En esta fuente el ancho de línea está determinado casi exclusivamente por el ensanchamiento producido por efecto Doppler. El campo eléctrico tanto producido por el voltaje aplicado entre ánodo y cátodo como por la presencia de iones y momentos dipolares, es bajo, haciendo que el ensanchamiento producido por efecto Stark sea menor que el producido por efecto Doppler. Se pueden usar las fórmulas del capítulo V - a - 2 para estimar el orden de magnitud del ancho de las líneas por efecto

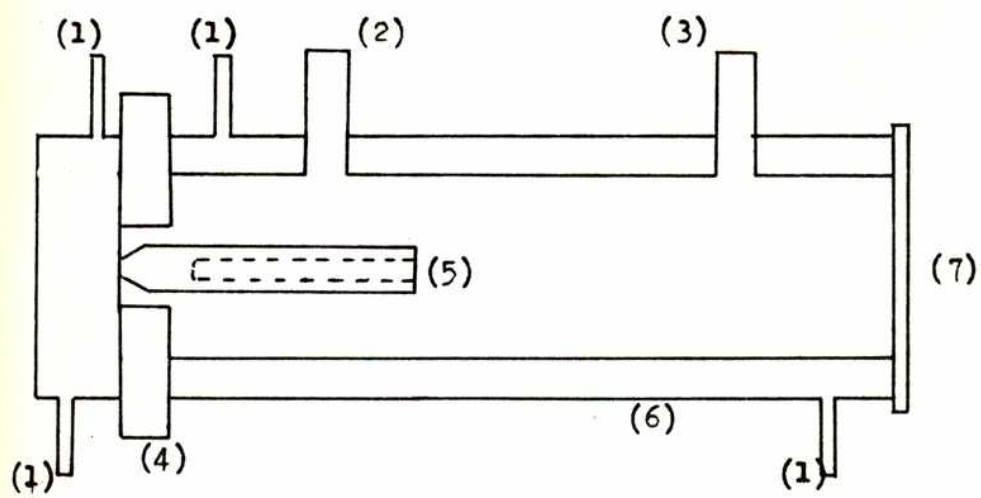


Fig. VI - d - 1) Esquema de la lámpara de cátodo hueco. (1): sistema de refrigeración por agua. (2) y (3): conexiones con el sistema circulador de gases. (4): material aislante. (5): cátodo hueco. (6): ánodo. (7): ventana de cuarzo.

Doppler:

$$\delta_D = 7,16 \times 10^{-7} \sigma_0 \sqrt{T/M}$$

donde, T es la temperatura absoluta, M el peso molecular, y σ_0 es el número de ondas de la transición que se quiere observar. Por lo tanto, en el caso del cinc en la región ultravioleta, se tiene aproximadamente: $\sigma_0 \approx 30.000 \text{ cm}^{-1}$, $M \approx 65$, $T \approx 500^\circ \text{K}$, y el ancho Doppler tiene un orden de magnitud de $\delta_D = 6 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$. En la región del infrarrojo, $\sigma_0 \approx 7.000 \text{ cm}^{-1}$ y por lo tanto, $\delta_D \approx 1,5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$.

Para alimentar a la descarga se usó corriente alterna tomada de un autotransformador que permitía tener un range variable de voltajes. Una resistencia en serie con la lámpara limitaba la corriente. En general se usaron intensidades de corriente entre 100 y 400 mA. En el caso particular de líneas muy débiles en la región de 1,3 micrones, la corriente se incrementó hasta 1 A. La corriente alterna modulaba la luz de la fuente, con lo cual podía usarse un amplificador tipo "lock-in" para amplificar la señal producida por el detector de sulfuro de plomo.

Al trabajar con el espectrógrafo del tipo Pfund, el gas inerte además de producir la descarga dentro de la lámpara, proveía las líneas de referencia. A veces se usó neón y otras veces argón o criptón. La elección del gas dependía en primera instancia de la posibilidad de usar sus líneas como referencia, siempre que no hubiera superposición de las mismas. Cumplida esa condición, se buscaba el gas(o la combinación de gases) que mejor excitara la línea de cinc ba-

lo estudio. La excitación simultánea de las líneas de cinc y las de referencia en algunos casos produjo serias dificultades, especialmente cuando se usaban las líneas del neón. (Problemas análogos se describen en Mitchell y Zemansky⁽⁷²⁾). Durante los primeros minutos, luego de conectar la corriente a la lámpara, solo se observaba el espectro del gas inerte. A medida que la temperatura del cátodo se iba elevando, el cinc metálico comenzaba a evaporarse, produciendo líneas intensas del espectro del cinc, pero mientras tanto las líneas del espectro del neón iban debilitándose a tal punto que debían de ser observables. En parte esta situación podía mejorarse, mezclándole helio al gas conductor de la descarga. Cuando la línea de referencia era una del neón no muy intensa, para poder registrarla se interrumpía la tensión de la lámpara y se dejaba que el cátodo se enfriara mientras se seguía rotando la red, hasta el mismo momento en que la posición de esta estaba a punto de hacer incidir la línea de referencia sobre el detector. En ese momento se aplicaba tensión a la lámpara, aprovechando que el cinc estaba frío. Para evitar introducir un desplazamiento en la posición del máximo de la línea registrada, primeramente se constató que al dejar encendida la lámpara durante el tiempo que demandaba el registro de la misma, la intensidad no sufría variación apreciable.

Cuando se trabajaba con neón se lo hacía circular para evitar su impurificación dentro de la lámpara de cátodo hueco (véase fig. VI - d - 2). Cuando se usaba argón o criptón como gas portador de iones, no podía hacérselo circular a que el carbón activado y mantenido a temperaturas de nitrógeno líquido, absorbe a estos gases con tanta avidéz que

descarga se extinguía no bien se abría el sistema circulan-

En estos casos, al terminar un registro completo tanto la línea que se medía como de las líneas de referencia, se consideraba que el gas inerte se había impurificado, y se evacuaba a la lámpara para volver a llenarla con gas lim-

Cuando se registraron las líneas por medio de placas fotográficas, el gas inerte que se usó para encender el cátodo, fue neón puro.

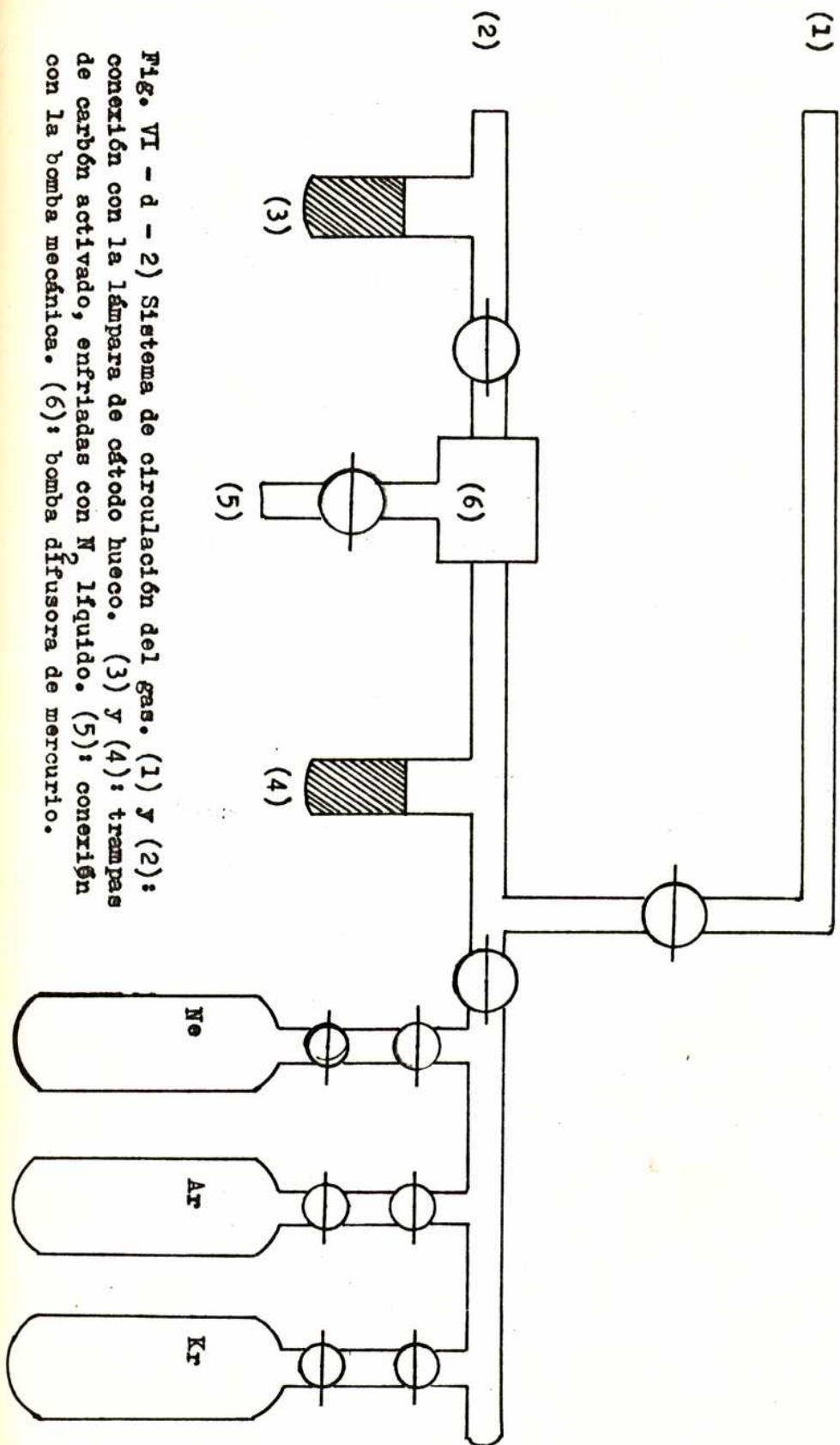


Fig. VI - d - 2) Sistema de circulación del gas. (1) y (2): conexión con la lámpara de cátodo hueco. (3) y (4): trampas de carbón activado, enfriadas con N_2 líquido. (5): conexión con la bomba mecánica. (6): bomba difusora de mercurio.

VI - e

Fuente de luz de haz atómico

La línea de 2265 Å ($5s^2 S_{1/2} - 5p^2 P_{1/2}$) del cadmio II se excitó en una fuente de luz de haz atómico. Este tipo de fuente se muestra en forma esquemática en la fig. VI - e - 1. En la fig. VI - e - 2 puede verse una fotografía de esta fuente luminosa. Las características de la misma son similares a aquellas descritas por Crawford y colaboradores⁽²²⁾. Es la misma que usó Tomchuk⁽¹¹²⁾ para estudiar la estructura hiperfina de la línea de 2288 Å del Cd I. Esta vez se excitó a esta fuente cuando la presión residual en la cámara de vacío era de 10^{-5} mm Hg. Se recubrió al horno de acero que contiene al cadmio metálico con cemento Saureisen en el cual se enrolló una resistencia de alambre de cromo-níquel. La resistencia total de la misma, a temperatura ambiente, en todos los casos en varias oportunidades fue necesario rebobinar la resistencia) varió entre 9 y 20 ohms. La temperatura de trabajo se obtuvo aplicando voltajes adecuados a esta resistencia.

El cañón electrónico está formado por un conjunto de filamentos de bombitas de luz conectados en paralelo. En ciertos casos, en vez de ese tipo de filamentos, se usaron otros tubos fluorescentes, de resistencia más baja. Para obtener termo-emisión en estos filamentos, se los recubre con un carbonato triple, suspendido en una solución de acetato de etilo y nitrocelulosa. La composición del carbonato triple es de 49 % de $BaCO_3$, 44 % $SrCO_3$ y 7% de $CaCO_3$. Estos porcentajes son en peso. A esta sustancia la preveyó la compañía Bell Telephone Laboratories.

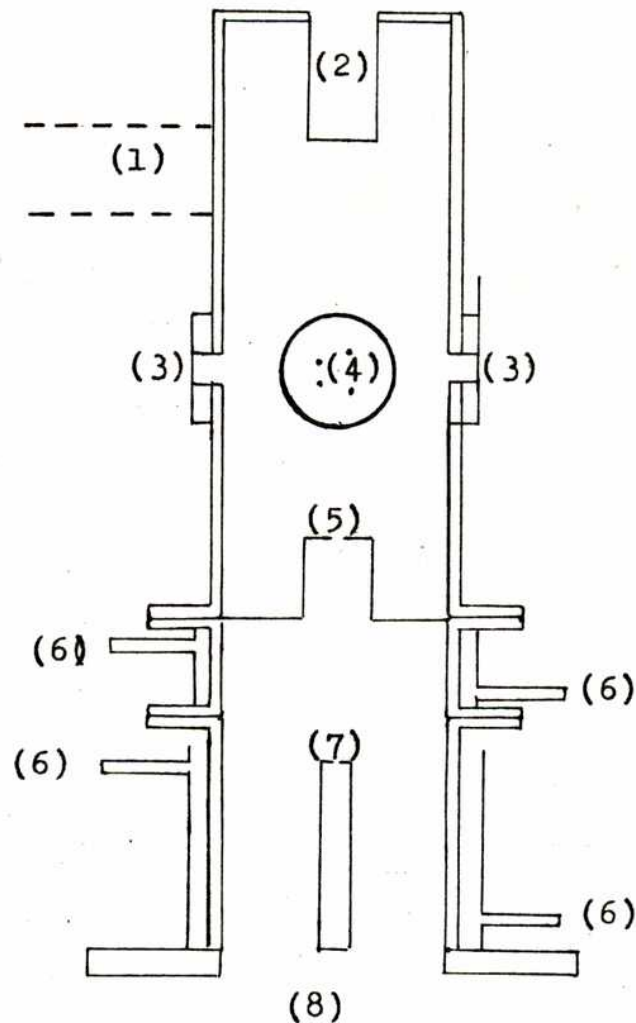


Fig. VI - e - 1) Fuente de luz de haz atómico. (1) hacia la bomba; (2) trampa de nitrógeno líquido; (3) ventanas de cuarzo, (4) filamento y grilla del cañón electrónico, (5) rendija superior (6) sistema enfriador de agua; (7) horno en el que se coloca el metal a estudiar. Tiene una tapa con un agujero de 2 mm que actúa como rendija inferior, y (8) hacia la bomba.

Una vez que se recubre al cilindro de acero que constituye el horno con cemento Saureisen, es necesario hornearlo porque, de lo contrario, una vez que se lo calienta para fundir el cadmio metálico de la muestra bajo estudio, libera gases que dañan a la sustancia productora de termoelectrones que recubre al filamento. Cuando esto sucede, se apaga en poco tiempo la corriente anódica, y entonces no se dispone de electrodos para excitar a los átomos de cadmio provenientes del horno en ebullición. Se constató que para hornearlo es suficiente calentarlo a la tensión de trabajo en un vacío del orden de 1 mm Hg, durante tres o cuatro horas.

Para registrar a las imágenes de interferencia producidas por el interferómetro de Fabry-Perot, se usaron placas fotográficas. Para fijar las condiciones de trabajo de la fuente de luz, se buscó que la línea bajo estudio impregnara en forma suficientemente intensa a la placa fotográfica. Los parámetros cuyos valores se encontraron más decisivos en la obtención de una emisión intensa, son: la corriente anódica y el voltaje entre grilla y ánodo. Desgraciadamente, estas dos cantidades deben mantenerse en valores bastante altos a fin de obtener excitación del espectro del cadmio II. Si cualquiera de estas dos magnitudes no alcanza un valor adecuado, en la placa fotográfica tan solo se observa la imagen de interferencia producida por la línea de 2288 Å del cadmio I. Una corriente anódica alta puede producir una concentración de iones demasiado elevada, la que a su vez puede causar un ensanchamiento por efecto Stark de las componentes que

se intentan medir (véase capítulo V).

A la luz producida por la fuente se la observa en dirección perpendicular al eje del haz atómico. En esta forma, la componente de la velocidad de los átomos que irradian en la dirección de observación, se ve considerablemente reducida. Es así como el ensanchamiento Doppler de las componentes de la línea de 2265 Å (véase el capítulo V) es muy inferior al que se esperaría de acuerdo con la temperatura del horno. Un dibujo esquemático del haz atómico que proviene del horno, puede verse en la figura VI - e - 3. Las trayectorias de los átomos están limitadas a la región definida por las líneas de puntos determinadas por las dos rendijas. La abertura del horno que permite la salida del haz atómico, es un agujero de 2 mm de diámetro, efectuado en la placa de hierro del mismo.

Suponiendo que la abertura del horno a (véase fig. VI - e - 3) es mucho menor que s , la longitud de la rendija superior, Tolansky⁽¹¹¹⁾ muestra que el ancho medio de la intensidad de una línea excitada en una fuente de haz atómico en función de la frecuencia debida al ensanchamiento Doppler, depende sólo en forma apreciable de los valores de la longitud de la rendija superior s , y de la distancia entre rendijas h . El w_p es el ancho mitad de una línea observada en dirección perpendicular al eje del haz y w_f es el ancho de esa línea debido al ensanchamiento Doppler a la temperatura del horno, los cálculos de Tolansky llevan a que:

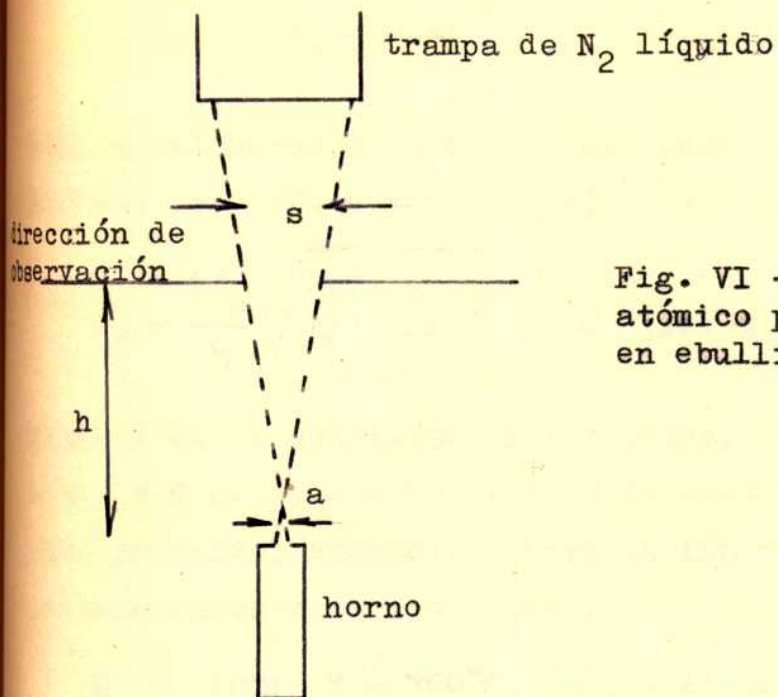


Fig. VI - e - 3) Esquema del haz atómico proveniente del horno en ebullición.

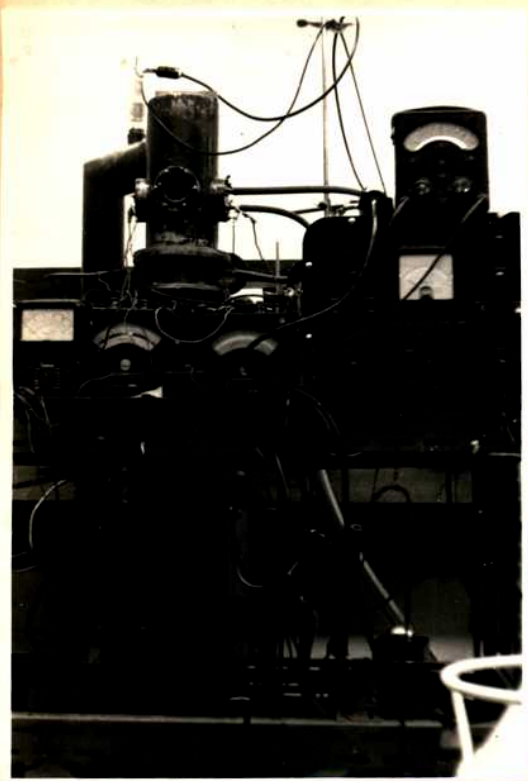


Fig. VI - e - 2) Fotografía de la fuente de haz atómico. Al fondo se observa la lente de cuarzo que concentra la luz del cadmio sobre el interferómetro de Fabry-Perot.

$$w_b = 0,41 \frac{s}{h} w_f \quad (1)$$

entre del horno el ancho de una línea debido al efecto Doppler, es (véase capítulo V):

$$w_f = \frac{2\sigma_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{M} \ln 2} = 7,16 \times 10^{-7} \sigma_0 \sqrt{\frac{T}{M}}$$

onde R es la constante de los gases, T la temperatura absoluta, y M el peso molecular de la sustancia que emite (en el caso presente, cadmio). Para la línea de 2265 Å del Cd II, aproximadamente se tiene que:

$$M \approx 100; \quad T \approx 700^\circ K; \quad \sigma_0 \approx 44.000 \text{ cm}^{-1}$$

Por consiguiente, $w_f \approx 78 \text{ mÅ}$, lo cual lleva a un valor de w_b :

$$w_b \approx 32 \text{ s/h mÅ}.$$

que en el equipo usado en el presente experimento el cociente s/h es menor que 0,1, el ancho de las componentes de la línea de 2265 Å en las condiciones de trabajo, es aproximadamente de 3 mÅ. Este valor es del mismo orden de magnitud que el ancho natural de la línea (véase el cap. V). Por lo tanto, de acuerdo con lo que en ese capítulo se indica, éste es un método incorrecto para calcular el ensanchamiento producido por efecto Doppler. Sin embargo, en orden de magnitud, que es lo que aquí interesa, se ve que éste no es uno de los valores inconvenientes para resolver a estas componentes y cercanas.

VI - f - 1

Condiciones experimentales en el cinc

En el espectrógrafo con montaje tipo Zerny-Turner la posición de la red sobre la plataforma giratoria es única y por consiguiente, se puede graficar la longitud de onda incidente sobre la placa fotográfica en función de la escala angular grabada en la mesa. Para rotar la red se acciona a mano el tornillo que se ve en la fotografía de la figura VI - b-3a, hasta la posición deseada donde queda fija. La situación es muy distinta cuando se usa el espectrógrafo con montaje tipo Pfund. En este caso, al cambiar de red no queda determinada la posición de la plataforma giratoria, con respecto al tornillo accionado por el motor sincrónico. Por lo tanto, lo primero que debe hacerse es determinar qué longitud de onda incide sobre el detector de sulfuro de plomo cuando se tiene a la red en cierta posición. Para ello se coloca un gas inerte cuyo espectro está bien conocido, en la lámpara de cátodo hueco. En el presente trabajo, para el fin siempre se usó neón. Después de registrar el espectro tomado con la red rotando a velocidad máxima, y con el papel desenrollándose lentamente, tan solo queda por identificar las líneas que aparecen. El orden de la red se puede determinar muy fácilmente. A simple vista se reconoce cuál es el orden que cae en la zona de "blaze", ya que la eficiencia que tiene este tipo de redes para concentrar la intensidad luminosa en un cierto ángulo, es muy notable. En la fig. VI - f - 1 - 1 se muestra uno de estos espectrogramas del neón, que se tomó para determinar la posición de la red. Debe tenerse en cuenta que la amplitud de la defle-

7438,8984

-173-

7245,1666

7173,9381

7032,4131

6929,4673

Fig. VI - f - 1 - 1

6717,0430

6678,2762

6598,9529

H (del hidrógeno)

6532,8822

6506,5281

6402,2460

6382,9917

6334,4278

6304,7890

6266,4950

6217,2812

6163,5939

6143,0626

6096,1631

6074,3377

6029,9969

5975,5340

5944,8342

5881,8952

5852,4878

5764

Espectro del neón usado para
determinar la posición de la
red en el espectrógrafo de
Pfund.

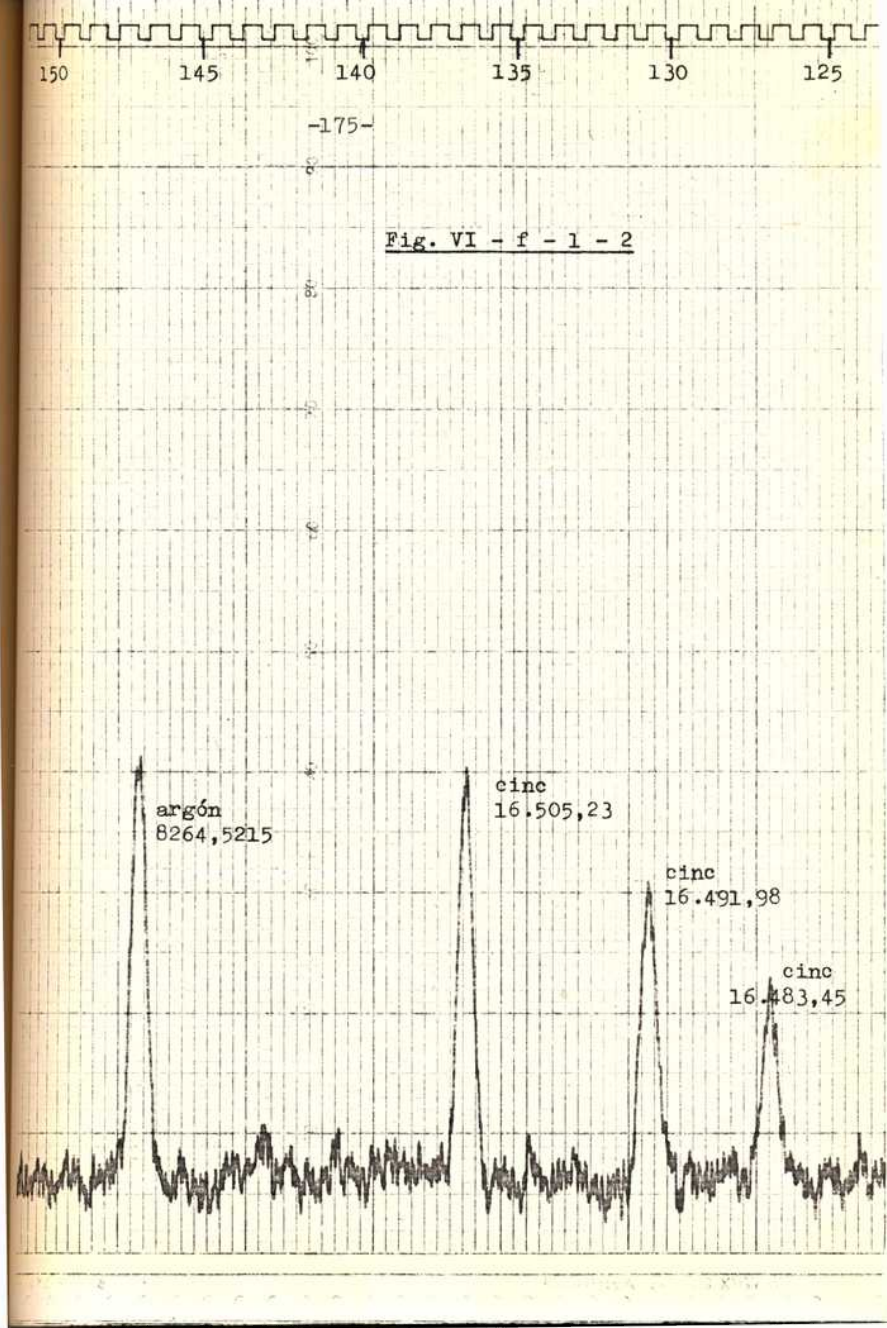
ción de la aguja, tan solo da una idea razonablemente buena de las intensidades relativas de dos líneas muy próximas, pues la región del "blaze" no es muy extensa.

Para medir líneas del cinc se registraron en el mismo gráfico las líneas de referencia con la línea (o líneas) bajo estudio. Simultáneamente, la señal proveniente del interferómetro de Fabry-Perot (véase cap. VI - a) proporcionaba la escala de número de ondas, producida por las franjas que tienen un espaciado constante en σ . La escala, como se indicó antes, corresponde al número de ondas en el aire. Para determinar el número de ondas de una línea desconocida, sea la red en primer orden, se miden las posiciones en el gráfico, x_1 y x_2 , de dos líneas de referencia. Si éstas aparecen en los órdenes de difracción n_1 y n_2 , los números de ondas correspondientes al primer orden, son $\sigma'_1 = \sigma_1/n_1$ y $\sigma'_2 = \sigma_2/n_2$. Al interpolar en la escala se obtiene para la línea desconocida:

$$\sigma = \sigma'_1 + \frac{\sigma'_2 - \sigma'_1}{x_2 - x_1} (x - x_1) = \sigma'_1 + C(x - x_1) \quad (1)$$

donde x es la posición de la línea en el gráfico, y C es el factor de la escala, expresado en $\text{cm}^{-1}/\text{franja}$. Por ejemplo, para la medición de líneas en la región de 15.000 Å en el primer orden de la red, se usaron líneas de referencia del neón en el tercer orden. Por lo tanto se obtuvo $C = 0,8 \text{ cm}^{-1}/\text{franja}$.

El gráfico de un espectro se toma en dos etapas, en la



primera se toma un registro ininterrumpido de la región espectral que se estudia, tomando a la velocidad de rotación de la red en uno de sus valores más altos, y a la velocidad de desenrollado del papel en uno de sus valores más bajos. A este registro se superpone la escala de números de ondas. En la figura VI - f - 1 - 2 se puede ver este tipo de registros para las tres componentes más intensas del triplete $4^3D - 4^3P$ del cine, junto con la línea de referencia del argón de 8264,5215 Å. No se muestra la otra línea de referencia para evitar poner una figura tan larga. Se numeran en forma arbitraria a las franjas producidas por el interferómetro de Fabry-Perot. En esta gráfica se leen los valores enteros de franjas, más cercanos a la línea bajo estudio. En esta forma, rotando la red a máxima velocidad, se lleva a incidir en corto tiempo, una línea determinada sobre el detector de sulfuro de plomo, procediéndose a tomar la segunda parte del espectro. Esta vez, con alta dispersión, es decir, con baja velocidad de rotación de la red, y con alta velocidad de desenrollado del papel, se registra cada línea en ambos sentidos, en un tiempo tan corto como sea posible. En la fig. VI - f - 1 - 3 se muestra uno de estos registros tomados con alta dispersión, para la línea del neón de 5944,8342 Å, que sirvió de línea de referencia en el séptimo orden, para medir algunas componentes del triplete $5^3P - 5^3D$. En la parte a de esa figura, aparece el registro de esa línea tomado con la red rotando en una dirección determinada. En la parte b, se muestra a la misma línea, registrada rotando a la red en sentido contrario. Cuando este registro completo se termina (es decir, cuando se lo toma en ambas direcciones), se rota

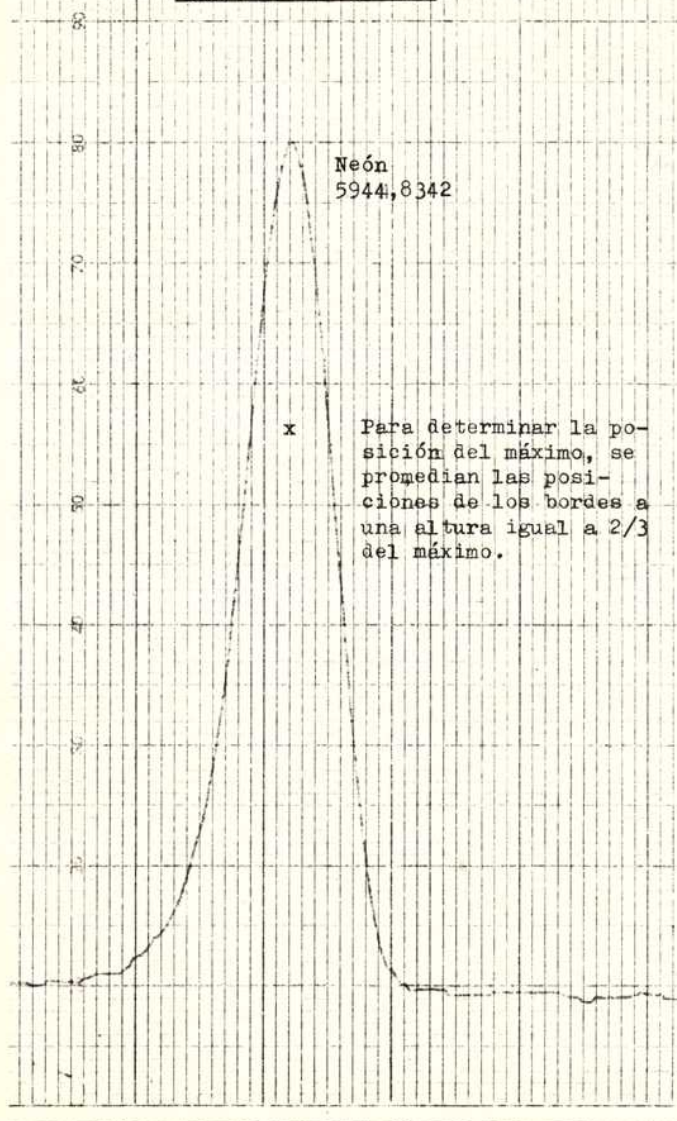
3

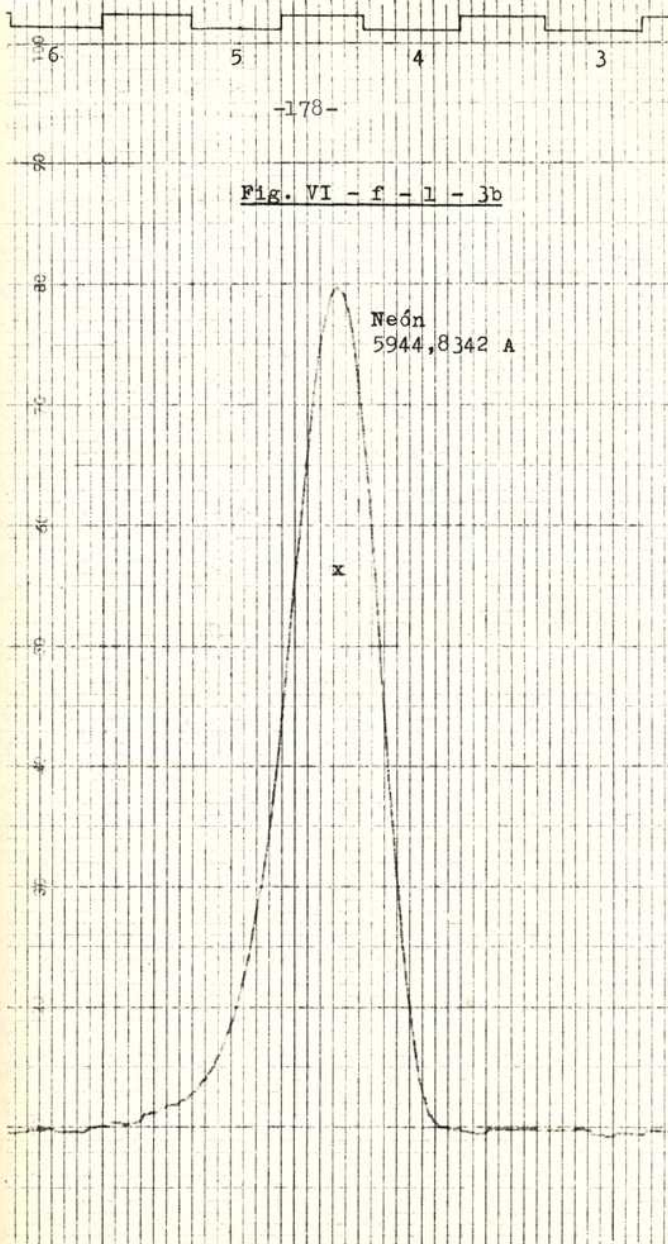
4

5

6

-177-

Fig. VI - f - 1 - 3a



la red con máxima velocidad, hasta la línea siguiente. Al contar la cantidad de franjas que pasan en la escala de número de ondas, se puede saber cuándo la línea siguiente está próxima a incidir sobre el detector de sulfuro de plomo. La vez que se terminan los registros completos tanto de la línea bajo estudio, como de las de referencia, debe medirse la posición de cada línea. Para ello, desde un origen arbitrario, se miden los bordes de la línea a una altura igual dos tercios del máxima. Luego esos valores se promedian, con lo que se obtiene la posición del punto de máxima intensidad. Después, partiendo del mismo origen, se miden las posiciones de las franjas de la escala de número de ondas. Conocidas estas distancias, se interpelan los números de ondas, de acuerdo con la fórmula (1). Al terminar la interpolación, deben efectuarse las correcciones que se indican en el capítulo V - b para tener en cuenta que las mediciones no se efectuaron en aire standard.

Al usar la escala de número de ondas, disminuye en forma considerable la distancia en la que se efectúa la interpolación. Es así como la falta de uniformidad en el desenrollado del papel y en la rotación de la red, no afecta tanto a las mediciones.

Para evitar que la aberración producida por los espejes parabólicos llegue a ser considerable, se tomaron las rendijas con longitudes muy reducidas. En esa forma, se suprimieron los rayos que forman ángulos considerables con el eje de los espejes parabólicos.

Al medir líneas muy débiles, es indispensable aumentar la constante de tiempo del sistema amplificador. Desgraciadamente éso es el único método que se tiene para mejorar la relación entre señal y ruido, cuando ésa es muy débil. Una constante de tiempo muy grande en el sistema amplificador, produce un retardo considerable del perfil de la línea con respecto a la escala de números de ondas. El perfil que se obtiene en este caso, es el de carga y descarga de un condensador en función del tiempo. Este tipo de asimetría se compensa al registrar la línea en ambas direcciones de rotación de la red. El retardo en este caso, debe ser igual y de signo contrario al que se produce en el otro. Para que esta compensación sea efectiva, la intensidad en ambos registros debe ser la misma. Además, la altura en que se mide la posición del máximo, debe ser la misma para las dos líneas.

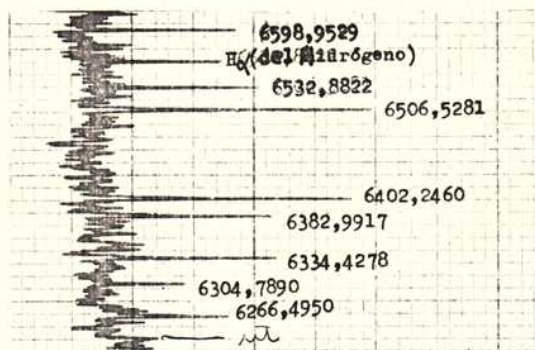
Otro factor que limita la precisión de las medidas, es la falta de uniformidad en la escala de números de ondas. La ecuación (1) que se usa para interpelar entre franjas, presupone que la longitud óptica entre las placas del interferómetro es independiente de la longitud de onda. Eso no es estrictamente cierto, debido a la dispersión del aire. Sin embargo, al limitar considerablemente, como se ha hecho, el intervalo de interpolación, la falta de constancia en la longitud óptica del etalón produce efectos despreciables frente a otros errores que presenta el método. Para reducir la dependencia con la longitud de onda del corrimiento de fase que se produce en las reflexiones en las placas del interferómetro, a éstas se las espejó con capas metálicas y no

eléctricas. Para evitar cambios en la longitud óptica producidos por variaciones en la presión y temperatura, se insertó al interferómetro en una cámara evacuada.

Como fuente de luz continua para iluminar al interferómetro de Fabry-Perot, se usó una lámpara de arco concentrado de la marca Sylvania. Además de no tener una estabilidad perfecta, se superponen al espectro continuo líneas atómicas provenientes del argón y del circonio. Por lo tanto, en la región espectral donde esas líneas, debo tenerse en cuenta que pueden afectar a la escala de números de ondas, al producir una señal en el fotomultiplicador que puede llegar a disparar el electroimán del registrador. También la escala de números de ondas puede verse afectada si las franjas del interferómetro no son simétricas. Este efecto puede disminuirse ajustando cuidadosamente el paralelismo de las placas del interferómetro.

La línea del cinc, muy intensa, cuya longitud de onda es de 6362,340 Å ($4^1P_1 - 4^1D_2$), proveía un método cualitativo muy sencillo para juzgar el grado de excitación del metal dentro del cátodo hueco. Observando la luz producida por esta lámpara con un espectrógrafo portátil de prisma, se podía constatar la intensidad relativa de esa línea respecto de las de 6382,9917 y 6304,7890 Å del neón (véase fig. VI - f - 1 - 4). Estas líneas del neón se reconocen muy fácilmente por el "gap" oscuro que se observa entre las líneas de 6402,2460 y 6506,5281 Å.

Fig. VI - f - 1 - 4) La intensidad relativa entre la línea del cinc de 6362,340 Å y las del neón de 6382,9917 y 6304,7890 Å, permite juzgar acerca de la excitación lograda en el espectro del cinc.



En la fig. VI - f - 1 - 5 puede verse una de las placas fotográficas tomadas con el espectrógrafo de tipo Czerny-Turner. Cuando se usaron placas para el infra-rojo, se las sometió al siguiente tratamiento antes de iniciar la exposición:

- i) baño de cinco minutos a una temperatura menor que 10°C , en una solución preparada con 10 cm^3 de amoníaco, 100 cm^3 de metanol, y 100 cm^3 de agua destilada.
- ii) baño de un minuto en metanol puro, y
- iii) secado por aire frío durante 10 minutos.

Cuando se usaron placas para el ultra-violeta de la casa Kodak, antes de revelarlas, una vez terminada la exposición, se las sometió a un baño de ciclohexano.

Fig. VI - f - 1 - 5) Fotografía de una de las placas en que se midió la línea de $4.810,530\text{ \AA}$ del cinc I. Las demás líneas pertenecen al espectro del hierro, y se las usó de referencia.



VI - f - 2

Condiciones experimentales en el cadmio

En el interferómetro de Fabry-Perot se usaron dos placas de cuarzo pulidas a $\lambda/150$, según especificación de la casa proveedora. A fin de espejarlas, se las cubrió con aluminio por evaporación en el vacío. Se eligió este tipo de espejos pues la región espectral de interés en el presente trabajo de alta resolución está localizada en el ultravioleta lejano, en la longitud de onda de 2265 Å. La evaporación se efectuó en una cámara descrita por Butherford⁽¹⁸⁸⁾ cuya fotografía se presenta en la figura VI - f - 2 - 1. Sobre el filamento que evapora la sustancia a depositar, se colocó aluminio metálico espectroscópicamente puro. Ya que la delgada capa de aluminio que se deposita por evaporación se dañaba en el transcurso del tiempo, periódicamente se limpiaban las placas de cuarzo para volverlas a recubrir. Para remover el aluminio, se empleó una mezcla de ácido clorhídrico y nítrico concentrados. Una vez que se quitaba el aluminio, se lavaba a las placas en forma muy cuidadosa con detergente luego se las enjugaba con agua destilada. El secado se efectuaba con papel de lentes. Antes de proceder a la evaporación del aluminio, se fundía el metal dentro de la cámara evacuada cubriendo a las placas con dos láminas protectoras que se movían desde el exterior de la cámara por medio de manes. Para tratar de eliminar cualquier impureza, una vez fundido el aluminio, se le aplicaba al filamento una tensión de 100 voltios durante un breve intervalo de tiempo. Terminado este proceso, se retiraban las láminas protectoras y se procedía a la deposición del metal por evaporación. Para

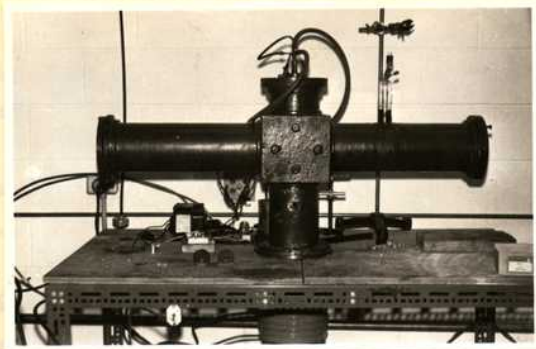


Fig. VI - f - 2 - 1) Fotografía de la cámara de evaporación donde se espejaron las placas del interferómetro de Fabry-Pérot. Esta cámara fue descrita por Sutherland (108).

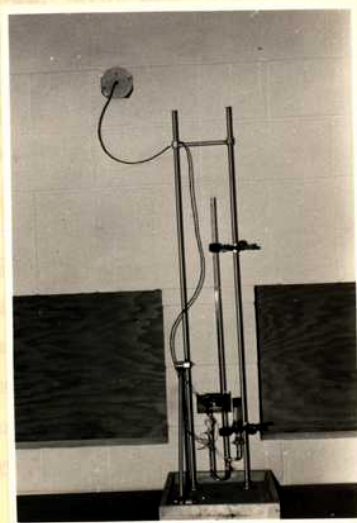


Fig. VI - f - 2 - 2) Fotografía del termostato de éter y mercurio que controla la temperatura del cuarto donde se hallan el interferómetro y el espectrógrafo.

entonces la presión en la cámara debía ser inferior a 5×10^{-5} mm Hg. Al principio se eligió el tiempo de evaporación a partir de un gráfico del coeficiente de transmisión que se obtenía en función del tiempo de evaporación, manteniendo constantes el voltaje aplicado al filamento y la cantidad de aluminio con que se cargaba a éste antes de cerrar y evacuar la cámara. Sin embargo, para el rango de coeficientes de transmisión que se requerían en este experimento, se constató que este método no era aplicable en forma rigurosa. Del gráfico el coeficiente de transmisión en función del tiempo de evaporación se concluyó que el tiempo de evaporación necesario era de 4,2 seg. Los coeficientes de transmisión que se obtenían con este intervalo de tiempo, en la práctica dependían de factores cuyo control escapaba a las posibilidades del equipo. En esas condiciones se obtuvieron coeficientes de transmisión comprendidos entre 0,002 y 0,07. Los coeficientes de transmisión se midieron en la región azul del espectro, usando una fuente de luz blanca, un medidor comercial de luz, y un filtro azul. Ya que el coeficiente de transmisión no se iba a obtener al evaporar el aluminio no se podía predecir dentro de límites razonables, fue necesario cada vez que se espejaban las placas del interferómetro, efectuar varios ensayos, manteniendo constante todos los factores. Cuando se obtenía un coeficiente de transmisión en el azul razonablemente cercano a 0,01, se paraban los ensayos y se usaban esos espejos para montar el interferómetro de Fabry-Perot. Así los espejos que se usaron tenían coeficientes de transmisión comprendidos entre 0,007 y 0,012. Cuando se consideraba oportuno preparar nuevos espejos, antes de remover el aluminio de

las placas, se medía el coeficiente de transmisión para ver qué variaciones sufrían con el transcurso del tiempo. En esa forma se obtuvieron resultados dos veces mayores que los que se habían obtenido al medir el coeficiente de transmisión cuando el aluminio estaba recién depositado. Se eligieron tiempos de evaporación tan cortos pese a tenerse en esa forma condiciones no controlables, pues varios autores afirman que al aumentar los tiempos de evaporación, la reflectividad de los espejos disminuye. Burrige y colaboradores⁽¹⁵⁾ explican este fenómeno diciendo que los gases residuales que se hallan presentes en la cámara de vacío perjudican la calidad del depósito. Estos autores consideran que el producto entre el tiempo de evaporación y la presión residual en la cámara de evaporación es un parámetro adecuado en términos del cual se pueden describir las propiedades ópticas de las capas delgadas de aluminio. En su trabajo⁽¹⁵⁾ midieron los coeficientes de transmisión y reflexión de capas delgadas de aluminio depositadas en bases de sílice, en el rango espectral comprendido entre 4.200 y 2.600 Å. Por un método indirecto extendieron las medidas del coeficiente de reflexión hasta longitudes de onda tan cortas como 2.300 Å. Usando el método directo, graficaron: i) la transmisión relativa en función de λ , tomando como unidad la reflectividad a 3.600 Å, ii) la suma $R + T$ en función de T , coeficiente de transmisión, usando diferentes valores del parámetro pt (presión residual por tiempo de evaporación), para longitudes de onda de 4.200, 3.600, 3.200 y 2.600 Å. Usando el método indirecto midieron reflectividades para 2.400 y 2.300 Å, pero desgraciadamente no especificaron la transmisión de e-

las capas en la región azul.

Si se supone que la tendencia que se observa en los gráficos de Burridge y sus colaboradores aún es válida en la longitud de onda de 2265 Å, se tiene que un coeficiente de transmisión de 0,01 en la región cercana a 4.500 Å, correspondería a un coeficiente de transmisión de 0,04 para 2265 Å. A su vez, esta transmisión llevaría a un valor de $R + T$ cercano a 0,85. Por lo tanto, de ser válida esta extrapolación, se puede concluir que el coeficiente de reflexión para la longitud de onda de 2265 Å es al máximo de 0,81. Un coeficiente de reflexión de este valor indica que la finesa reflectora está cercana a 15. Por lo tanto, de acuerdo con la calidad que los fabricantes especificaron para las placas de cuarzo, la "finesa limitadora" no puede ser mayor que 30. Usando el gráfico de N/N_d en función de N_R/N_d ⁽²⁶⁾ se encuentra que $N/N_d \approx 0,5$ (1), es decir, $N \approx 15$. Ahora se puede usar la ecuación (14) del capítulo VI - e para encontrar el límite resolutor del instrumento. En esa forma se obtiene que, al usar el espaciador de 2 cm, el rango espectral es de $\Delta\sigma = 250$ mÅ y el límite resolutor es $a_{th} \approx 0,017$ k. Con el espaciador de 5 cm se obtiene que $\Delta\sigma = 100$ mÅ y $a_{th} \approx 7$ mÅ.

En la práctica no fue posible llegar a tener límites resolutores tan bajos. Por ejemplo, la ecuación (1) no tiene en cuenta el límite resolutor finito de la emulsión fotográfica que se usa para registrar las imágenes de interferencia. Este límite resolutor fue de particular importancia cuando se usaron placas de grano mediano de la casa Ilford, del tipo 3.2. Cuando se usaron placas de grano fino de esa misma

asa, tipo Q.1, el límite resolutor de la emisión era mucho más bajo, pero también la sensibilidad era muy inferior, o que obliga a alargar considerablemente los tiempos de exposición. Tiempos de exposición muy largos perjudican al límite resolutor en parte debido a las condiciones atmosféricas que no eran perfectamente controlables, y en parte porque el laboratorio de espectroscopía estaba situado en el segundo piso y el nivel de vibraciones del edificio podía haber sido demasiado alto como para que las posiciones relativas de las distintas partes del equipo se mantuvieran estacionarias. También el ancho de las componentes que se medían afectaba al límite resolutor. Como se indicara en el capítulo V, el ancho Doppler de las componentes es bajo, ya que los átomos que irradian tienen tan solo una pequeña componente de velocidad en la dirección de observación. En cambio, el ensanchamiento por efecto Stark puede haber tenido consecuencias no despreciables ya que el campo producido por los iones puede haber sido bastante intenso. Debe recordarse que la corriente anódica que excita a los átomos del haz, no podía disminuirse, que una corriente baja no llegaba a excitar el segundo espectro del cadmio. No ha sido posible estimar el ensanchamiento producido por efecto Stark.

A fin de minimizar los efectos de los cambios de temperatura y presión sobre el límite resolutor del interferómetro, tanto éste como el espectrógrafo usado como monocromador, están montados en un cuarto con temperatura controlada, que se conecta al cuarto en que está montada la fuente de luz atómico, a través de una abertura en la pared. En

fig. VI - f - 2 - 2 se presenta una fotografía del termostato usado para controlar la temperatura del cuarto del interferómetro y espectrógrafo. La temperatura se mantiene constante a unos 78°F (es decir, a unos $25,5^{\circ}\text{C}$). La temperatura del cuarto de la fuente de luz permanece casi constante alrededor de 72°F (unos $22,2^{\circ}\text{C}$) debido al sistema normal de calefacción del edificio. Se fijó la temperatura del interferómetro en unos grados superior a la normal dentro del edificio, pues el sistema de control del termostato de éter-mercurio, tan solo permite la regulación de la temperatura por calentamiento. En esa forma, se compensa enfriamiento natural que se produce por la diferencia de temperaturas en ambos cuartos. Este termostato actúa rápidamente y es extremadamente sensible. En la figura VI - f - 2 - 3 muestra un esquema del tubo con mercurio y éter del termostato. En la fig. VI - f - 2 - 4 se muestra el circuito electrónico que el mismo acciona. Debido al alto coeficiente de expansión térmica que tiene el éter, al tenerlo equilibrado con una columna de mercurio, el aumento de 1°C en el peso del éter produce un movimiento en el mercurio, corriéndolo a nivel en un cm en cada rama del tubo.⁽⁴⁰⁾ En esta forma, al calentarse el termostato y retirarse el mercurio del contacto A, se abre el circuito. Si bien este sistema está especificado para mantener la temperatura constante dentro de $0,5^{\circ}\text{C}$, para ello es necesario que el relay accione calefactores que produzcan una frecuencia de operado de unos 3 minutos. Los calefactores de este laboratorio pueden ser bastante potentes como para mantener constante la temperatura dentro de esos límites. Además, el enfriamiento del cuarto

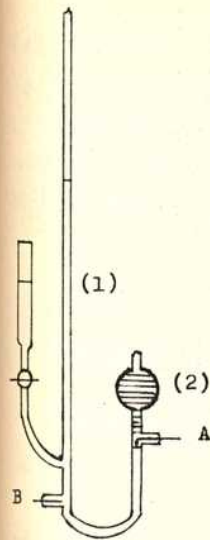


Fig. VI - f - 2 - 3)

Esquema del termostato de éter y mercurio que mantiene constante la temperatura del laboratorio de espectroscopía de la Universidad de Manitoba. (1): tubo con mercurio; (2): bulbo con éter, A y B contactos que se comunican con (1) de la figura siguiente.

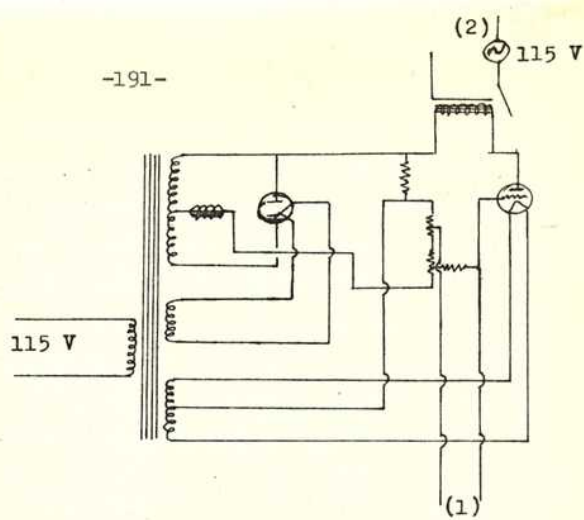


Fig. VI - f - 2 - 4)

Circuito electrónico que acciona el termostato de éter y mercurio. (1): conexión con los bornes del termostato; (2) circuito de los calefactores, que cierra el relai cuando hay circuito cerrado entre los puntos A y B de la fig. anterior.

el interferómetro, necesario para que actúe el termostato, se produce a través de la abertura por la cual pasa la luz de la fuente al espectrógrafo. En esta forma se establece una corriente de aire en las vecindades del interferómetro de Michelson-Perot. Además, dos de los calefactores accionados por el termostato están muy cerca de la base del interferómetro. Por lo tanto, se considera muy factible que la inestabilidad de la temperatura del interferómetro haya sido la causa que ocasionara fallar a muchas exposiciones fotográficas.

Para estimar qué cambios de temperatura podían permitirse en este experimento, sin que el límite resolutor se afectara en forma notable, debe tenerse en cuenta que la ecuación (1) del capítulo VI - o se puede escribir como:

$$\text{diferencia de fase} = 2\pi(2t\sigma_{\nu}n)$$

donde σ_{ν} representa al número de ondas en el vacío. A esta ecuación se la puede pensar como una función de n , donde σ_{ν} es parámetro. La diferencia de fase que corresponde a un range espectral es de 2π , es decir, $\Delta p = 1$. Por consiguiente, un cambio en el índice de refracción del aire que produce un corrimiento de un anillo en un orden, es $2t\sigma_{\nu}\Delta n = 1$ o sea que $\Delta n = 1/2t\sigma_{\nu}$. Mientras que un cambio en el índice de refracción del aire que lleva a un corrimiento de un anillo en una cantidad igual al límite resolutor, es:

$$\Delta n = \frac{1}{2t\sigma_{\nu}N} \quad (2)$$

donde, como ya se usara antes, N es la "finesa efectiva".

Para $\lambda \approx 2265 \text{ \AA}$ entonces $\sigma_{\nu} \approx 44.100 \text{ cm}^{-1}$. Además antes se

otinió un valor de $N = 15$ para la "finasa efectiva". Enton-
 se de la ecuación (2) se obtiene:

ra el espaciador de 2 cm:

$$\Delta n \approx 3,8 \times 10^{-7} \quad (3)$$

ra el espaciador de 5 cm:

$$\Delta n \approx 1,5 \times 10^{-7} \quad (4)$$

Las ecuaciones (3) y (4) dan el cambio necesario en el
 índice de refracción del aire para desplazar un anillo una
 unidad igual al límite resolutor. La variación del índice
 de refracción del aire en función de la presión y la tempera-
 ra, está dada por la ecuación (3) del capítulo V - b.
 El factor $(n_g - 1)$, calculado de acuerdo con la fórmula de
 Lén, está dado por Svenssen⁽¹⁰⁹⁾ para algunas longitudes de
 onda. De ese trabajo, en forma aproximada se puede estimar
 que en las condiciones de este experimento, $(n_g - 1) = 3,09$
 $\times 10^{-4}$. En la tabla I se presentan algunos valores de
 $(n_g - 1)$ en función de la temperatura y de la presión en
 el rango que aquí es de interés. Suponiendo que la presión
 se mantiene constante a 760 mm de Hg, un cambio en la tempera-
 ra de 26 a 25°C , produce un cambio en el índice de refrac-
 ción del aire, de

$$\Delta n = (0,0369 - 0,0336) \times 3,09 \times 10^{-4} = 10^{-6} \quad (5)$$

esto es equivalente a suponer que la temperatura se mantiene
 constante dentro de $\pm 1/2^{\circ}\text{C}$. El resultado (5) es un valor apro-
 ximadamente igual a 2,5 veces el que se obtuvo en la ecuación
 (4); además es aproximadamente igual a 6 veces el que se obtuvo

en la ecuación (4). Suponiendo que se puede interpolar linealmente dentro de variaciones tan pequeñas de la temperatura (su justificación es evidente al observar la tabla I), se puede calcular de aquí cual es el cambio mayor que puede haber para que el corrimiento de un anillo no exceda cierta fracción del límite resolutor. Por ejemplo, con el espaciador de 2 mm, si se quiere que el corrimiento de un anillo no exceda el 1/4 del límite resolutor, la constancia en la temperatura debe estar dentro de $\pm 0,05^{\circ}\text{C}$. Mientras que con el espaciador de 5 cm, un corrimiento de un anillo que no exceda de 1/4 del límite resolutor, requiere una constancia de $\pm 0,02^{\circ}\text{C}$.

En la tabla I se dan valores del factor de densidad cada 10 mm Hg. Sin embargo, si se considera a la temperatura constante e igual a 25°C , la dependencia del factor de densidad con la presión, es aproximadamente lineal. Por lo tanto, el efecto producido sobre el índice de refracción del aire al cambiar la presión en 1 mm Hg, manteniéndose constante la temperatura, es en forma aproximada:

$$\delta n \approx -1,3 \times 10^{-3} \times 3,09 \times 10^{-4} \approx -4 \times 10^{-7} \quad (6)$$

que es ligeramente superior al valor obtenido en la ecuación (3), y además es aproximadamente igual a 2,5 veces el resultado obtenido en la ecuación (4).

Al observar las ecuaciones (5) y (6) es evidente que el límite resolutor no es tan bajo como podría esperarse de los resultados teóricos (17 mk para el espaciador de dos centímetros y 7 mk para el de 5 cm).

TABLA VI - f - 2 - I

P(en mm Hg)	24°C	25°C	26°C	27°C
730	- 0,0687	- 0,0718	- 0,0749	- 0,0780
740	- 0,0559	- 0,0591	- 0,0622	- 0,0654
750	- 0,0431	- 0,0464	- 0,0496	- 0,0527
760	- 0,0304	- 0,0336	- 0,0369	- 0,0401
770	- 0,0176	- 0,0209	- 0,0242	- 0,0275
780	- 0,0049	- 0,0082	- 0,0116	- 0,0149

Valores del factor $(d/d_0 - 1)$ encontrados por Svenssen⁽¹⁰⁹⁾,
dados en función de la presión y la temperatura.

Usando la ecuación (5) y $a_{th} = 17$ mk para el espaciador de 2 cm, se encuentra que una variación de la temperatura de $\pm 1/2^\circ\text{C}$, produce un corrimiento de un anillo cercano a 40 mk, suponiendo que la presión se mantiene constante a 760 mm Hg. Mientras que un cambio de presión de $\pm 1/2$ mm Hg produce, de acuerdo con la ecuación (6), y recordando que $a_{th} = 17$ mk, un corrimiento en los anillos de aproximadamente 18 mk, si la temperatura se mantiene constante a 25°C . Estos corrimientos en mk son los mismos que se obtendrían con cualquier otro espaciador. La diferencia fundamental que existe al usar diferentes etalones, es la variación considerable en el corrimiento relativo al rango espectral, de uno a otro caso.

Al comenzar las mediciones se encerró al interferómetro de Fabry-Perot dentro de una cámara evacuable, con dos ventanas de cuarzo. Ya que no se podía garantizar la constancia de la presión dentro de esa cámara, se intentó dejar al interferómetro a la temperatura y presión del cuarto. En esta

forma se logró acortar considerablemente los tiempos de exposición pues se evitaba la reflexión y absorción en las ventanas de la cámara. Sin embargo, las mejores placas que se obtuvieron, se tomaron con el interferómetro dentro de la cámara.

Todo el sistema óptico está preparado en cuarzo pues la línea bajo estudio está situada en el ultravioleta. Las placas del interferómetro de Fabry-Perot son ligeramente prismáticas. En esa forma se evitan reflexiones molestas en las caras donde no se depositó aluminio. El ángulo que forman ambas caras es de unos minutos de arco. Las caras cubiertas con aluminio se mantienen paralelas por medio de un espaciador de sílica fundida. La ventaja que presenta este material es que tiene un bajo coeficiente de expansión térmica. En esa forma, la longitud se mantiene constante. Para montar al interferómetro, primero se buscó el contacto óptico entre las caras de las placas y el tope del espaciador, observando los anillos de Newton que se forman entre las dos superficies cuando se ejerce una leve presión sobre las placas. Después se ajustó el paralelismo observando a través de un anteojo telescópico de pequeña abertura, las franjas producidas por la línea verde del mercurio, proveniente de una lámpara de baja presión enfriada por agua, cargada con Hg^{198} . Ya que esta fuente de luz es lineal, para ajustar el interferómetro se observaron las franjas de interferencia con dos posiciones de la fuente, perpendiculares entre sí. Como el recubrimiento de las placas era muy denso como para medir el diámetro de los anillos usando una escala del telescopio, se observaba un sistema de ellos en el que uno brillante empezaba a emerger del centro. Su variación de intensidad se podía juzgar con gran precisión.



Fig. VI - f - 2 - 5. Fotografía del espectrógrafo Hilger mediano con óptica de cuarzo, que se usó para cruzar al interferómetro de Fabry-Perot.



Fig. VI - f - 2 - 6. Fotografía del montaje Hilger y del espaciador de 5 cm dñl interferómetro de Fabry-Perot.

VII - a

Resultados experimentales en el cinc

Para medir las longitudes de onda de las transiciones que se observaron en el espectro normal del cinc, se obtuvo un conjunto de registros tomados con el registrador Speedomax del espectrógrafo del tipo Pfund para las líneas de la zona del infra-rojo que deseaban medirse, simultáneamente en líneas producidas por gases nobles, para usarse como referencias. En la zona fotográfica del espectro, se obtuvo un conjunto de placas fotográficas con exposiciones donde se superpusieron las líneas que deseaban medirse, con las de referencia. Se usaron placas fotográficas de la casa Eastman Kodak, con emulsiones tipos IV - O, 103a - O, V - f, 103 - F, - M y I - Z. A las de emulsiones tipo Z y M en todos los casos se las hipersensibilizó de acuerdo con las instrucciones que presenta el manual de la casa Kodak. Para registrar la línea cuya longitud de onda en el aire se midió como de 138,563 Å y que luego se consideró que era una medición de precisión dudosa, se usaron placas tipo 103aUV de la misma casa, a las que se trató, una vez terminada la exposición, de acuerdo con las instrucciones del manual.

En los registros del espectrógrafo de Pfund, se interpoló linealmente el número de ondas en el aire de las líneas de referencia, para determinar el número de ondas, también en el aire, de la línea bajo estudio. De allí pudo calcularse la longitud de onda en el aire, de las transiciones de interés. Usando las tablas del National Bureau of Standards que

dan los números de ondas en el vacío en términos de las longitudes de onda en el aire standard (véase el capítulo V - b), se determinaron los números de onda en el vacío de las transiciones cuyas longitudes de onda se hallan fuera de la región fotográfica. Antes de usar esas tablas, fue necesario tener en cuenta que las condiciones experimentales no eran las que correspondían a la definición de aire standard. Por lo tanto, se usaron las tablas de Svensson⁽¹⁰⁹⁾ para hallar la longitud de onda en el aire standard, habiendo efectuado la interpolación lineal con los valores en condiciones standard de los números de ondas de las líneas de referencia. Al anotar la hora y fecha en que se efectuaron los registros, para hacer las correcciones fue posible usar los datos del archivo de la variación de la presión y la temperatura en función del tiempo, del laboratorio de espectroscopía de la Universidad de Lund. Para evitar que las condiciones atmosféricas cambiarán en forma muy significativa durante el tiempo que demandaba tomar un registro completo de una línea con las de referencia, se trataba de efectuar el proceso total en el menor tiempo posible. En la tabla VII - a - 1 se presentan los valores de las longitudes de onda en el aire standard de 18 transiciones en el infra-rojo. En la primer columna se indican las longitudes de onda medidas, referidas a condiciones standard del aire. En la segunda, se indica el orden de difracción de la red en que fueron medidas, y en la tercera, la identificación propuesta. Los valores de las longitudes de onda en el aire, son promedios de las medidas que se consideraron como más aceptables, ya sea por habérselas obtenido con buenos registros, por la uniformidad que se obtuvo en la escala de mí-

meros de ondas, etc. Las correcciones que se efectuaron para tener en cuenta las condiciones no standard del laboratorio, no tenían la misma magnitud en los distintos casos, pues dependían de la diferencia entre las longitudes de onda de la línea que se medía y las de referencia. Como líneas de referencia se usaron líneas del neón, del argón, del helio y del criptón. En general pertenecían a la región visible. Se las usó en diferentes órdenes de difracción como para que quedaran cerca de la que intentaba medirse. Por ejemplo, a la línea del cinc de 13.785,09 Å se la midió en el tercer orden, usando como referencia a las del neón de 5944,8342 Å y 5852,4878 Å en el séptimo orden de difracción. En el mismo registro se midió la línea del neón de 6929,4673 Å en el sexto orden para verificar si la medición podía considerarse satisfactoria o no. Los valores de las longitudes de onda de las líneas del neón y del argón, se tomaron de los valores interferométricos presentados en la referencia⁽³⁰⁾.

Las dos líneas que se presentan en la tabla VII - a - 1 con una sola cifra decimal, fueron observadas en distintos registros, pero como se trata de líneas muy débiles no fue posible medirlas con precisión. En la fig. VII - a - 1 se puede ver a una de éstas (la de longitud de onda de 15.681,3 Å) como una línea satélite no muy bien resalta, a la derecha de la línea de mayor intensidad, cuya longitud de onda es de 15.680,29 Å. La línea más intensa corresponde a la transición $4^1D_2 - 4^1F_3$ y la satélite a la transición $4^1D_2 - 4^3F_3$. En esta forma se obtiene una prueba importante

Tabla VII - a - 1

líneas del espectro normal del cinc que se observaron y midieron en la región del infra-rojo.

λ en Å (aire standard)	orden de difrac- ción de la red.	Identificación
13.053,63	3	$5^3S_1 - 5^3P_2$
13.150,59	3	$5^3S_1 - 5^3P_1$
13.196,61	3	$5^3S_1 - 5^3P_0$
13.636,48	3	$5^3P_0 - 5^3D_1$
13.683,14	3	$5^3P_1 - 5^3D_2$
13.685,98	3	$5^3P_1 - 5^3D_1$
13.785,09	3	$5^3P_2 - 5^3D_3$
13.789,61	3	$5^3P_2 - 5^3D_2$
13.792,4	3	$5^3P_2 - 5^3D_1$
14.038,70	1	$5^1S_0 - 5^1P_1$
15.680,29	1	$4^1D_2 - 4^1F_3$
15.681,3	1	$4^1D_2 - 4^3F_{2,3}$
16.483,45	1	$4^3D_1 - 4^3F_2$
16.491,98	1	$4^3D_2 - 4^3F_3$
16.505,23	1	$4^3D_3 - 4^3F_4$
23.891,62	1	$5^3P_0 - 6^3S_1$
24.044,16	1	$5^3P_1 - 6^3S_1$
24.375,02	1	$5^3P_2 - 6^3S_1$

de la separación entre los niveles $1F$ y $3F$. Indudablemente se puede concluir que la línea que midió Séguier y obtuvo $\lambda = 15.680,4 \text{ \AA}$ y que clasificó como si fuera la transición $4^1D_2 - 4^3F$, es la que corresponde a la combinación entre estados singuletes $4^1D_2 - 4^1F_3$.

Del conjunto $4D - nF$ tan sólo fue posible registrar las transiciones $4^1D_2 - 5^1F_3$, $4^1D_2 - 4^1F_3$, $4^1D_2 - 4^3F_{2,3}$, $4^3D_1 - 4^3F_2$, $4^3D_2 - 4^3F_3$ y $4^3D_3 - 4^3F_4$. La primera de estas transiciones da para el nivel 5^1F el valor de $71.336,15 \text{ cm}^{-1}$. Este valor es el mismo que Séguier había asignado al nivel 5^3F . Muntenbruch⁽⁷⁴⁾ en el año 1960 estudió transiciones prohibidas del espectro del cinc neutro, induciéndolas por medio del efecto Stark, y derivó el valor de $71.335,6 \text{ cm}^{-1}$ para el nivel 5^3F , a partir de la transición $4^3P - 5^3F$. Evidentemente este resultado podría haberse visto afectado por el efecto Stark. Sin embargo, parece evidente que el nivel 5^3F debería estar más cerca del fundamental que el nivel 5^1F , aunque la distancia entre ambos niveles sería muy pequeña. Las transiciones del triplete $4^3D - 5^3F$ cuyas longitudes de onda están aproximadamente en los $11.600 \text{ \AA}$, caen en una región espectral donde la sensibilidad de las emulsiones fotográficas es extremadamente baja. Además, la sensibilidad del detector de sulfuro de plomo para esas longitudes de onda, dista mucho de ser óptima. Por lo tanto, esas transiciones no pudieron observarse como para obtener mediciones razonables.

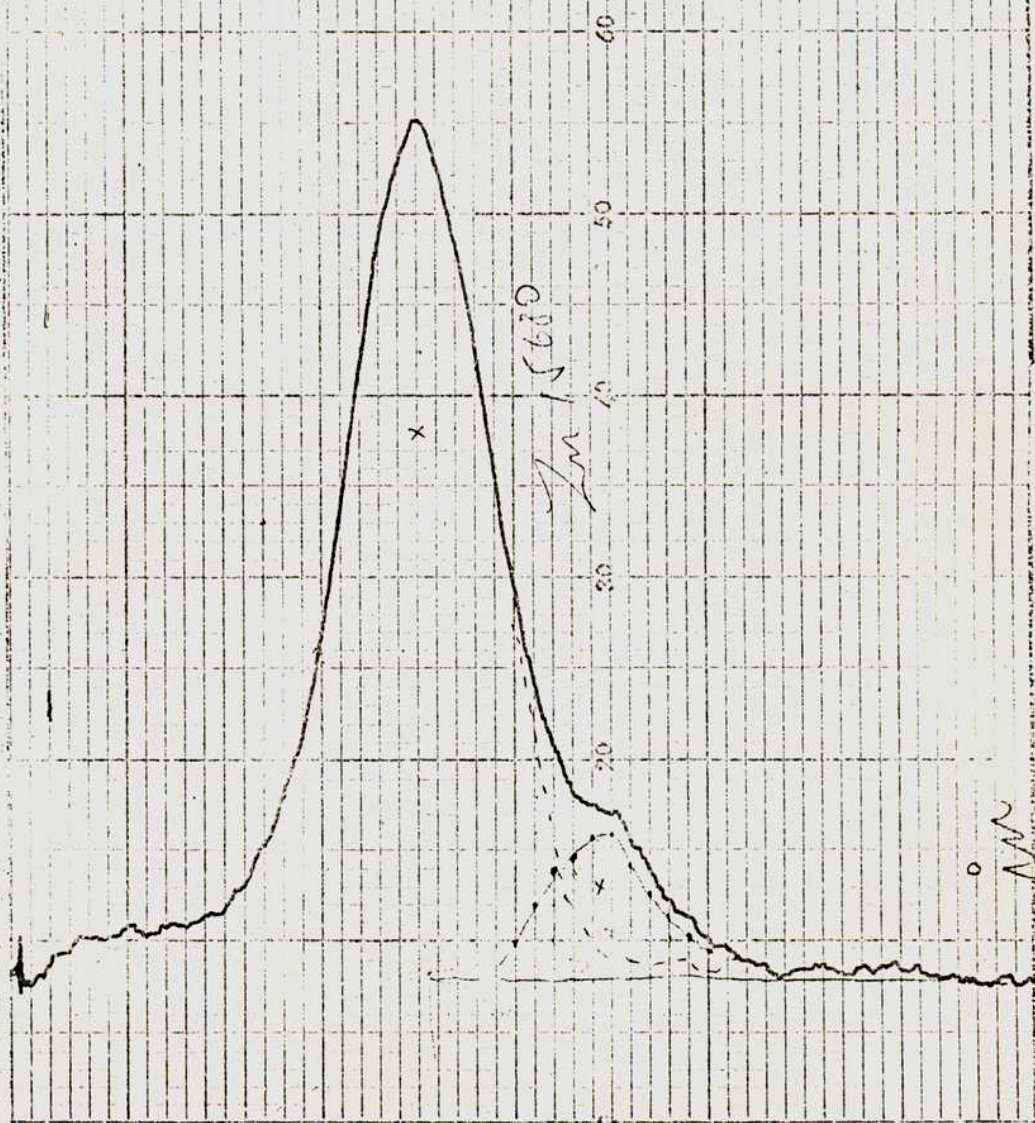
En las longitudes de onda donde deberían esperarse componentes de las transiciones $4D - 6F$ y $4D - 7F$, se observaron unas cuantas líneas pero todas ellas fueron demasiado difusas y dé-

biles como para identificarlas en forma definitiva.

En la tabla VII - a - 1 no se dan valores de la intensidad de las líneas. Como ellas abarcan una región bastante amplia del espectro, la respuesta de todo el espectrógrafo varía considerablemente de una longitud a otra, ya que la señal del fotoresistor deja de ser lineal, y las líneas caen en muy diferentes zonas de los "blaze" de las redes usadas. Sin embargo, en todos los multipletes que se observaron, se constató que las componentes satisfacen en forma relativamente buena a la regla de intensidades para el caso de acoplamiento L-S. Por lo tanto, no fue posible verificar las relaciones anormales de intensidad publicadas en el trabajo de Séguier⁽¹⁰⁰⁾, para los multipletes $5^3S - 5^3P$ y $5^3P - 5^3D$.

Al registrar las líneas de longitudes de onda menores que 11.400 Å en placas fotográficas, se usó una red de difracción con "blaze" a 25.000 Å, en el espectrógrafo de tipo Czerny-turner. Por lo tanto, en cada caso se usó el orden de la red que hiciera caer a la longitud de onda de la línea (o líneas) bajo estudio, lo más cercana posible a la zona del "blaze". Las líneas de referencia se obtuvieron principalmente del espectro normal del hierro, en diferentes órdenes. Una vez que se tomaba una placa con la línea a medirse, con el espectro del hierro superpuesto, se identificaban tres líneas de referencia, cuyos valores se conocían con cuatro cifras decimales en la tabla confeccionada por la John Hopkins University de Estados Unidos. A esas tres líneas se las usaba para efectuar una interpolación parabólica de segundo grado. En esa forma, en el mismo programa de la computadora se averiguaban las lon-

Fig. VII - a - 1) La línea de $15.681,3 \text{ \AA}$ ($4^1D_2 - 4^3F_{2,3}$) aparece como una línea satélite no muy bien resuelta, de la línea $15.680,29 \text{ \AA}$ ($4^1D_2 - 4^1F_3$). Superponiendo a este registro el obtenido al hacer rotar la red en sentido contrario, se puede reconstruir en forma aproximada el perfil de cada línea. Restando punto a punto la deformación que presenta la línea más intensa, se obtiene la línea satélite dibujada a la derecha de la principal. Este registro constituye una prueba importante de la separación que hay entre los niveles 1F y 3F .



itudes de onda correspondientes a las otras líneas del hierro y a las del cinc comprendidas entre las líneas que se identificaron y que permitieron averiguar los parámetros de la interpolación parabólica. Como esas líneas del hierro también se conocían con cuatro cifras decimales, se podía constatar la calidad de la medición y garantizar la correcta identificación de las tres primeras. Al medirse muchas longitudes de onda que se conocían con muy buena precisión, se podía preparar un gráfico de la diferencia entre el valor medido y el representado en la tabla de la John Hopkins University, en función de la posición de las mismas en la placa fotográfica. Así se obtuvieron curvas de corrección que dan pequeñas diferencias que deben sumarse a los valores calculados para las longitudes de onda de las líneas del cinc, obtenidas por medio de la interpolación parabólica. En la fig. VII - a - 2 se puede ver la curva de corrección obtenida para una de las placas en que se midieron las líneas del cinc de 3072,061 y de 3075,895 Å. En este caso, también las mediciones se efectuaron en aire no standard. Para encontrar los valores de las longitudes de onda en condiciones standard, también fue necesario usar las tablas de Svensson⁽¹⁰⁹⁾ con las correcciones indicadas en el capítulo V- b. Se seleccionó un conjunto de posiciones consideradas de mejor calidad (es decir, un conjunto de placas donde por ejemplo, tanto las líneas de referencia como las del cinc no eran ni muy intensas ni muy débiles; la cantidad de líneas de referencia era suficiente para trazar una curva de corrección, etc.). A ese conjunto de placas se las midió con un comparador electrónico que permitía la fácil localización de la posición de las líneas. Para

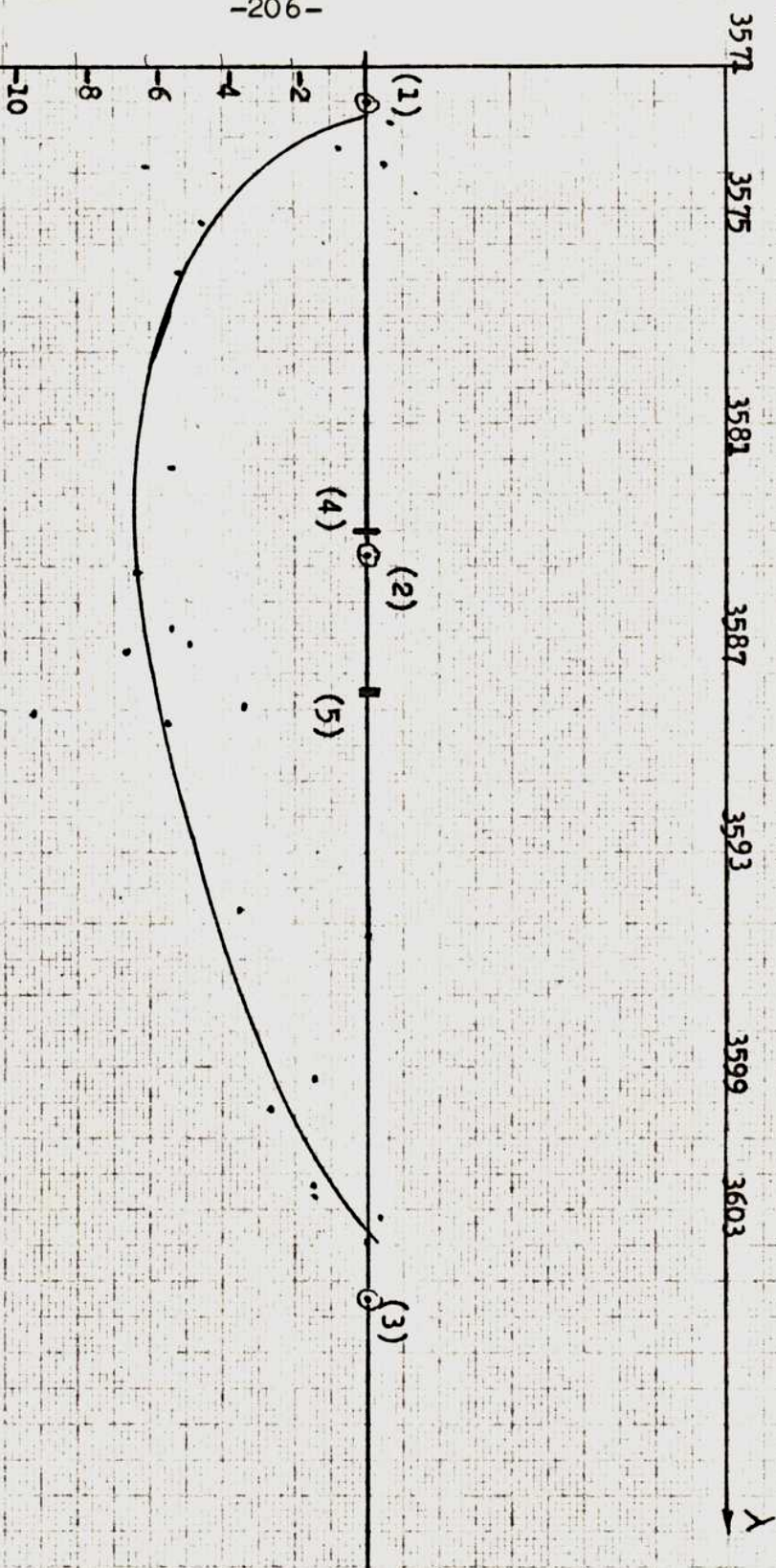


Fig. VII - a - 2) Gráfico de corrección para una de las placas en que se midieron las líneas del cmo de 3072,061 y 3075,895 A. (1), (2) y (3) son los puntos correspondientes a las tres líneas de referencia que se usaron para efectuar la interpolación parabólica. (4) y (5) son las posiciones que les corresponden a las dos líneas del cmo que se están midiendo.

evitar que la longitud de la placa de vidrio se alterara por variaciones de la temperatura, al cuarto donde estaba el cámara se lo mantenía con temperatura estabilizada y no se iniciaba la lectura de la posición de las líneas, antes de que transcurriera por lo menos una hora desde que la placa se había colocado en la habitación, para que el vidrio tomara la temperatura ambiente. Con esas precauciones se obtuvieron los valores que se interpolaron. A los resultados de la interpolación se les efectuaron las correcciones que se indican más arriba, y luego se promediaron los resultados. En esa forma, se obtuvieron los valores que se presentan en la tabla VII - a - 2. En la primer columna se indican las longitudes de onda medidas, referidas a las condiciones standard del aire. En la segunda columna se indica el orden de la red de difracción en que fueron medidas, y en la tercera, la identificación de las transiciones.

Tabla VII - a - 2

Líneas del espectro normal del cinc que se observaron y midieron en la región fotográfica.

λ en Å (aire standard)	orden de la red	identificación
2138,563	11	$4^1S_0 - 4^1P_1$
3018,355	7	$4^3P_0 - 6^3S_1$
3035,777	7	$4^3P_1 - 6^3S_1$
3072,061	7	$4^3P_2 - 6^3S_1$
3075,895	7	$4^1S_0 - 4^3P_1$
3282,328	7	$4^3P_0 - 4^3D_1$
3302,584	7	$4^3P_1 - 4^3D_2$
3302,941	7	$4^3P_1 - 4^3D_1$

Tabla VII - a - 2 (Continuación)

3345,015	7	$4^3P_2 - 4^3D_3$
3345,570	7	$4^3P_2 - 4^3D_2$
3345,936	7	$4^3P_2 - 4^3D_1$
4292,885	6	$4^3P_1 - 5^1S_0$
4298,329	6	$4^1P_1 - 7^1S_0$
4680,135	5	$4^3P_0 - 5^3S_1$
4722,153	5	$4^3P_1 - 5^3S_1$
4810,530	5	$4^3P_2 - 5^3S_1$
5181,980	5	$4^1P_1 - 6^1S_0$
6237,897	4	$4^1P_1 - 4^3D_2$
6239,169	4	$4^1P_1 - 4^3D_1$
6362,340	4	$4^1P_1 - 4^1D_2$
6479,184	4	$5^1S_0 - 7^1P_1$
.0033,102	2	$5^3P_0 - 6^3D_1$
.0059,062	2	$5^3P_1 - 6^3D_2$
.0059,920	2	$5^3P_1 - 6^3D_1$
.0115,202	2	$5^3P_2 - 6^3D_3$
.0116,505	2	$5^3P_2 - 6^3D_2$
.1054,249	2	$4^1P_1 - 5^1S_0$
.1261,234	2	$4^1D_2 - 5^1F_3$

Las longitudes de onda que se presentan en las tablas VII - a - 1 y VII - a - 2, son, en general, promedios de cuatro o cinco mediciones independientes, habiéndose medido cada línea al menos dos veces. En cuanto a la precisión con que se efectuaron las medidas, se estima que en la región del infra-rojo (tabla VII - a - 1) donde se usó el detector de sulfuro de plomo, llega a $0,02 \text{ cm}^{-1}$, mientras que en la región del espectro donde se usaron placas fotográficas (tabla VII - a - 2), la precisión fue de unos $0,01 \text{ cm}^{-1}$. Estas cotas se obtuvieron al considerar tanto el acuerdo que se obtuvo entre las mediciones independientes, como por el acuerdo que se observa al comparar los valores de los números de ondas medidos con los valores correspondientes, calculados a partir de los niveles de energía que se determinaron en este trabajo (véase el capítulo VIII - a - 1).

Una vez que se hallaron estos valores de las longitudes de onda (tabla VII - a - 2), deben usarse los correspondientes números de ondas, referidos al vacío, para determinar los niveles de energía. Usando la tabla de conversión de longitudes de onda en aire standard a números de ondas en el vacío que publicó el National Bureau of Standards basándose en la fórmula de Edlén para la dispersión del aire, se obtuvieron los valores presentados en la tabla VII - a - 3. En esa tabla, la intersección de una fila con una columna, da el número de ondas de la transición entre esos dos niveles. Las columnas indican niveles impares, y las filas, niveles pares. Los casilleros con una cruz, representan transiciones prohibidas.

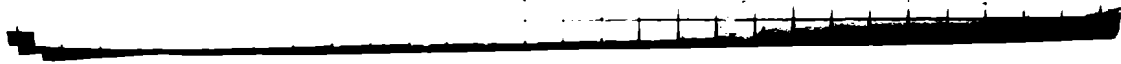


Tabla VII - a - 3) Números de ondas en el vacío de las transiciones observadas. Se obtuvieron a partir de las longitudes de onda en aire standard, presentadas en las tablas VII - a - 1 y VII - a - 2, usando las tablas de conversión del National Bureau of Standards. Las columnas representan niveles impares. Las filas, niveles pares. La intersección de una fila con una columna, da el número de ondas de la transición entre ambos niveles. Una cruz en la intersección significa que esa transición está prohibida.

β	α	α	α	α	α	α
$1s_0$	46.745,635					
$1s_0$	9.043,818	7.121,220	15.429,788			
$1s_0$	19.292,270					
$1s_0$	23.258,312					
D_2	15.713,344					6.375,691
D_2	21.593,093					
D_2	24.305,055					
$3s_1$						
$3s_1$						
$3s_1$						
D_1	16.023,343					
D_2	16.026,612					
D_3						
D_1						
D_2						
D_3						
D_1						
D_2						
D_3						

[illegible]

1.

-

Tabla VII - a - 3) Continuación

impares pares	4^3F	5^3F	6^3F	7^3F
4^1S_0				
5^1S_0				
6^1S_0				
7^1S_0				
4^1D_2		8.877,793		
5^1D_2				
6^1D_2				
5^3S_1				
6^3S_1				
7^3S_1				
4^3D_1	6.065,034			
4^3D_2	6.061,897			10.737,517
4^3D_3	6.057,031			10.733,619
5^3D_1				
5^3D_2				
5^3D_3				
6^3D_1				
6^3D_2				
6^3D_3				

En la fig. VII - a - 3 se presenta un esquema de los niveles de energía del cinc I. En esa figura no se indica la separación entre los niveles tripletes, para poder dibujarlos a escala. Al observar este esquema de niveles, se pone de relieve que el número de ondas de la transición $4^1S_0 - 4^3P_1$ sumado al de la transición $4^3P_1 - 5^1S_0$, menos el de la $4^1P_1 - 5^1S_0$, debe ser igual al número de ondas de la transición $4^1S_0 - 4^1P_1$:

$$32501,421 + 23287,807 - 9048,818 = 46745,410 \text{ cm}^{-1}$$

Sin embargo,

$$\sigma_{4^1S_0 - 4^1P_1} = 46745,635 \text{ cm}^{-1}$$

Por diversas razones se puede concluir que la medida de la transición $4^1S_0 - 4^1P_1$ es la que más se puede cuestionar. Al ver esa discrepancia se tuvo mucho cuidado en efectuar buenas mediciones de la transición $4^1S_0 - 4^3P_1$. Las razones más inmediatas que se pueden encontrar para rechazar la medida de 2138,563 Å de la transición $4^1S_0 - 4^1P_1$, son; i) como $|d\sigma| = \sigma^2 |d\lambda|$, a medida que la longitud de onda disminuye, es decir, a medida que el número de ondas aumenta, una pequeña incertidumbre en el conocimiento de la longitud de onda se traduce en una considerable incertidumbre en el número de ondas; ii) se trata de una línea resonante y por lo tanto puede haberse producido ensanchamiento por autoabsorción (véase el capítulo V - a - 3) con lo cual la precisión puede haber sido menor que la esperada; iii) las técnicas de medición en el ultravioleta lejano son más precarias que en zonas más cercanas al violeta. Pocos meses después de haberse terminado este trabajo, Palenius⁽⁷⁷⁾ en el mismo laboratorio de espectros-

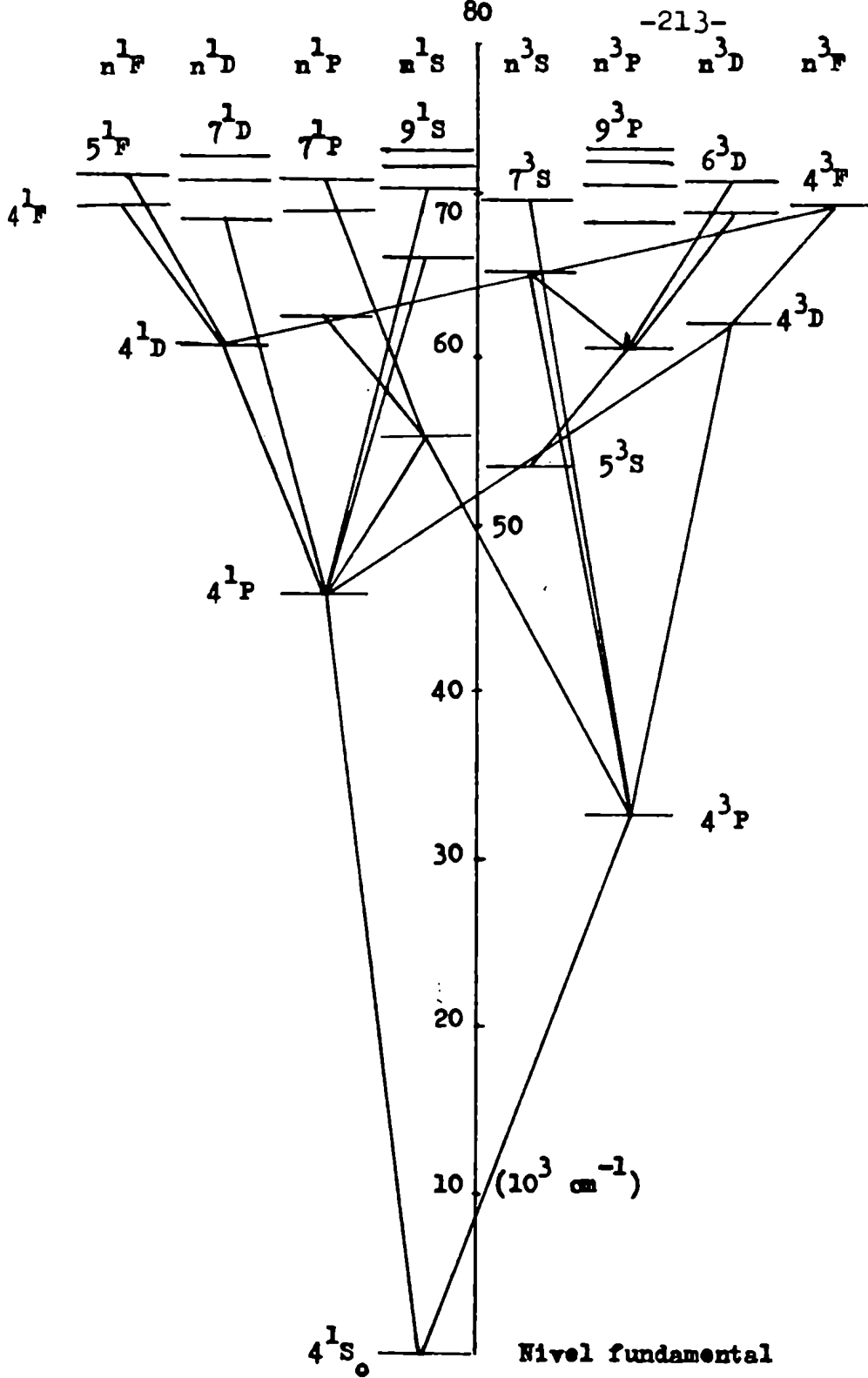


Fig. VII - a - 3) Esquema de los niveles de energía del espectro normal del cinc I. Se indican las transiciones donde se midieron componentes en el presente trabajo experimental.

copía de la Universidad de Lund, usando un espectrógrafo de ultra-violeta del vacío, midió las longitudes de onda de las líneas $4^1S_0 - 4^1P_1$ y $4^1S_0 - 5^1P_1$. Para la primera obtuvo un número de ondas en el vacío de $46.745,40 \text{ cm}^{-1}$ en vez de $46.745,64 \text{ cm}^{-1}$ lo que confirma que la precisión de esa medida distó mucho de ser aceptable. Al calcular los niveles de energía a partir de la transición $4^1S_0 - 4^3P_1$ se obtiene un número de ondas de $46.745,41 \text{ cm}^{-1}$. Este valor sólo difiere en $0,01 \text{ cm}^{-1}$ del resultado obtenido por Palenius. Esta medición, efectuada con un instrumento de vacío, permite confirmar que la precisión obtenida al medir la transición $4^1S_0 - 4^3P_1$ es muy superior a la precisión con que se midió el valor de $46.745,635 \text{ cm}^{-1}$ para la transición $4^1S_0 - 4^1P_1$.

Al considerar que la transición $4^1S_0 - 4^3P_1$ fue medida en forma muy precisa, se la puede adoptar como base para el cálculo de los niveles. Por lo tanto, se admite que el nivel 4^3P_1 está a $32.501,421 \text{ cm}^{-1}$ sobre el nivel fundamental. A partir de allí, las transiciones $4^3P_1 - 5^1S_0$, $4^3P_1 - 5^3S_1$, $4^3P_1 - 6^3S_1$, $4^3P_1 - 4^3D_1$ y $4^3P_1 - 4^3D_2$ permiten calcular los niveles 5^1S_0 , 5^3S_1 , 6^3S_1 , 4^3D_1 y 4^3D_2 , respectivamente. Se ve en la tabla VII - a - 4 cómo pueden calcularse otros niveles cuando se determinaron los que se indican más arriba. En la primera columna de esa tabla se presentan ciertos niveles con sus valores calculados a partir del conocimiento que ahora se tiene del nivel 4^3P_1 , y la forma en que se han deducido. En las otras columnas se indican otros niveles, en tal forma que la intersección de una fila con una columna, da el valor del nivel que encabeza la columna, deducido a partir del nivel que

Tabla VII - a - 4. Forma en que se han computado los niveles de energía. Las columnas muestran el cálculo de los mismos, a partir del conocimiento del nivel (o niveles) que caracterizan a una fila. Todo el esquema se basa en el conocimiento que se tiene del nivel 4^3P_1 .

	4^1P_1	5^1P_1	7^1P_1	4^3P_0
5^1S_0	46.745,410	62.910,448	71.219,016	
5^3S_1				32.311,354
5^3S_1				,351
4^3D_1	,413			,350
4^3D_2	,414			
$5^1S_0 - 4^1P_1$				
$5^1S_0 - 4^1P_1 - 4^1D_2$				
$5^3S_1 - 4^3P_0$				
$5^3S_1 - 4^3P_2$				
$5^3S_1 - 5^3P_1$				
$5^3S_1 - 5^3P_2$				
$5^3S_1 - 5^3P_2 - 5^3D_2$				
$5^3S_1 - 5^3P_2 - 6^3D_2$				
$5^3S_1 - 5^3P_1 - 6^3D_1$				
$5^3S_1 - 4^3P_2 - 4^3D_3$				
4^3P_1				
$5^3S_1 - 5^3P_0$				

	4^3P_2	5^3P_0	5^3P_1	5^3P_2	4^3F
1)					
2)	32.890,357	61.247,912	61.274,422	61.330,890	
3)	,352	,907	,453	,891	
4)	,343				68.833,790
5)	,343				,923
6)					
7)					
8)					
9)					
10)					
11)					
12)			,480	,891	
13)			,462	,891	
14)		,859			
15)					68.834,028
16)					

1^3F

6^1S_0

7^1S_0

4^1D_2

4^3D_1

73.509,543

66.037,680

70.003,722

62.458,558

62.768,753

,760

,760

)

)

)

)

)

) ,616

)

,756

4^3D_2

4^1F

7^1F

5^3F

4^3D_3

62.772,022

68.834,997 73.512,470 71.336,151

,040

62.776,997

)

)

)

)

)

)

)

,026

5^3D_1	5^3D_2	6^3D_1	6^3D_2	5^3D_3
----------	----------	----------	----------	----------

- | | | | | |
|-----|------------|------------|------------|------------|
| 1) | | | | |
| 2) | | | | |
| 3) | | | | |
| 4) | | | | |
| 5) | | | | |
| 6) | | | | |
| 7) | | | | |
| 8) | | | | |
| 9) | | | | |
| 10) | 68.579,172 | 68.580,688 | 71.212,135 | 71.212,982 |
| 11) | ,279 | ,746 | ,022 | 68.583,122 |
| 12) | | | | |
| 13) | | | | |
| 14) | | | | |
| 15) | | | | |
| 16) | | | | |
| 17) | ,178 | | ,188 | |

	6^3D_3	$5^3S_{,1}$	6^3S_1	5^1S_0
)				
)				
)				
)				
)				
)				
)				
)		53.672,280	65.432,336	
)				
0)		,280	,302	
1)	71.214,292	,280	,332	
2)				
3)				
4)				
5)				
6)		,280	,333	55.789,228

encabeza esa fila. Los distintos valores que así se obtienen para un mismo nivel de energía, se pueden promediar para encontrar el valor más aceptable del mismo. Al hacer esto debe tenerse en cuenta que la precisión con que se conocen los números de ondas de las distintas transiciones, no es la misma. Por lo tanto, antes de efectuar el promedio debe dársele a los distintos valores, el peso que se considere conveniente, de acuerdo a la cantidad de transiciones sumadas para obtener la energía del nivel, y de acuerdo a la precisión con que se conocen los números de ondas de las transiciones que se sumaron. Los valores promedio de los niveles de energía, se presentan en el capítulo siguiente, en la sección Conclusiones en el Cinc.

Puesto que se calcularon seis niveles de energía de las series n^1S_0 , n^3P_1 y n^3P_2 , se las puede usar para determinar la energía límite E_L , con una precisión mayor que con la que se la presenta en Atomic Energy Levels⁽⁷³⁾. Como se considera que el nuevo valor de E_L no diferirá significativamente del valor anterior, se va a usar un método de aproximaciones sucesivas. Una vez que se conocen los niveles de energía, hay que conocer los términos $T_n = E_L - E_n$ para esas tres series. E_n es el valor del nivel n de energía, considerando que el estado fundamental tiene una energía igual a cero. Como primer paso para calcular los términos, se toma a E_L de acuerdo con el valor aceptado en Atomic Energy Levels. Los términos no perturbados responden a una fórmula del tipo de la de Rydberg:

$$T_n = R_{Zn}/n^{*2} = R_{Zn}/(n - \delta)^2 \quad (1)$$

donde R_{Zn} es la constante de Rydberg para el cinc, n^* es el número cuántico efectivo, n es el número cuántico que corresponde al índice n del término T_n , y δ es el defecto cuántico definido por $\delta = n - n^*$. Ritz sugirió desarrollar a δ en serie en función del valor del término correspondiente, para el caso de átomos alcalinos. Posteriormente esta fórmula fue generalizada para el caso de átomos con dos electrones fuera de la capa cerrada. Como T_n está dado por la ecuación (1), se puede desarrollar al defecto cuántico δ en función de los "términos reducidos" $t_n = 1/n^{*2}$, es decir, en función de los términos espectrales medidos en unidades de la constante de Rydberg para el cinc. Tomando el desarrollo:

$$\delta = n - n^* = a + bt + ct^2 + dt^3 \quad (2)$$

hay que usar cuatro términos para conocer las constantes a , b , c y d . Como se conocen seis términos de las series n^1S_0 , n^3P_1 , n^3P_2 , se puede usar a dos de ellos para verificar si el cálculo de δ es correcto o no. El conocimiento de los términos se basa en el conocimiento de E_L . Si los dos términos que sirven para verificar la fórmula (2) no concuerdan en forma debida, se puede cambiar el valor de E_L en forma tal que esa diferencia sea mínima. En la tabla VII - a - 5 se indica el procedimiento empleado para calcular las constantes a , b , c y d de la ecuación (2) para esas tres series. En la primera columna se presenta al número cuántico n . En la segunda, al valor del término correspondiente, en cm^{-1} , calcula-

do como $T_n = E_L - E_n$ donde E_n es la energía del nivel n , y E_L es la energía límite tomada como $E_L = 75.767,80 \text{ cm}^{-1}$. En la tercera, se indica n calculado a partir de $n^* = (R_{Zn}/T_n)^{1/2}$ se tomó $R_{Zn} = 109.736,39 \text{ cm}^{-1}$. En la cuarta, figuran los

Tabla VII - a - 5

Ejemplo del uso de la serie n^3P_2 para calcular E_L por medio de aproximaciones sucesivas. Ya se ha obtenido el valor: $E_L = 75.767,60 \text{ cm}^{-1}$.

n	$T=E_L - E_n$	$n^* = (R_{Zn}/T_n)^{1/2}$	δ	$t=1/n^{*2}$
4	42.877,25	1,5997859	2,4002141	0,3907295
5	14.436,71	2,7570283	2,2429717	0,1315581
6	7.665,79	3,7835273	2,2164727	0,0698563
7	4.775,41	4,7936906	2,2063094	0,0435171
8	3.263,37	5,798854	2,201146	0,029738
9	2.371,72	6,802110	2,197890	0,021612

valores del defecto cuántico tomado como $n - n^*$. En esta forma se obtiene para este caso particular, un sistema de cuatro ecuaciones lineales con cuatro incógnitas: a , b , c , y d . Al resolverlo, teniendo en cuenta que $t = 1/n^2$, se obtiene para la aproximación particular de esa tabla,

$$\delta = 2,1909578 + 0,332656 t + 0,45508 t^2 + 0,1643 t^3 \quad (3)$$

que permite calcular el valor de los niveles 8^3P_2 y 9^3P_2 . (Nótese que para calcular estos niveles deben usarse los términos t_n en el cálculo de los defectos cuánticos correspondientes, que se calculan a partir del valor E_L en la aproximación considerada. Sin embargo, al observar la ecuación (3) se ha-

es evidente que una pequeña modificación en el valor de E_L , sin modificar los coeficientes, no tiene mayor influencia en el resultado). Los valores que se obtienen son:

$$\begin{aligned} T(8^3P_2) &= 3263,49 \text{ cm}^{-1} \\ T(9^3P_2) &= 2372,05 \text{ cm}^{-1} \end{aligned} \quad (4)$$

Tomando:

$$\begin{aligned} T(8^3P_2) &= E_L - E(8^3P_2) = 3263,37 \text{ cm}^{-1} \\ T(9^3P_2) &= E_L - E(9^3P_2) = 2371,72 \text{ cm}^{-1} \end{aligned} \quad (5)$$

se encuentran esos valores usando la aproximación considerada en la tabla VII - a - 5, para el valor de E_L . Al comparar los resultados (4) y (5), se concluye que aún pueden tomarse otras aproximaciones a fin de minimizar sus diferencias. Si bien estos cálculos se efectuaron para la serie n^3P_2 , se puede hacer lo propio con las series n^3P_1 y n^1S_0 , y se obtienen diferencias de igual signo que las de la serie n^3P_2 . Al continuar con este proceso, se llega a los resultados que se presentan en la tabla VII - a - 6.

Tabla VII - a - 6

Fórmula de Ritz para las series n^1S_0 , n^3P_1 y n^3P_2 :

$$\begin{aligned} n^1S_0 : \delta &= 2,630372 + 0,116290 t + 0,133056 t^2 + 0,068181 t^3 \\ n^3P_1 : \delta &= 2,196654 + 0,322198 t + 0,520348 t^2 + 0,046492 t^3 \\ n^3P_2 : \delta &= 2,191576 + 0,321599 t + 0,518502 t^2 + 0,064134 t^3 \end{aligned}$$

Estos resultados se obtuvieron considerando que:

Tabla VII - a - 6 (continuación)

$$R_L = 75.768,10 \text{ cm}^{-1}; \quad R_{Zn} = 109.736,39 \text{ cm}^{-1}; \quad t = 1/n^{*2}$$

Diferencia entre los valores observados y calculados a partir de la fórmula de Ritz, usando los parámetros de arriba para calcular los defectos cuánticos:

n	n^1S_0	n^3P_1	n^3P_2
4	0	0	0
5	0	0	0
6	0	0	0
7	0	0	0
8	- 0,02	- 0,13	- 0,01
9	+ 0,22	- 0,10	+ 0,11

--

Resultados experimentales en el cadmio.

Para medir la estructura hiperfina de la transición de 2265 Å ($5s\ ^2S_{1/2} - 5p\ ^2P_{1/2}$) del cadmio II, se usaron espaciadores para el interferómetro de Fabry-Perot de 2 y 5 cm de longitud, respectivamente. Para registrar las imágenes de interferencia producidas por el interferómetro, se usaron placas fotográficas Ilford Q.1 y Q.2. Los tiempos de exposición variaron entre 2 y 9 horas. Recubrimientos de aluminio de mayor espesor en las placas del interferómetro, intentando aumentar la reflectividad, requerirían tiempos de exposición mayores que 9 horas. Como la carga del horno de la fuente luminosa se agota al cabo de unas nueve horas de trabajo, y ya que para volver a llenarlo es indispensable desarmar la cámara de vacío, volviendo a alinear cuidadosamente todo el equipo una vez que se ha puesto una carga nueva de cadmio, es imposible continuar con la misma exposición durante tiempos superiores a nueve horas. Es de notar que para obtener un buen alineamiento, es indispensable hacer pasar un haz de luz desde la fuente, a través del espectrógrafo, y observarlo en la posición del porta-placas. Se constató que emplear tiempos de exposición muy largos, usando las placas fotográficas de grano fino, tipo Q.1, y una transmisión baja en las placas del interferómetro, en general no conducía a mejores resultados que si se acortaban algo los tiempos de exposición, usando placas fotográficas de grano mediano, tipo Q.2, y mayores transmisiones en las placas del interferómetro. Como ya se discutió al considerar las condiciones experimentales en que este trabajo se llevó a cabo, se supone fueron dos los factores importantes que contribuyeron a que la longitud del tiem-

po de exposición fuera asunto tan crítico: por un lado, la falta de control estricto de las condiciones atmosféricas, y por otro, un nivel de vibraciones en el edificio que puede haber sido excesivo para mantener una posición estacionaria relativa de las distintas partes del equipo. Otra ventaja adicional que se obtuvo al acortar los tiempos de exposición, fue que una misma carga de cadmio permitía tomar más de una fotografía, con lo cual la nitidez de las imágenes de interferencia permitía juzgar la corrección del alineamiento, habiendo así posibilidades de corregirlo. Debe recordarse lo dicho antes, sobre la imposibilidad de armar la cámara de vacío en la misma posición, toda vez que se recarga el horno. Por lo tanto, es imposible efectuar una corrección del alineamiento usando exposiciones largas, al observar las impresiones fotográficas. Para revelar las placas fotográficas, en todos los casos se usó revelador Ilford tipo microphene.

Cuando se usó el etalón de 2 cm de longitud, las placas fotográficas de las imágenes de interferencia, mostraron tres componentes. Una de ellas es mucho más intensa y ancha que las otras dos. Se supone que está producida por las componentes no resueltas, provenientes de cuatro isótopos pares. A esta componente de ahora en adelante, se le llamará la componente 1 del espaciador de dos centímetros. Similarmemente, a las otras dos, más débiles, se las designará como las componentes 2 y 3 del espaciador de 2 cm. Se supone que están producidas por algunas componentes magnéticas de los isótopos impares.

En la fig VII - b - 1 se muestra esquemáticamente la imagen de interferencia producida por el etalón de 2 cm. Las distancias entre las distintas componentes que se indican en esa figura, son los valores medios de 13 mediciones independientes. Los errores que se citan, son las desviaciones standard de ese conjunto de medidas.

En la mayoría de los registros fotográficos obtenidos con el etalón de 5 cm, aparecen también tres componentes. Sin embargo, en unos pocos casos, una cuarta componente débil también es visible. Se tomó un conjunto de medidas de esa cuarta componente, obteniéndose resultados concordantes. Pese a ello, se estima que el error probable del resultado, puede ser mayor que el valor obtenido al tomar la desviación standard del conjunto de medidas. A estas componentes se las designará como las componentes 1, 2, 3 y 4 del espaciador de 5 cm. En la fig. VII - b - 2 se muestra un esquema de las imágenes de interferencia obtenidas con este espaciador.

A fin de interpretar la estructura hiperfina a partir de las mediciones efectuadas, debe hacerse alguna suposición, y luego ver si se obtienen resultados consistentes. Como punto de partida, pueden compararse las figuras VII - b - 2 con la fig. I - b - 3. Aunque probablemente deban hacerse correcciones, parecería una buena suposición decir que: la componente 1 del etalón de 5 cm está producida por el isótopo de número de masa 114; la componente 2 está producida por el isótopo de masa 112; la 3 por el isótopo de masa 110; y la 4 por el isótopo de masa 116, aunque esta última componente pertenece a diferente orden de interferencia en la fig.

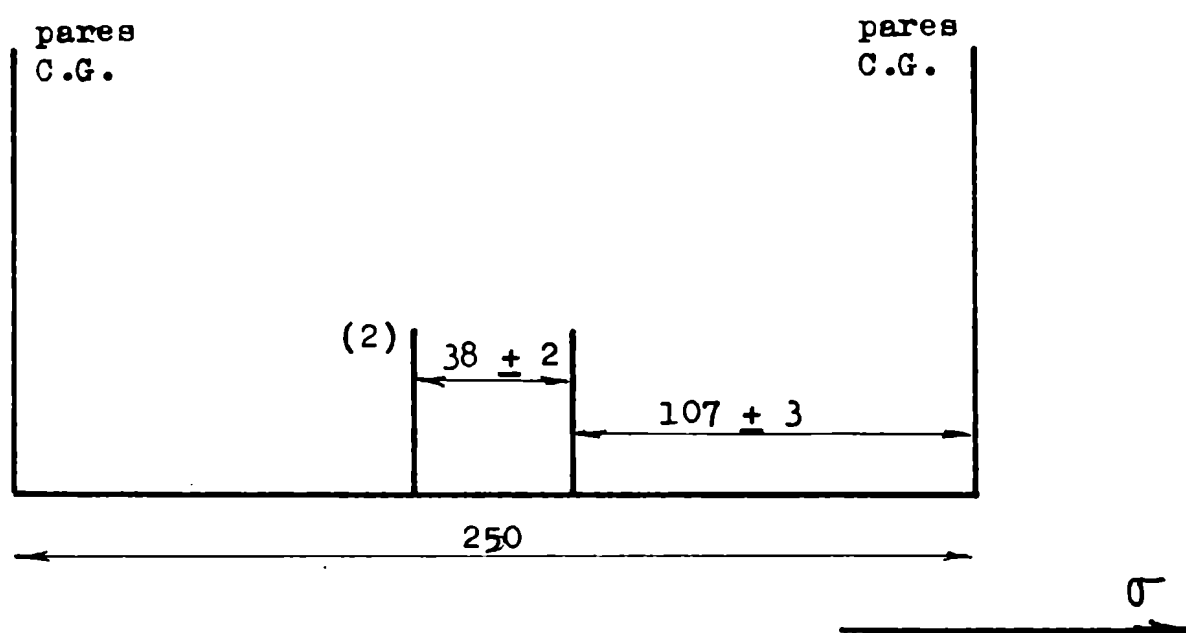


Fig. VII - b - 1) Esquema de la imagen de interferencia que se obtuvo al usar el interferómetro de Fabry-Perot con el espaciador de 2 cm. Las distancias están dadas en mk. Los valores que aquí se presentan, se obtuvieron como valor medio de 13 medidas independientes. Los errores que acompañan a estos valores, son las desviaciones cuadráticas media de las 13 mediciones.

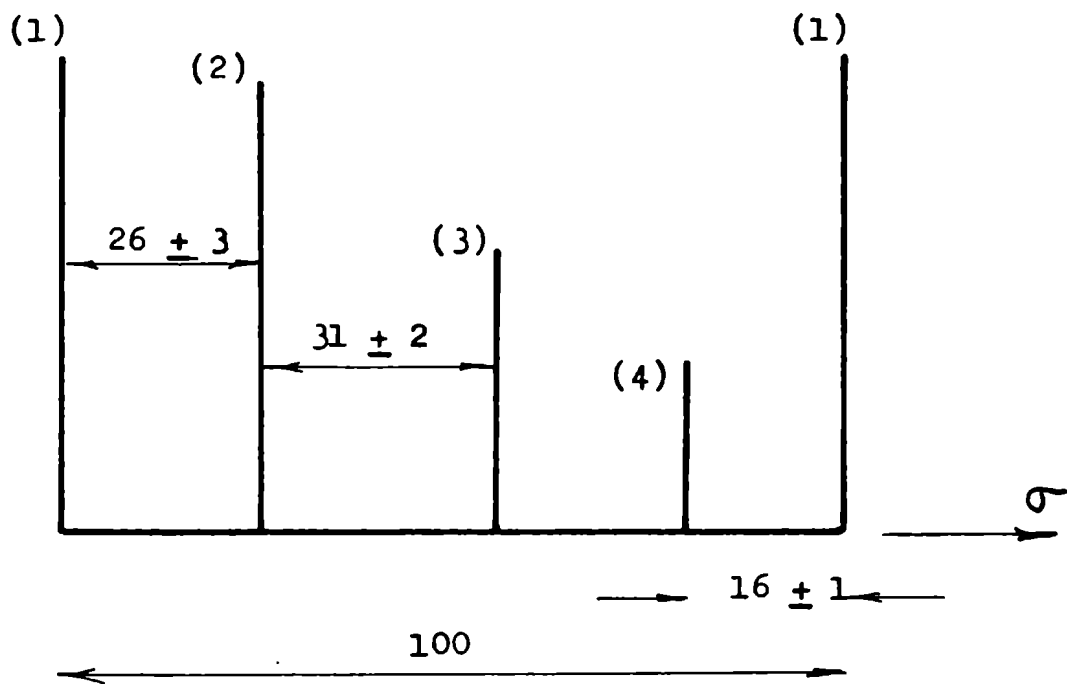


Fig. VII - b - 2) Esquema de la imagen de interferencia que se obtuvo con el espaciador de 5 cm. Las distancias entre las componentes (1) y (2) y (2) y (3) son los valores medios de 19 medidas independientes de tres placas fotográficas. La separación entre las componentes (4) y (1) es el valor medio de 5 medidas independientes efectuadas en una placa fotográfica. Los errores que se citan, son las desviaciones cuadráticas medias. Todas las distancias están dadas en mk.

VII - b - 2. Luego se efectuarán algunas correcciones para tener en cuenta a las componentes producidas por los isótopos impares. Las componentes producidas por los isótopos de masas 106 y 108 se desprecian, debido a la baja abundancia relativa que los mismos presentan en el cadmio natural. Con estas suposiciones, se puede encontrar el cociente entre las separaciones deducidas en esta forma, y las que se muestran en la fig. I - b - 2 para la línea de 3261 A del cadmio I. Así se obtiene:

$$\frac{\Delta\sigma'_{114-112}}{\Delta\sigma_{114-112}} \approx 1,9; \quad \frac{\Delta\sigma'_{112-110}}{\Delta\sigma_{112-110}} \approx 1,9$$

De aquí se concluye que, en lugar del factor 1,6 que se supuso en la fig. I - b - 3 para el cociente entre los corrimientos isotópicos de la línea de 2265 A del cadmio II y aquéllos de la línea de 3261 A del cadmio I, un valor más razonable de ese cociente, es 1,9. Al aceptar esto, se puede estimar la distancia entre los centros de gravedad de los dos isótopos impares de la línea de 2265 A. Esa estimación es:

$$\Delta\sigma'_{111-113} \approx 1,9 \Delta\sigma_{111-113} = 1,9 \times 17 \text{ mk} \approx 32 \text{ mk.} \quad (1)$$

Las cantidades primadas se refieren a la línea de 2265 A, y las sin primar, se refieren a la línea de 3261 A.

Ya que los isótopos de masa 111 y 113 tienen diferentes momentos magnéticos nucleares (véase cap. I - b), las compo-

mentes a^{111} y a^{113} , etc., no están separadas por la cantidad obtenida en la ecuación (1). Para ver la influencia de las componentes magnéticas en la imagen de interferencia, debe estimarse cuál es la separación entre a^{111} y a^{113} , etc. Para ello, se pueden usar los valores muy precisos de los momentos magnéticos nucleares dados por Mack⁽⁶⁹⁾. Ellos son:

para el cadmio 111: - 0,5949 n.m.; y

para el cadmio 113: - 0,6224 n.m.

Para estimar el desdoblamiento, de los términos $5s$ y $5p_{1/2}$ del cadmio II, se pueden usar las ecuaciones (1) y (2) del capítulo I - b. En esa forma, se obtiene:

$$a(5s) = 0,4186 g(I) = 0,4186 \times 2 \times \mu \quad (2)$$

$$\text{y } a(5p_{1/2}) = 0,062 g(I) = 0,062 \times 2 \times \mu \quad (3)$$

donde μ es el momento magnético nuclear. Para el cadmio 111 se tiene:

$$a_1(5s) = - 0,4186 \times 2 \times 0,5949 = - 498 \text{ mk} \quad (4)$$

$$a_1(5p_{1/2}) = 0,062 \times 2 \times 0,5949 = - 74 \text{ mk} \quad (5)$$

Para el cadmio 113 se tiene:

$$a_2(5s) = - 0,4186 \times 2 \times 0,6224 = - 521 \text{ mk} \quad (6)$$

$$a_2(5p_{1/2}) = - 0,062 \times 2 \times 0,6224 = - 77 \text{ mk} \quad (7)$$

Esta estimación de la estructura magnética de los niveles $5s$ y $5p_{1/2}$, para ambos isótopos impares, se muestra en la fig. VII - b - 3. Con estos datos se pueden calcular las distancias de cada componente al centro de gravedad del isótopo en cuestión. Usando la ecuación (1) se puede estimar la distri-

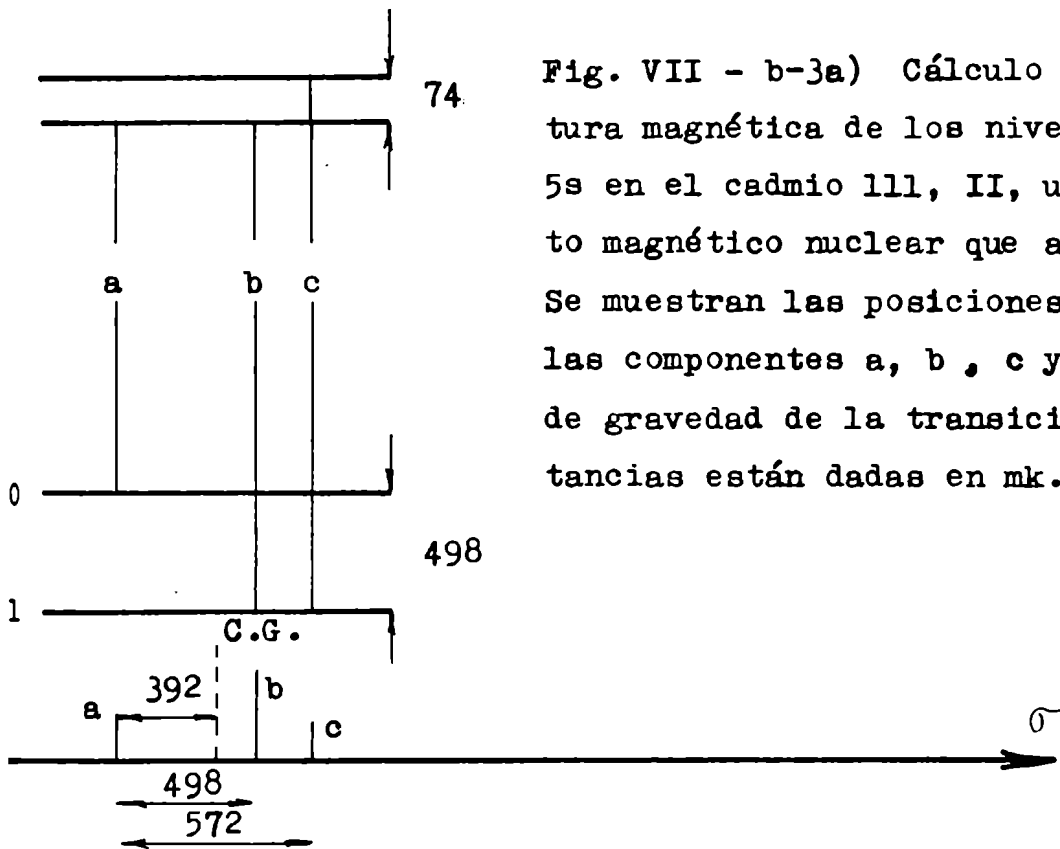


Fig. VII - b-3a) Cálculo de la estructura magnética de los niveles $5p_{1/2}$ y $5s$ en el cadmio 111, II, usando el momento magnético nuclear que acepta Mack^(34T). Se muestran las posiciones relativas de las componentes a, b, c y del centro de gravedad de la transición. Las distancias están dadas en mk.

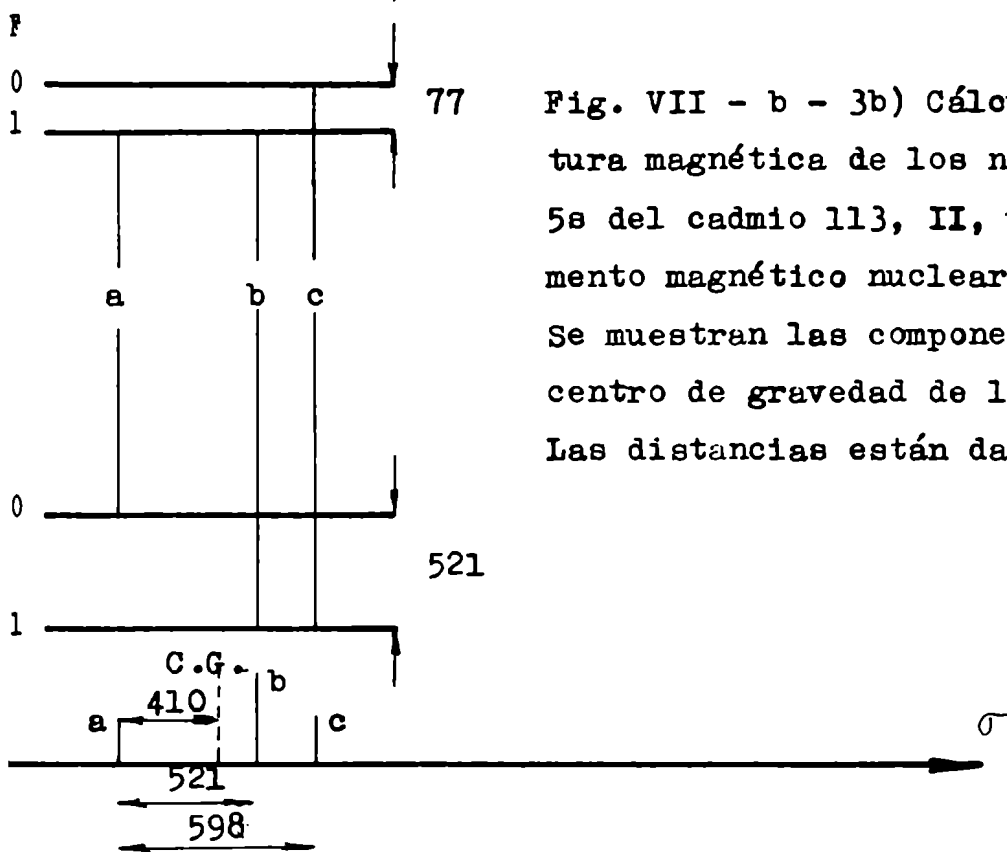


Fig. VII - b - 3b) Cálculo de la estructura magnética de los niveles $5p_{1/2}$ y $5s$ del cadmio 113, II, usando el momento magnético nuclear que acepta Mack⁽³⁾. Se muestran las componentes a, b, c y el centro de gravedad de la transición. Las distancias están dadas en mk.

bución de componentes debidas a los isótopos impares. Este resultado se muestra en la fig. VII - b - 4. De allí se puede ver ahora cuál es la imagen de interferencia que debe esperarse al usar el espaciador de 2 cm. Este resultado se muestra en forma esquemática en la fig. VII - b - 5.

Ahora es posible comparar la fig. VII - b - 1 con la fig. VII - b - 5. Basándose en sus intensidades, y comparando estos resultados con los obtenidos previamente por Sutherland⁽¹⁰⁸⁾, puede suponerse con bastante certeza que las componentes 2 y 3 del espaciador de 2 cm son producidas por los isótopos impares. La comparación entre estas dos figuras hace evidente que las suposiciones hechas hasta este momento, son razonables. La componente 3 del espaciador de 2 cm se debe a la superposición de las componentes a^{111} y b^{111} . La separación que se calcula entre estas componentes es tan sólo de 2 mk. Este valor hace imposible pensar en resolverlas. La componente 2 del espaciador de 2 cm surge de la mezcla no resuelta de las componentes a^{113} y b^{113} . Nuevamente, estas componentes se encuentran muy juntas como para que pueda esperarse su resolución. El cálculo de la separación entre la componente 3 del espaciador de 2 cm y el centro de gravedad de las componentes pares, es de 105 mk. El valor medido para esa separación es de 107 ± 3 mk. El cálculo de la separación entre las componentes 2 y 3 del espaciador de 2 cm, da 35 mk, mientras que el valor medido es de $38 \text{ mk} \pm 2 \text{ mk}$, valores éstos que concuerdan más o menos satisfactoriamente.

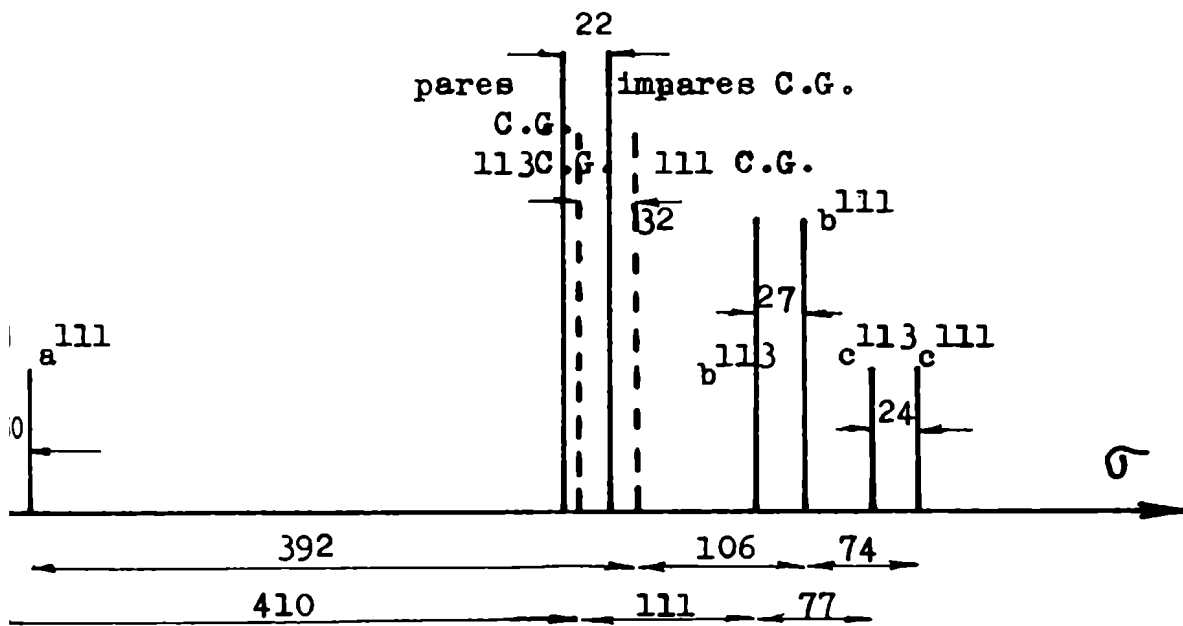


Fig. VII - b - 4) Cálculo de la distribución de las componentes magnéticas de los isotópos impares y sus posiciones relativas respecto del centro de gravedad de las componentes pares. La distancia entre los centros de gravedad de las componentes pares e impares, se tomó igual a aquélla de la línea del Cd I 3261 A multiplicada por 1,9. Las distancias están dadas en mk, y, al igual que las intensidades relativas, están dibujadas a escala.

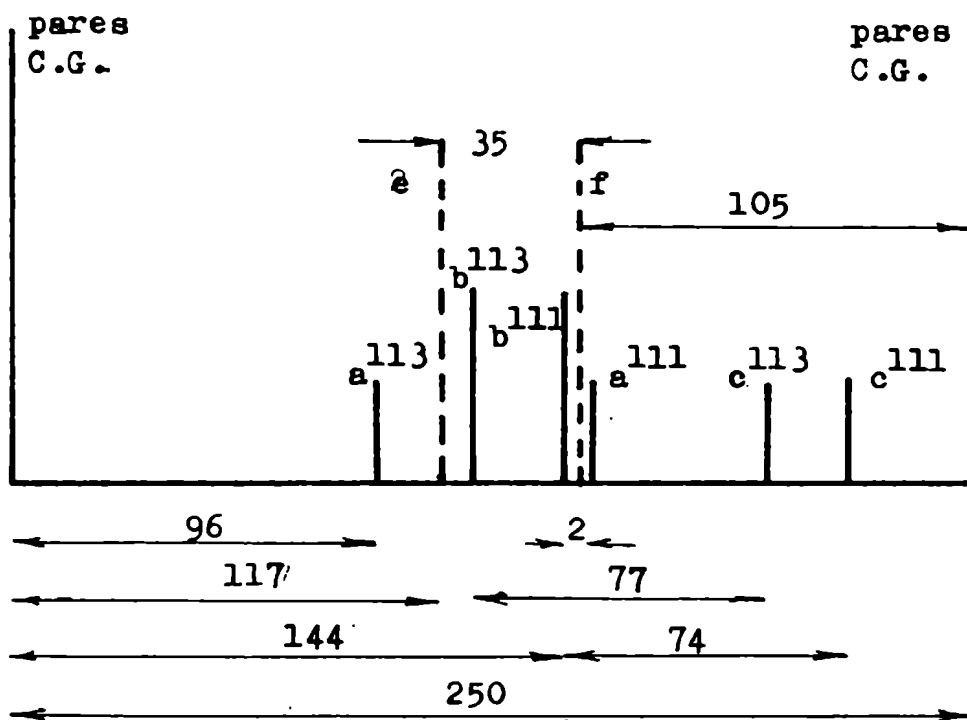


Fig. VII - b - 5) Dibujo esquemático de la imagen de interferencia que se esperaba obtener con el espaciador de 2 cm, aceptando la estructura magnética presentada en la fig. VII - b - 4). Tanto las distancias como las intensidades relativas se muestran aproximadamente a escala. e indica el centro de gravedad de las componentes a^{113} y b^{113} . f indica el centro de gravedad de las componentes a^{111} y b^{111} .

A fin de introducir algunas correcciones en las posiciones de los isótopos pares observadas con el espaciador de 5 cm, debe determinarse por medio del cálculo la distribución de las componentes impares al usar ese etalón. Así se obtiene la fig. VII - b - 6, donde se muestra esquemáticamente esa distribución. La distancia medida entre las componentes 1 y 2 del espaciador de 5 cm, es la distancia entre las componente m y la producida por el isótopo 114. La componente m se supone que está localizada en el centro de gravedad de las componentes 112, b¹¹³ y o¹¹¹. El cálculo da que la distancia entre la 112 y m es de 2 mk. Por lo tanto, el corrimiento isotópico entre las componentes 114 y 112 es de 2 mk menor que la distancia entre las componentes 1 y 2.

Con estos nuevos valores para los corrimientos isotópicos entre las componentes pares, es posible calcular un nuevo valor para el cociente entre éstos, y los de la línea de 3261 Å del Cd I. En esta forma, se estima que ese cociente es de 1,8, con un error probable al menos de 0,1. Este valor es ligeramente inferior al encontrado antes. Si ahora se lo usa para calcular la distribución de las componentes magnéticas provenientes de los isótopos impares, al cambiar la distancia entre los centros de gravedad de las componentes pares e impares, la imagen de interferencia del espaciador de 2 cm toma la forma indicada en la figura VII - b - 7. Sin embargo, en esta forma la separación entre las componentes e y f no concuerda muy bien con los resultados experimentales. La distancia calculada es de 33 mk, mientras que la distancia medida es de 38 ± 2 mk. Para explicar esta dis-

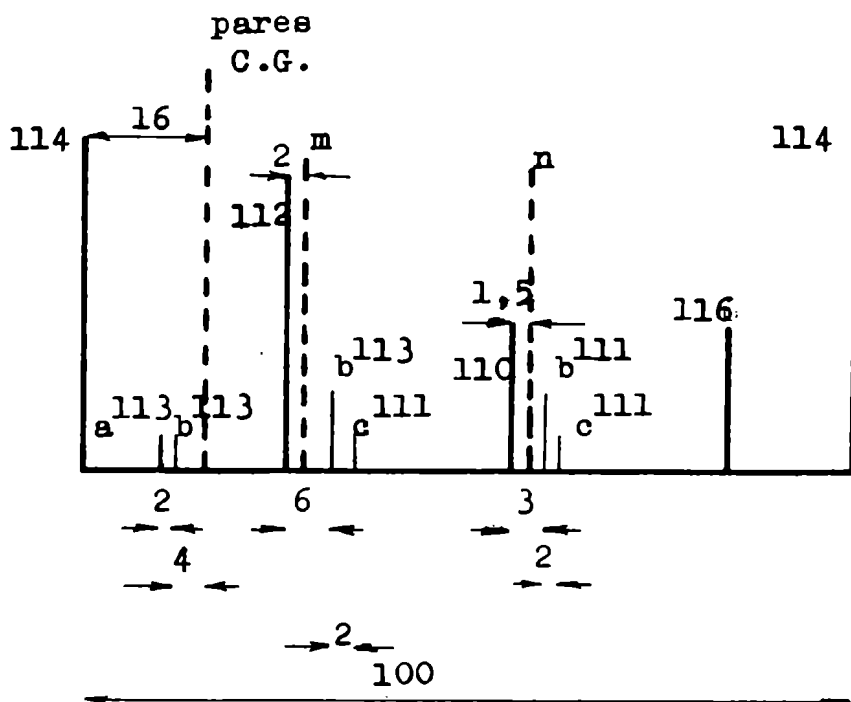


Fig. VII - b - 6) Esquema de la distribución de las componentes impares en la imagen de interferencia que se obtiene al usar el espaciador de 5 cm. Se usó un factor 1.9 para multiplicar las distancias entre las componentes de la línea 3261 A del Cd I. En esta forma se puede encontrar un valor aproximado de la distancia entre las componentes ll2 y m (m indica el centro de gravedad de las componentes ll2, b^{ll3} y c^{ll1}) y la distancia entre ll0 y n (n indica el centro de gravedad de las componentes ll0, b^{ll1} y a^{ll1}). Una vez que se han calculado estas distancias, se puede efectuar una segunda aproximación, considerando que las que se midieron eran las componentes m y n. Con las nuevas separaciones entre las componentes pares, es posible calcular un nuevo factor de conexión con las separaciones entre las componentes de la línea 3261 A del Cd I. Un valor de 1,8 para este factor se considera como segunda aproximación. Ya que las componentes a^{ll3} y e^{ll3} quedan aprox. a mitad de camino entre las ll4 y ll2, por de pronto no se las considera.

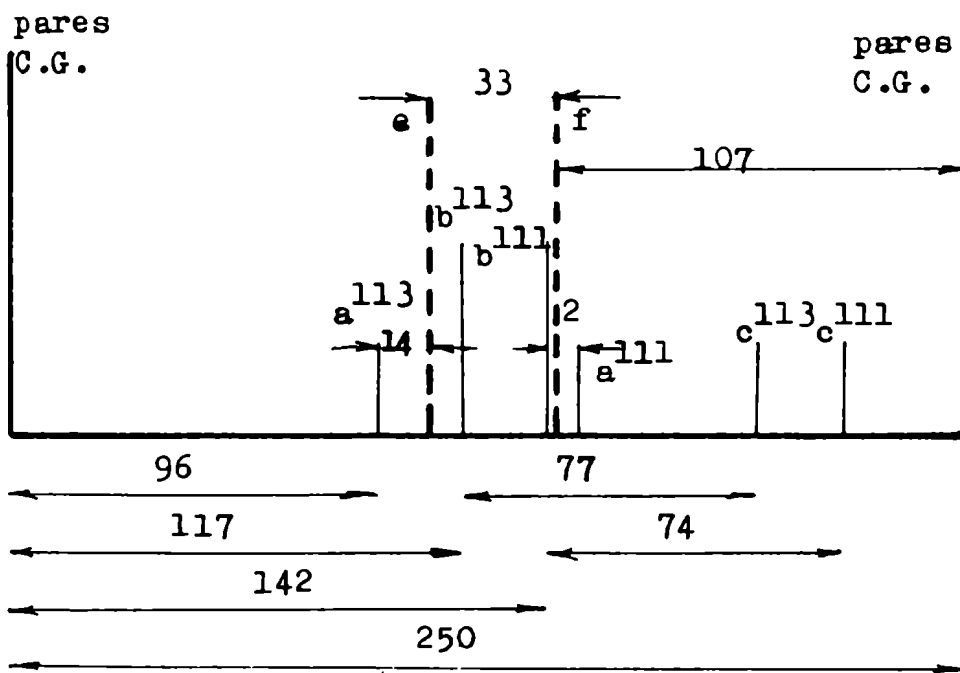


Fig. VII - b - 7) Si se supone que el factor antes mencionado tiene un valor de 1,8, la imagen de interferencia que se espera con el espaciador de 2 cm, que se mostró en la fig. VII - b - 5, toma esta forma. Como antes, e indica el centro de gravedad de a^{113} y b^{113} , y f indica el centro de gravedad de b^{111} y a^{111} . La distancia entre e y f resulta demasiado pequeña al compararla con el valor medido. Se supone que el centro de gravedad de 113 debería estar corrido 2 mk hacia el lado de menores frecuencias, y que el centro de gravedad de la 111 debería estar desplazado cerca de 1 mk hacia el lado de mayores frecuencias. Como se indicara antes, estos corrimientos están dentro de los límites de los valores dados por Kelly y Tomchuk^(26T) para la línea de 3261 Å del Cd I. La distancia entre f y el centro de gravedad de las componentes pares, concuerda con los valores experimentales.

crepancia, debe recordarse que, de acuerdo con los datos de Kelly y Tomchuk⁽⁵⁸⁾ de la línea de 3261 Å, las posiciones de los centros de gravedad de las componentes impares, relativa a la posición de las componentes pares, se conocen con incertidumbres de 1,6 mk para el Cd¹¹¹ y 1,3 mk para el Cd¹¹³. Al multiplicar estos valores por 1,8 se obtienen, respectivamente, 2,9 mk y 2,3 mk. Entonces, a fin de llegar a un acuerdo entre las suposiciones anteriores y los resultados experimentales, se supone: que el centro de gravedad de la componente 111 en la línea de 2265 Å del Cd II, está corrido 1 mk hacia frecuencias más altas, con respecto a la posición que se muestra en la fig. VII - b - 4; y que el centro de gravedad de la componente 113 está corrido hacia frecuencias más bajas, también con respecto a la posición que ocupa en la fig. VII - b - 4. Con estas correcciones y los nuevos valores obtenidos para el cociente entre los corrimientos isotópicos de las líneas de 2265 Å y de 3261 Å, se pueden calcular las posiciones tanto de las componentes magnéticas como de las componentes pares al usar el espaciador de 5 cm. Esos resultados se muestran en la figura VII - b - 8.

Para encontrar la distribución de componentes en la imagen de interferencia producida por el espaciador de 2 cm, tan solo es necesario correr en la fig. VII - b - 7 la componente f, 1 mk hacia la derecha (frecuencias más altas) y la componente e, 2 mk hacia la izquierda (frecuencias más bajas). En esa forma, la distancia entre e y f es de 36 mk. Este valor concuerda razonablemente bien con el valor medi-

do de 38 ± 2 mk. En esa forma también se encuentra que concuerdan los valores de la fig. VII - b - 8 con aquéllos de la fig. VII - b - 2.

También es posible estimar la influencia de las componentes a^{113} y c^{113} en la fig. VII - b - 8. De acuerdo con el límite resolutor experimental, el ancho medio del aparato (véase el capítulo VI - c) es de 9 mk. Si se supone que estas dos componentes se hallan localizadas en su centro de gravedad, con una intensidad igual a la suma de sus intensidades, el perfil de esta resultante tiene la mitad de su intensidad máxima en la posición de la componente 114 . Lo mismo es cierto para la componente 114 en la posición del centro de gravedad de a^{113} y c^{113} . Al graficar los perfiles de estas líneas se observa que el máximo de la 114 se encuentra desplazado $0,3$ mk hacia las componentes a^{113} y b^{113} . Ya que este valor es bastante menor que el límite dado por los errores experimentales, a esta corrección no se la tomará en cuenta. Lo mismo es válido para la influencia que las componentes a^{113} y b^{113} ejercen sobre la componente 112 .

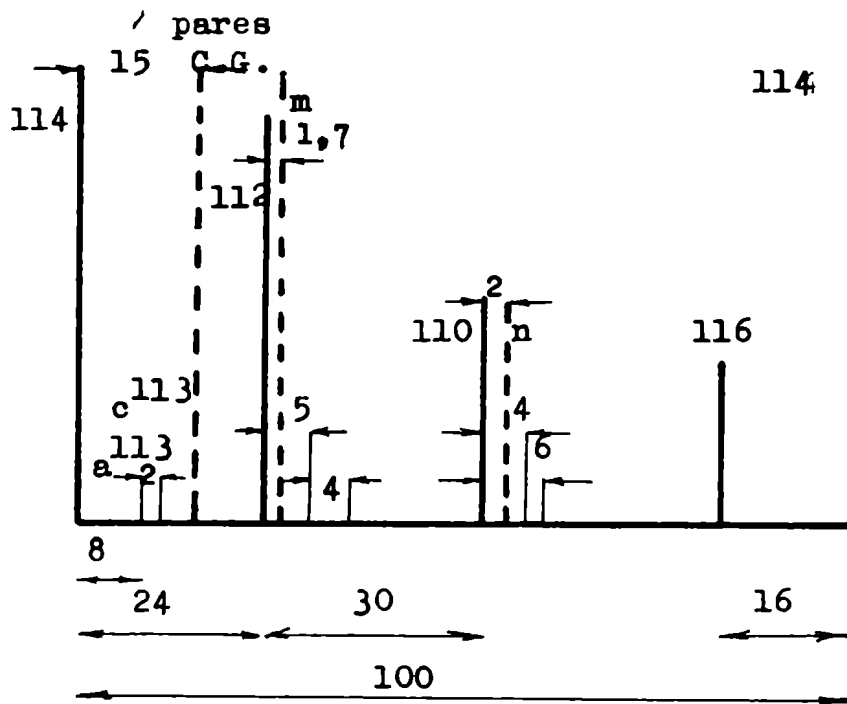


Fig. VII - b - 8) Suponiendo que el isótopo de masa 113 tiene el centro de gravedad corrido 2 mk hacia el lado de frecuencias menores y que el de masa 111 lo tiene corrido 1 mk hacia el lado de frecuencias mayores, con respecto a las posiciones que se muestran en la fig. VII - b - 4, y usando un factor de 1,8 para conectar los corrimientos isotópicos entre las componentes de las líneas de 3261 Å del Cd I y 2265 Å del Cd II, ésta es la imagen de interferencia que se calcula para el espaciador de 5 cm. Como antes, m indica el centro de gravedad de 112, b^{113} y c^{111} , y n indica el centro de gravedad de 110, b^{111} y a^{111} . Debe notarse que la distancia entre 114 y m, al igual que la distancia entre m y n, concuerdan con los valores experimentales. Puede efectuarse una pequeña corrección para tener en cuenta a las componentes a^{113} y c^{113} .

VIII - a

Conclusiones en el cine

De acuerdo con los cálculos realizados en el capítulo VII - a, se midieron las longitudes de onda de 45 líneas del espectro normal del cinc, determinándose sus números de ondas en el vacío por medio de la tabla del National Bureau of Standards que se basa en la fórmula de Edlén para la dispersión del aire. Con esos resultados fue posible calcular nuevos valores para 16 niveles singuletes y 32 niveles tripletes del espectro normal. Algunas líneas que ya habían sido medidas por Hetzler, Boreman y Burns⁽⁴⁵⁾, no se midieron en el presente trabajo. En esos casos se adoptaron los valores de las longitudes de onda presentados por esos autores, pero para obtener los números de ondas se redujeron al vacío usando la fórmula de Edlén, que no se conocía cuando publicaron ese trabajo. En la tabla VIII - a - 1 se comparan los resultados obtenidos en el capítulo anterior, con otros que habían sido publicados previamente. En la primer columna de esa tabla se indican los valores hallados en el presente trabajo experimental, para las longitudes de onda en aire standard. La falta de cifras decimales indica que en este trabajo, esas líneas no han sido medidas. En la segunda columna se dan las cifras decimales de mediciones efectuadas por otros observadores. A continuación de esas cifras decimales, se indican los autores. HBB significa que esos valores fueron medidos por Hetzler, Boreman y Burns; FKK significa que fueron obtenidos por Fisher, Knopf y Kinney; y S indica que se trata de mediciones efectuadas por Séguier. En la tercer columna figuran los números de ondas que se midieron, reducidos al vacío. En las líneas donde no

Tabla VIII - a - 1

Líneas observadas en el espectro normal del cinc. HBB indica que ese valor fué publicado por Hetzler, Boreman y Burns (45). PKK indica que se trata de un valor publicado por Fisher, Knopf y Kinney (33). S indica a los valores obtenidos por Séguier(100)

λ observada en aire st.(Å)		σ (cm ⁻¹) en vacío		
Este trabajo	anteriores	observado	calc.	combinación
2.670,	,530 HBB	37.434,622	,607	$4^3P_0 - 7^3S_1$
2.684,	,161 HBB	37.244,528	,536	$4^3P_1 - 7^3S_1$
2.712,	,488 HBB	36.855,599	,605	$4^3P_2 - 7^3S_1$
3.018,355	,352 HBB	33.120,982	,983	$4^3P_0 - 6^3S_1$
3.035,777	,781 HBB	32.930,912	,912	$4^3P_1 - 6^3S_1$
3.072,061	,062 HBB	32.541,981	,981	$4^3P_2 - 6^3S_1$
3.075,895	,901 HBB	32.501,421	P	$4^1S_0 - 4^3P_1$
3.282,328	,333 HBB	30.457,406	,406	$4^3P_0 - 4^3D_1$
3.302,584	,588 HBB	30.270,605	,608	$4^3P_1 - 4^3D_2$
3.302,941	,941 HBB	30.267,355	,355	$4^3P_1 - 4^3D_1$
3.345,015	,020 HBB	29.886,640	,641	$4^3P_2 - 4^3D_3$
3.345,570	,572 HBB	29.881,683	,677	$4^3P_2 - 4^3D_2$
3.345,936	,934 HBB	29.878,413	,404	$4^3P_2 - 4^3D_1$
3.799,	,002 HBB	26.315,232	S	$4^1P_1 - 9^1S_0$
3.883,	,340 HBB	25.743,733	D	$4^1P_1 - 7^1D_2$
3.965,	,432 HBB	25.210,801	S	$4^1P_1 - 8^1S_0$
4.113,	,210 HBB	24.305,055	D	$4^1P_1 - 6^1D_2$

Tabla VIII - a - 1 (cont.)

4.292,885	,885 HBB	23.287,807	,807	$4^3P_1 - 5^1S_0$
4.298,329	,327 HBB	23.258,312	S	$4^1P_1 - 7^1S_0$
4.629,	,814 HBB	21.593,093	D	$4^1P_1 - 5^1D_2$
4.680,135	,138 HBB	21.360,926	,930	$4^3P_0 - 5^3S_1$
4.722,153	,159 HBB	21,170,859	,859	$4^3P_1 - 5^3S_1$
4.810,530	,534 HBB	20.781,923	,928	$4^3P_2 - 5^3S_1$
5.068,	,655 HBB	19.723,602	,P	$5^3S_1 - 9^3P_2$
5.069,	,577 HBB	19.720,015	P	$5^3S_1 - 9^3P_1$
5.181,980	,995 HBB	19.292,270	S	$4^1P_1 - 6^1S_0$
5.308,	,648 HBB	18.831,950	P	$5^3S_1 - 8^3P_2$
5.310,	,241 HBB	18.826,299	P	$5^3S_1 - 8^3P_1$
5.311,	,02 HBB	18.823,54	P	$5^3S_1 - 8^3P_0$
5.772,	,102 HBB	17.319,908	P	$5^3S_1 - 7^3P_2$
5.775,	,501 HBB	17.309,716	P	$5^3S_1 - 7^3P_1$
5.777,	,112 HBB	17.304,888	P	$5^3S_1 - 7^3P_0$
6.237,897	,891 HBB	16.026,612	,616	$4^1P_1 - 4^3D_2$
6.239,169	,182 HBB	16.023,343	,343	$4^1P_1 - 4^3D_1$
6.362,340	,347 HBB	15.713,144	D	$4^1P_1 - 4^1D_2$
6.479,184	,155 HBB	15.429,788	P	$5^1S_0 - 7^1P_1$
6.928,	,319 HBB	14.429,531	P	$5^3S_1 - 6^3P_2$
6.938,	,472 HBB	14.408,421	P	$5^3S_1 - 6^3P_1$

Tabla VIII - a - 1 (cont.)

6.943,	,202 HBB	14.398,605	P	$5^3s_1 - 6^3p_0$
7.799,	,365 HBB	12.818,030	P	$5^1s_0 - 6^1p_1$
10.033,102	,	9.964,276	,271	$5^3p_0 - 6^3d_1$
10.059,062	,5 S	9.938,569	,563	$5^3p_1 - 6^3d_2$
10.059,920		9.937,713	,720	$5^3p_1 - 6^3d_1$
10.115,202	10,115 S	9.883,401	D	$5^3p_2 - 6^3d_3$
10.116,505		9.882,131	,127	$5^3p_2 - 6^3d_2$
11.054,249	,35 FKK	9.043,818	,815	$4^1p_1 - 5^1s_0$
11.261,234	0,5; 1,3 S	8.877,593	F	$4^1d_2 - 5^1p_3$
13.053,63	,65 FKK	7.658,610	,611	$5^3s_1 - 5^3p_2$
13.150,59	,57 FKK	7.602,142	,175	$5^3s_1 - 5^3p_1$
13.196,61	,20 S	7.575,632	,624	$5^3s_1 - 5^3p_0$
13.636,48		7.331,266	,284	$5^3p_0 - 5^3d_1$
13.683,14	1,5 S	7.306,266	,279	$5^3p_1 - 5^3d_2$
13.685,98		7.304,750	,733	$5^3p_1 - 5^3d_1$
13.785,09		7.252,231	D	$5^3p_2 - 5^3d_3$
13.789,61		7.249,855	,843	$5^3p_2 - 5^3d_2$
13.792,4		7.248,39	,297	$5^3p_2 - 5^3d_1$
14.038,70	,69 FKK	7.121,220	P	$5^1s_0 - 5^1p_1$
15.680,29	80,4 S	6.376,439	F	$4^1d_2 - 4^1p_3$
15.681,3		6.375,27		$4^1d_2 - 4^3p_{2,3}$
16.483,45	,7 S	6.065,034	F	$4^3d_1 - 4^3p_2$

Tabla VIII - a - 1 (cont.)

16.491,98	,9 S	6.061,897	F	$4^3D_2 - 4^3F_3$
16.505,23	,6 S	6.057,031	F	$4^3D_3 - 4^3F_4$
23.891,62	92,0 S	4.184,426	,429	$5^3P_0 - 6^3S_1$
24.044,16	45,3 S	4.157,880	,878	$5^3P_1 - 6^3S_1$
24.375,02	,6 S	4.101,442	,442	$5^3P_2 - 6^3S_1$

figuran resultados del presente trabajo, los números de ondas se refieren a los valores de HBB, reducidos al vacío usando la fórmula de Edlén. Por lo tanto, pueden diferir de los resultados que esos autores publicaren. En la cuarta columna figuran las cifras decimales de los números de ondas, calculados a partir de los nuevos resultados que aquí se obtienen para los niveles de energía del espectro normal. Cuando figura una letra en vez de cifras decimales, significa que uno de los niveles entre los que se produce la transición, está determinado tan solo a partir de esa medida. La letra indica cuál de los niveles es éste. En la quinta columna figura la combinación de niveles que da origen a esa transición.

En la tabla VIII - a - 2 se presentan los nuevos valores obtenidos para los niveles de energía. En la primer columna figura la designación del nivel; en la segunda, el valor de la energía en cm^{-1} ; en la tercera, la diferencia de energía en cm^{-1} entre las componentes de los tripletes; en la cuarta, los valores de los términos en cm^{-1} , calculados como $T_n = E_L - E_n$

Tabla VIII - a - 2

Niveles de energía en el espectro normal del cinc.

Designación	E, cm ⁻¹	Δ E	T, cm ⁻¹	n*	Δ n*
4 ¹ S ₀	0,000		75.768,10	1,203461	
5 ¹ S ₀	55.789,228		19.978,87	2,343634	
6 ¹ S ₀	66.037,68		9.730,42	3,358223	
7 ¹ S ₀	70.003,73		5.764,37	4,363143	
8 ¹ S ₀	71.956,21		3.811,89	5,36544	
9 ¹ S ₀	73.060,65		2.707,45	6,36642	
5 ³ S ₁	53.672,280		22.095,82	2,228539	
6 ³ S ₁	65.432,333		10.335,77	3,258396	
7 ³ S ₁	69.745,96		6.022,14	4,268742	
4 ¹ P ₁	46.745,413		29.022,69	1,944494	
5 ¹ P ₁	62.910,45		12.857,85	2,921424	
6 ¹ P ₁	68.607,26		7.160,84	3,914654	
7 ¹ P ₁	71.219,02		4.549,08	4,91149	
4 ³ P ₀	32.311,350		43.456,75	1,589083	
4 ³ P ₁	32.501,421	190,071	43.266,68	1,592570	0,003487
4 ³ P ₂	32.890,352	388,931	42.877,75	1,599777	0,007207
5 ³ P ₀	61.247,904		14.520,20	2,749099	
5 ³ P ₁	61.274,455	26.551	14.493,65	2,751607	0,002517
5 ³ P	61.330,891	56,436	14.437,21	2,756993	0,005386

Tabla VIII - a - 2 (cont.)

Designación	$E, \text{ cm}^{-1}$	ΔE	$T, \text{ cm}^{-1}$	n^*	Δn^*
6^3P_0	68.070,89	9,81 21,11	7.697,21	3.775797	0,002409 0,005198
6^3P_1	68.080,70		7.687,40	3,778206	
6^3P_2	68.101,81		7.666,29	3,783404	
7^3P_0	70.977,17	4,83 10,19	4.790,93	4,78592	0,00241 0,00511
7^3P_1	70.982,00		4.786,10	4,78833	
7^3P_2	70.992,19		4.775,91	4,79344	
8^3P_0	72.495,82	2,76 5,65	3.272,28	5,79095	0,00245 0,00501
8^3P_1	72.498,58		3.269,52	5,79340	
8^3P_2	72.504,23		3.263,87	5,79841	
9^3P_1	73.392,30	3,58	2.375,80	6,79627	0,00512
9^3P_2	73.395,88		2.372,22	6,80139	
4^1D_2	62.458,56		13.309,54	2,871401	
5^1D_2	68.338,51		7.429,59	3,843199	
6^1D_2	71.050,47		4.717,63	4,82296	
7^1D_2	72.489,15		3.278,95	5,78506	
4^3D_1	62.768,756	3,273 4,964	12.999,34	2,905459	0,000365 0,000555
4^3D_2	62.772,029		12.996,07	2,905824	
4^3D_3	62,776,993		12.991,11	2,906379	
5^3D_1	68.579,19	1,54 2,39	7.188,91	3,907004	0,000418 0,000650
5^3D_2	68.580,73		7.187,37	3,907422	
5^3D_3	68.583,12		7.184,98	3,908072	

Tabla VIII - a - 2 (cont.)

Designación	E, cm ⁻¹	ΔE	T, cm ⁻¹	n*	Δn*
6 ³ D ₁	71.212,18	0,86	4.555,98	4,90780	0,00046
6 ³ D ₂	71.213,02		4.555,08	4,90826	
6 ³ D ₃	71.214,29	1,27	4.553,81	4.90894	0,00068
4 ¹ F ₃	68.834,25	0,14	6.933,85	3.978214	0,000040
5 ¹ F ₃	71.336,15		4.431,95	4,97597	
4 ³ F ₂	68.833,79,		6.934,31	3,978082	
4 ³ F ₃	68.833,93	0,10	6.934,17	3,978122	0,000029
4 ³ F	68.834,03		6.934,07	3,978151	

tomando $E_L = 75.768,10 \text{ cm}^{-1}$; en la quinta, el valor de n^* correspondiente a ese nivel; y en la sexta, la diferencia entre los n de las componentes adyacentes de los tripletes. Todos los valores se calcularon a partir del nivel 4^3P_1 cuya distancia al estado fundamental se determinó midiendo cuidadosamente a la línea de 3075,895 Å, perteneciente a la transición $4^1S_0 - 4^3P_1$. En general, los nuevos valores de los niveles de energía, concuerdan con los presentados en Atomic Energy Levels. En esa Circular del National Bureau of Standards se encuentran valores muy poco precisos para los niveles 5^1P_1 y 5^3P . Ahora se los conoce en forma mucho más exacta, habiéndolos determinado mediante varias transiciones en la región del infra-rojo. Se ha podido separar a los niveles 4^1F y 4^3F .

Estos niveles presentan un desdoblamiento normal. Como ese desdoblamiento es tan solo ligeramente superior a la incertidumbre con que se conocen los niveles, no es posible decidir si las distancias entre las componentes están de acuerdo con la regla de los intervalos deducida para el caso en que la aproximación de Russell-Saunders es válida. (ver figura VIII - a - 1). Los niveles de energía^{que} se presentan con tres cifras decimales, están conectados con el nivel 4^3P_1 mediante transiciones medidas con una precisión que se estima que es superior a $0,01 \text{ cm}^{-1}$. El conocimiento de tales niveles, respecto del nivel fundamental, está limitado por un error que puede llegar a ser de $0,03 \text{ cm}^{-1}$.

A partir de los niveles de energía presentados en la tabla VIII - a - 2, se pueden calcular las longitudes de onda de las líneas resonantes del cinc. Como esas longitudes de onda tienen una precisión cercana a $\pm 0,001 \text{ A}$, a estas transiciones se las puede usar como líneas de referencia en la región espectral de Schumann. En la tabla VIII - a - 3 se dan esas transiciones. En la primer columna se indica el nivel superior de la transición (el inferior en todos los casos es el fundamental, 4^1S_0). En la segunda, se presenta la energía en cm^{-1} del nivel superior (que es igual al número de ondas en el vacío, de esa transición). En la tercera, se leen las longitudes de onda en el vacío, correspondientes a esos números de ondas. En la cuarta, dos de esas longitudes de onda se comparan con los resultados obtenidos por Palenius⁽⁷⁷⁾, usando un espectrógrafo de vacío de incidencia normal.

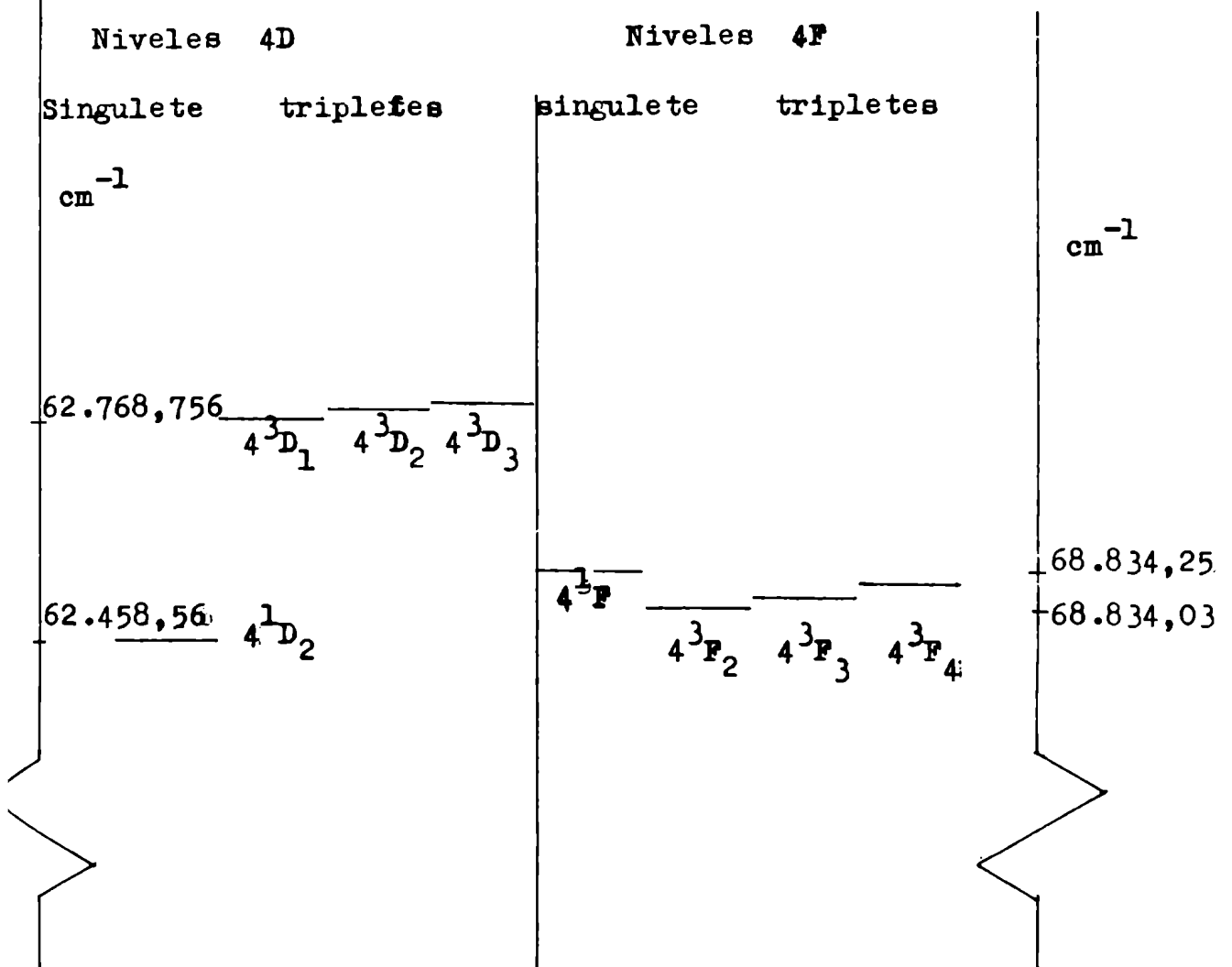


Fig. VIII - a - 1) Los niveles 4F presentan una secuencia normal. Las incertidumbres con que se conocen los niveles de energía no permiten determinar si las separaciones entre niveles F satisfacen la regla de los intervalos. El nivel 4^1D_2 evidencia un comportamiento anómalo ya que su energía es menor que la de los niveles triplete 4^3D . Estos esquemas no están dibujados a escala.

Tabla VIII - a - 3

Cálculo de las longitudes de onda de las líneas resonantes del espectro del Zn I

Nivel superior	E en cm^{-1}	λ en el vacío (calculada)	λ en el vacío (observada(77))
4^1P_1	46.745,41	2139,247	2139,248
5^3P_1	61.274,46	1632,001	
5^1P_1	62.910,45	1589,561	1589,562
6^3P_1	68.080,70	1468,845	
6^1P_1	68.607,26	1457,572	
7^3P_1	70.982,00	1408,808	
7^1P_1	71.219,02	1404,119	
8^3P_1	72.498,58	1379,337	
9^3P_1	73.392,30	1362,541	

Usando el método de aproximaciones sucesivas delineado en el capítulo VII - a, y partiendo del valor $E_L = 75,766,8 \text{ cm}^{-1}$ que se presenta en Atomic Energy Levels, se obtuvo un valor más exacto para el límite de la energía. Ese valor es de $E_L = 75.768,10 \text{ cm}^{-1}$. Partiendo de este nuevo valor de E_L , se calcularon las fórmulas de Ritz para los términos de las series n^1S_0 , n^3P_1 y n^3P_2 , tomando un desarrollo del defecto cuántico en función de los términos reducidos $t = 1/n^{*2}$. Los valores de los parámetros se presentan en la tabla VII - a - 6, del capítulo anterior. En la fig. VIII - a - 2 se han graficado

los defectos cuánticos de las series n^1P_1 , n^3D_2 , n^1S_0 , n^3P_2 , n^3P_1 , n^3S_1 y n^1D_2 . Mientras que las series n^1P_1 , n^3D_2 y n^3S_1 siguen la misma tendencia presentada por las series n^1S_0 , n^3P_2 y n^3P_1 , que se ajustan a una fórmula de Ritz, en ese gráfico se observa que la curva del defecto cuántico para la serie n^1D_2 (es decir, la de los singuletes D), tiene una forma completamente diferente. Este comportamiento anómalo podía esperarse al observar en la tabla de niveles de energía, que, contrariamente a lo que sucede en todas las demás series, los niveles singuletes D se encuentran más cercanos al estado fundamental, que los correspondientes niveles tripletes D (ver fig. VIII - a - 3). Este comportamiento extraño debe ser producido por una interacción entre los niveles de la serie n^1D_2 y el nivel $4p^2\ ^1D_2$. En la Circular Atomic Energy Levels, ese último nivel, que no pertenece al espectro normal, figura a $80,795\text{ cm}^{-1}$ por encima del nivel fundamental del espectro normal. De acuerdo con Garton y Rajaratnam⁽³⁶⁾ ese nivel a 80.795 cm^{-1} , debe identificárselo como al $4p^2\ ^3P_2$, mientras que el nivel $4p^2\ ^1D_2$ debería estar situado debajo de E_L , y mezclado con los niveles de la serie n^1D_2 del espectro normal. Sin embargo, un análisis detallado del gráfico de la fig. VIII - a - 2, junto con la comparación con espectros similares, indicaría que el término perturbador $4p^2\ ^1D_2$ debe estar situado por arriba de E_L , con una energía aún superior a la del nivel que Garton y Rajaratnam identifican como el $4p^2\ ^3P_2$.

Estos resultados se publicaron en la revista Arkiv för Fysik, en colaboración con I. Johansson⁽⁵⁴⁾.

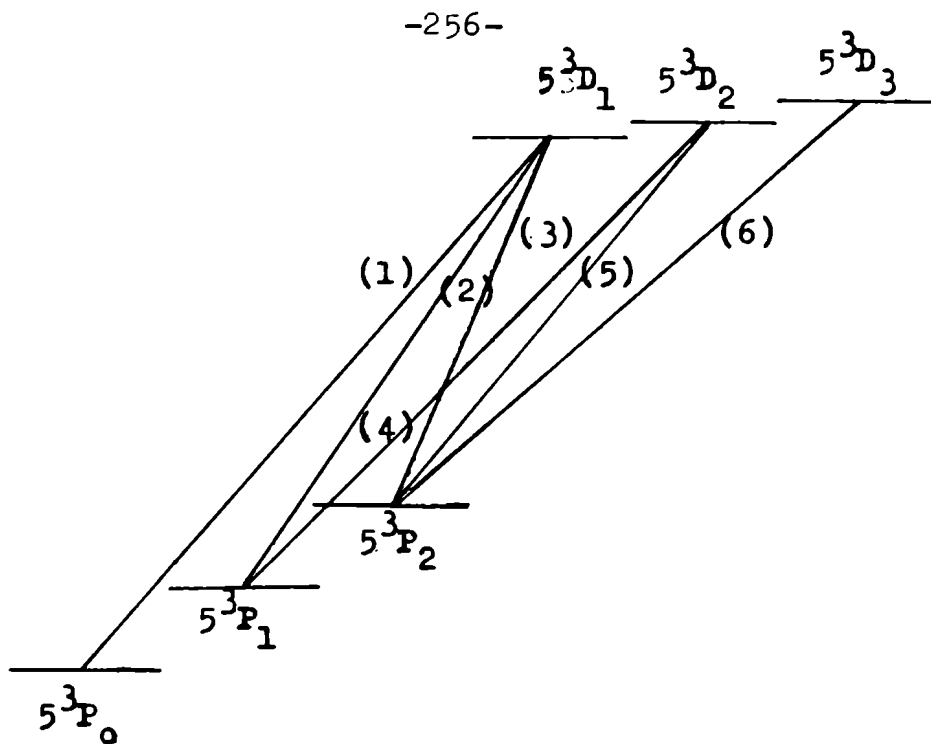


Fig. VIII - a - 3) Uno de los tripletes observados. Anteriormente tan solo había sido observada la componente (4) por Séguier⁽⁵²⁾, quien la midió una longitud de onda de 13.681,5 Å. Los valores del presente trabajo, son: (1): 13.636,48 Å, (2): 13.685,98 Å, (3): 13.792,4 Å, (4) 13.683,14 Å, (5): 13.789,61, y (6): 13.785,09 Å. Usando las fórmulas de intensidades relativas en multipletes L-S, deducidas por Dirac⁽¹⁰¹⁾, esas intensidades están en las relaciones: 100; 53,6: 23,8: 17,9: 17,9: 1,2, respectivamente, para las componentes (6): (4): (1): (2): (5); (3). A las líneas (2), (5) y (3) se les da el nombre de satélites.

VIII - b

Conclusiones en el cadmio

De acuerdo con los cálculos realizados en el capítulo VII -b, se midieron los corrimientos isotópicos de la transición $5s^2 \text{ } ^2\text{S}_{1/2} - 5p^2 \text{ } ^2\text{P}_{1/2}$ del cadmio II entre seis de sus isótopos naturales. Esos valores son iguales a los corrimientos isotópicos de la transición de 3261 Å ($5s^2 \text{ } ^1\text{S}_0 - 5s5p \text{ } ^3\text{P}_1$) del cadmio I multiplicados por $1,8 \pm 0,1$. Este factor es algo mayor que el que da Kopfermann⁽⁶¹⁾ para la relación entre los corrimientos isotópicos de las configuraciones similares del mercurio. Al considerar el error con que Kopfermann da un factor 1,67 y el error con que aquí se obtuvo el valor de 1,8, se ve que, de presentarse alguna diferencia entre ambos valores, ésta es muy pequeña. Una diferencia de este tipo indicaría que el apantallamiento mutuo entre los electrones s en el nivel fundamental del Cd I, es algo menor que el que presentan los electrones s en el Hg I.

En la fig. VIII - b - 1 se muestran los corrimientos isotópicos medidos. Las componentes producidas por los isótopos de masas 106 y 108 no se pudieron observar, debido a la baja abundancia relativa con que se presentan en la naturaleza. La posición relativa de las componentes impares se basó en suponer que el desdoblamiento magnético de los términos 5s y 5p siguen, respectivamente, las ecuaciones (1) y (2) del capítulo I - b, multiplicando a la primera de ellas, por el factor de corrección de Fermi y Segrè, calculado por el método de Crawford y Chawlow⁽²³⁾. Esas fórmulas, además del factor de Fermi y Segrè, sólo incluyen las correcciones relativísticas llamadas $F(J,Z)$ y $H_L(L,Z)$ (véase capítulo IV), pero no incluyen ningun-

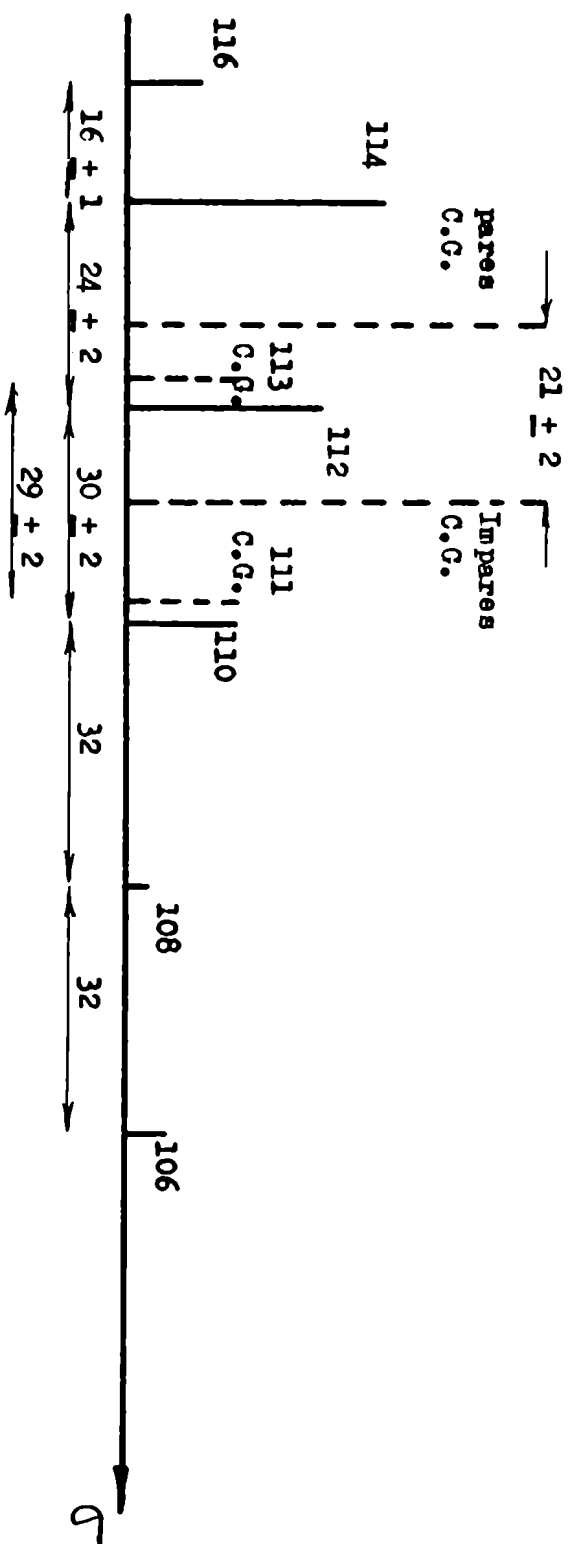


Fig. VIII - b - 1) Corrimientos isotópicos de la transición $5s \ ^2S_{1/2} - 5p \ ^2P_{1/2}$ del Cd II (2265 Å). Como las componentes producidas por los isótopos de masas 108 y 106 son demasiado débiles (por su abundancia relativa muy baja), no se han podido observar. Las distancias que aquí se citan para esas componentes, se obtuvieron multiplicando los corrimientos isotópicos que presentan en la línea de 3261 Å del Cd I. Las distancias están medidas en m μ . La separación entre los centros de gravedad de las componentes pares y de las impares, conuerda con los valores encontrados al re-interpretar los datos que obtuvo Sutherland (véase el capítulo I - b).

na corrección para tener en cuenta el volumen finito del núcleo, a través del que están distribuidos el momento magnético y la carga.

En la tabla VIII - b - 1 se presenta un resumen de los corrimientos isotópicos medidos en la línea de 2265 Å del Cd II. Por su parte, en la tabla VIII - b - 2 se comparan estos corrimientos isotópicos con otros medidos previamente en en otras líneas del cadmio.

Kuhn y Ramsden⁽⁶⁴⁾ consideraron los corrimientos isotópicos de la línea de 4416 Å del Cd II relativos al del para de isótopos 110 y 112. Posteriormente Kelly y Tomchuk, para comparar sus resultados con los de Kuhn y Ramsden, tomaron también como unidad la separación entre las componentes producidas por los isótopos 110 y 112. En ambos trabajos, los corrimientos isotópicos que se compararon en esa forma, eran los debidos al efecto de volumen nuclear. Por lo tanto, si con los presentes datos se quiere hacer una comparación semejante, es necesario primero tener en cuenta los efectos de masa, es decir, el efecto normal y el efecto específico. Al segundo no se lo tomará en cuenta, pues se supone que es pequeño, de acuerdo con las conclusiones de Tomchuk⁽¹¹²⁾. Dentro de los límites del error experimental, el corrimiento isotópico producido por el efecto normal de masa, es de 4 mk para todos los pares de isótopos semi-adyacentes del cadmio natural. Este corrimiento tiene signo opuesto al del efecto de volumen. Entonces, para encontrar los corrimientos isotópicos producidos solamente por este último efecto, deben sumarse cuatro mk a los valores presentados en la ta-

Tabla VIII - b - 1

Corrimientos isotópicos observados en la línea de 2265 Å del cadmio ionizado

Par de isótopos	114, 116	112,114	110,112	111,113
corrimiento isotópico en mK	16 ± 1	24 ± 2	30 ± 2	29 ± 2

Tabla VIII - b - 2

Comparación de los corrimientos isotópicos que se midieron en la línea de 2265 Å con los valores obtenidos previamente por otros autores, para diferentes líneas del cadmio.

Línea del Cd	referencia	114,116	112,114	110,112	111,113
2265	este trabajo	16 ± 1	24 ± 2	30 ± 2	29 ± 2
2288	(59)	-	$17,0 \pm 0,6$	$13,2 \pm 1,0$	-
3261	(58)	$9,3 \pm 0,3$	$13,5 \pm 0,4$	$16,3 \pm 0,5$	17 ± 3
4416	(64)	$34,7 \pm 0,8$	$48,8 \pm 0,6$	$52,0 \pm 0,4$	$54,1 \pm 3,4$

bla VIII - b - 1. En la tabla VIII - b - 3 se muestran los corrimientos isotópicos producidos por el efecto de volumen, tomados relativos al par 110, 112. A fin de compararlos, en la misma tabla se presentan los resultados de Kelly y Tomchuk y de Kuhn y Ramsden.

Los corrimientos isotópicos relativos encontrados en el presente trabajo, son algo inferiores a los publicados anteriormente. Como los errores experimentales de estos valores relativos son bastante grandes, no es posible encontrar una respuesta definitiva a la discrepancia que habían encontrado Kelly y Tomchuk para el corrimiento isotópico relativo del par 112, 114 con respecto al valor que habían encontrado antes Kuhn y Ramsden.

Kuhn y Ramsden⁽⁶⁴⁾ han graficado los corrimientos isotópicos relativos de la línea de 4461 Å del Cd II en función del número de neutrones, para varios isótopos naturales del cadmio. Este gráfico muestra una variación bastante brusca cuando $N = 6$, es decir, cuando se considera el corrimiento isotópico del par 112, 114. En el mismo gráfico, esos autores superpusieron los correspondientes corrimientos isotópicos en el estaño. Se observa que ambas curvas presentan la misma tendencia a decrecer a medida que el número de neutrones aumenta. También la discontinuidad cuando $N = 66$, es común a ambos elementos. Un trabajo de este tipo ya había sido efectuado antes (véanse las referencias en el artículo de Kuhn y Ramsden) para los elementos neodimio, samario y gadolinio. En este caso, los gráficos presentan características análogas a aquéllas del cadmio y del estaño. Esto parecería indicar que el aña-

Tabla VIII - b - 3

Comparación de los corrimientos isotópicos relativos debidos al efecto de volumen que se encontraron en diferentes trabajos. Se toma como unidad a la separación entre las componentes 110 y 112. Los errores porcentuales con que se conocen los corrimientos relativos encontrados en el presente trabajo, son: del 10 % para el par 116, 114; 12 % para el par 114, 112 y del 11 % para el par 111, 113.

Par de isótopos	este trabajo	Kelly y Tomchuk	Kuhn y Ramsden
$\frac{1}{2}(106, 110)$	-	1,07	1,04
108, 110	-	-	1,00
110, 112	1,00	1,00	1,00
111, 113	0,97	1,03	1,03
112, 114	0,83	0,85	0,93
114, 116	0,59	0,62	0,65

dir un par de neutrones, frecuentemente tiene el mismo efecto en la distribución de carga nuclear en núcleos cuyos números atómicos difieren en dos unidades.

Como se indicó en el capítulo de introducción a la teoría de hfs, los cambios en los corrimientos isotópicos en función del número de neutrones, se atribuye a deformaciones nucleares. Esa deformación, se describe por medio del parámetro llamado β en el capítulo IV, y está relacionado con el momento cuadrupolar. En la ecuación (18) del capítulo IV - b - 2 se indica que el corrimiento isotópico es proporcional a $\Delta N \times \frac{\partial(\beta^2)}{\partial N}$. Así que el cambio en el corrimiento isotópico de un par al siguiente, es proporcional a la derivada segunda de β^2 con respecto a N, $\frac{\partial^2(\beta^2)}{\partial N^2}$. Por lo tanto, al observar la tendencia presentada por el gráfico del corrimiento isotópico relativo en función del número de neutrones, se concluye que la derivada segunda es negativa. Luego, se puede pensar que la curva de β^2 en función de N se está aproximando a un máximo en la región de número de neutrones cubierto por los isótopos naturales del cadmio, probablemente entre $N = 65$ y $N = 70$. Esto se ve apoyado por las comparaciones efectuadas por Kuhn y Ramsden con otros núcleos que tienen $I > 1/2$, es decir, núcleos donde el parámetro de la deformación se puede determinar por medición del momento cuadrupolar.

Con respecto al salto que presenta la curva del corrimiento isotópico en función del número de neutrones cuando $N = 66$, Kuhn y Ramsden sugieren que se debe al llenado de sub-

capas nucleares. Esta suposición se ve fuertemente apoyada al considerar que $N = 66$ tiene 16 neutrones menos que el número mágico 82 y que los niveles $4d_{3/2}$ y $6h_{11/2}$ necesitan, respectivamente, 4 y 12 neutrones para quedar completos. El orden de estos niveles se encuentra a partir del modelo de capas, y concuerda con los resultados encontrados por medio del modelo usado por Nilsson (véase el artículo de Kuhn y Ramsden). Sin embargo, la suposición que el salto se produce cuando los niveles citados más arriba comienzan a llenarse, es una explicación bastante hipotética que hasta el presente no ha sido confirmada por una cantidad suficiente de datos experimentales.

El "staggering" entre las componentes pares e impares de la línea de 2265 Å del Cd II, es muy marcado, tal como sucede en otras líneas del cadmio. Este efecto, se supone actualmente, que está producido por una tendencia que tienen los núcleos con un número impar de neutrones, a deformarse menos que los núcleos que tienen un número par de ellos.

Los resultados obtenidos en el corrimiento isotópico del cadmio, se publicaron en el Canadian Journal of Physics⁽²¹⁾.

AGRADECIMIENTOS

El autor desea expresar su sincero agradecimiento a las siguientes personas:

De la Universidad de Lund, Suecia,: al Prof. Bengt Edlén por haber sugerido el trabajo sobre el cine, y haber aportado interesantes discusiones. Al Dr. I. Johansson, por haber sido el director de ese trabajo; y al Dr. U. Litzén por sus consejos relacionados con los problemas experimentales.

De la Universidad de Manitoba, Canadá,: Al Prof. F. M. Kelly por haber sido el director del trabajo sobre el cadmio. Al Dr. L. Dickie por su ayuda para resolver problemas conectados con la parte experimental; y al Dr. E. Tomchuk por haber aportado interesantes ideas durante el desarrollo del trabajo.

De la Universidad de Buenos Aires: Al Dr. J. F. Westerkamp por ser su director de tesis.

Además, el autor está agradecido a la institución S.I.D.A (The Swedish International Development Authority) por haberle otorgado una beca que le permitió trasladarse a Suecia.

BIBLIOGRAFIA

- 1) Babcock, H. D., J. Opt. Soc. Am., 34, 1, (1944).
- 2) Babcock, H. D. y Babcock, H. W., J. Opt. Soc. Am., 41, 776, (1951).
- 3) Bacher, R. F., Phys. Rev., 43, 264, (1933).
- 4) Bacher, R. y Goudsmit, S., Atomic Energy States, McGraw-Hill Book Company, Nueva York, (1932).
- 5) Balmer, J. J., Annalen der Physik und Chemie N. F., 25, 80, (1885) (con traducción al inglés).
- 6) Bartlett, J. H., Nature, 128, 408, (1931).
- 7) Bethe, H. A., Phys. Rev., 72, 339, (1947).
- 8) Blin-Stoyle, R. J., Theories of Nuclear Moments, Oxford University Press, (1957).
- 9) Bohr, N., Philosophical Magazine, 26, 1, (1913).
- 10) Bohr, N., The Theory of Spectra and Atomic Constitution, Cambridge University Press, (1924).
- 11) Born, M. y Wolf, E., Principles of Optics, Pergamon Press, Nueva York, (1959).
- 12) Breit, G., Phys. Rev., 42, 348, (1932).
- 13) Breit, G., Theory of Isotope Shift, Rev. Mod. Phys., 30, 507, (1958).
- 14) Burger, H. C. y Dorgelo, H. B., Zeits. Phys., 23, 258, (1924) (con traducción al inglés).

- 15) Burridge, J. C., Kuhn, H. y Pery, A., Proc. Phys. Soc. 66B, 963, (1953).
- 16) Candler, C., Atomic Spectra and the Vector Model, Hilger and Watts Ltd., Londres, (1964).
- 17) Casimir, H. B. G., On the Interaction Between Atomic Nuclei and Electrons, W. H. Freeman and Co., San Francisco, (1963).
- 18) Condon, E. U., Phys. Rev., 36, 1121, (1930).
- 19) Condon, E. U. y Shortley, G. H., The Theory of Atomic Spectra, Cambridge University Press, (1964).
- 20) Contreras, R. H., Tesis para obtener el título de MsSc., University of Manitoba, (1968).
- 21) Contreras, R. H. y Kelly, F. M., Isotope Shift in the Second Spectrum of Cadmium, Can. J. of Phys.
- 22) Crawford, M. F. y colaboradores, Can. J. Phys., A28, 138, (1949).
- 23) Crawford, M. F. y Schawlow, A. L., Phys. Rev., 76, 1310, (1949).
- 24) Czerny, M. y Turner, A. F., Zeits. Physik, 61, 792, (1930).
- 25) Davydov, A. S., Quantum Mechanics, Pergamon Press, Nueva York, (1965).
- 26) Dickie, L. O., Tesis para obtener el título de MsSc., Universidad de Otago, (1967).
- 27) Dirac, P. A. M., Proc. Roy. Soc. of London, A111, 281, (1926).

- 28) Dirac, P. A. M., Principles of Quantum Mechanics, Oxford University Press, (1958).
- 29) Edlén, B., Commission des Etalons de Longuer d'Onde et des Tables de Spectres Solaires, Transactions of the Astronomical Union, IX, 201, (1957).
- 31) Eriksson, K. B. e Isberg, B., Arkiv Fysik, 23, 527, (1963).
- 32) Fermi, E. y Segre, E., Memorie dell'Accademia d'Italia, 4, (Fisica), 131, (1933).
- 33) Fisher, R. A., Knopf, W. C. y Kinney, F. E., Astrophysical Journal, 130, 683, (1959).
- 34) Fowler, A., Report on Series in Line Spectra, Londres, (1922).
- 35) Franck, J. y Hertz, G., Verh. Dtsch. Phys. Ges., Berlín, 16, 512, (1914).
- 36) Garton, W. R. S. y Rajaratnam, A., Proc. of the Phys. Soc. of London, A68, 1107, (1955).
- 37) Goudsmit, S., Theory of Hyperfine Structure, Phys. Rev., 37, 663, (1931).
- 38) Goudsmit, S., Phys. Rev., 43, 636, (1933).
- 39) Goudsmit, S. y Bacher, R. F., Phys. Rev., 34, 1501, (1929).
- 40) Green, J. B. y Loring, R. A., Rev. So. Inst., 11, 41, (1940).
- 41) Haar, D. ter, The Old Quantum Theory, Pergamon Press, Ltd., Londres, (1967).

- 42) Harrison, G. R., Lord, R. C. y Loofbourow, J. R.,
Practical Spectroscopy, Nueva York, (1948).
- 43) Heisenberg, W., Zeits. Phys., 39, 499, (1926) (con
traducción al inglés).
- 44) Herzberg, G., Atomic Spectra and Atomic Structure, BOVER
Publications, Nueva York, (1944).
- 45) Hetzler, C. W., Boreman, R. W. y Burns, K., Phys. Rev.
48, 656, (1935).
- 46) Hindmarsh, W. R., Atomic Spectra, Pergamon Press, (1967).
- 47) Holsten, E., Phys. Rev., 104, 1301, (1956).
- 48) Hughes, D. S. y Eckart, C., Phys. Rev., 36, 694, (1930).
- 49) Humphrey, J. N., Applied Optics, 4, 665, (1965).
- 50) Jackson, J. D., Classical Electrodynamics, John Wiley
and Sons, Inc., Nueva York, (1967).
- 51) Jacquinet, P., Reps. on Prog. Phys., 23, 267, (1960).
- 52) Johansson, I., Arkiv Fysik, 20, 153, (1961).
- 53) Johansson, I. y Starfelt, N., Arkiv Fysik, 20, 147, (1961).
- 54) Johansson, I. y Contreras, R. H., Arkiv Fysik, 37, 513,
(1968).
- 55) Jones, E. G., Proc. Phys. Soc. of London, 45, 625, (1933).
- 56) Kelly, F. M., Handbuch der Physik, 37/1, 59, (1958).
- 57) Kelly, F. M. y Sutherland, J. B., Can. Jour. Phys., 34
521, (1956).

- 58) Kelly, F. M. y Tomchuk, E., Proc. Phys. Soc., 24, 689, (1959).
- 59) Kelly, F. M. y Tomchuk, E., Proc. Phys. Soc., 28, 1304, (1961).
- 60) Kemble, E. C. y Present, R. D., Phys. Rev., 44, 1031, (1933).
- 61) Kopfermann, H., Nuclear Moments, Academic Press, Inc. Nueva York, (1958).
- 62) Kruse, P. W., McGlauchlin, L. D. y McQuistan, R. B., Elements of Infrared Technology, John Wiley and Sons Inc. (1963).
- 63) Kuhn, H. G., Atomic Spectra, Longmans, Green and Co. Ltd., Londres, (1964).
- 64) Kuhn, H. G., y Ramsden, S. A., Proc. Roy. Soc. A237 485, (1956).
- 65) Lamb, y Retherford, Phys. Rev., 72, 241, (1947).
- 66) ~~Kipré~~ Kipré, A., Zeits. Physik, 15, 189, (1923), (con traducción al inglés).
- 67) Leland, W. y Nier, A., Phys. Rev., 73, 1206, (1948).
- 68) Lorentz, H. A., The Theory of Electrons, B. G. Teubner, Leipzig, (1909).
- 69) Mack, J. E., Rev. Mod. Phys., 22, 64, (1950).
- 70) Meissner, K. W., Interference Spectroscopy, Partes I y II, J. Opt. Soc. Am., 31, 405, (1941) y 32, 185, (1942).

- 71) Messiah, A., Quantum Mechanics, John Wiley and Sons, Inc., Nueva York, (1966).
- 72) Mitchell, A. C. G. y Zemanaky, M. W., Resonance Radiation and Excited Atoms, Cambridge University Press, (1934).
- 73) Moore, Ch. E., Atomic Energy Levels, Nat. Bur. Stand., Circular 467, Washington, (1952).
- 74) Muntenbruch, H., Spectrochim. Acta, 16, 1040, (1960).
- 75) Oppenheimer, J. R., Phys. Rev., 31, 66, (1928).
- 76) Orstein, L. S. y Burger, H. C., Zeits. Physik, 24, 41, (1924).
- 77) Palenius, H., Comunicación privada, (1967).
- 78) Paschen, F., Annalen der Physik, 35, 860, (1911).
- 79) Paschen, F., Annalen der Physik, 40, 602, (1913).
- 80) Paschen, F. y Ritschl, R., Annalen der Physik, 18, 867, (1933).
- 81) Pasternak, S., Phys. Rev., 54, 1113, (1938).
- 82) Pauli, W., Zeits. Physik, 31, 765, (1925), (con traducción al inglés).
- 83) Pauling, L. y Goudsmit, S., The Structure of Line Spectra, McGraw-Hill Book Company, Inc., Nueva York, (1930).
- 84) Pfund, A. H., J. Opt. Soc. Am., 14, 337, (1927).
- 85) Proctor, W. G., y Yu, F. C., Phys. Rev., 76, 1728, (1949).
- 86) Raab, G., Nature, 129, 723, (1932).

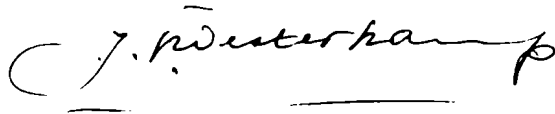
- 87) Ramsey, N. F., Nuclear Moments, John Wiley and Sons, Inc.
Nueva York, (1953).
- 88) Rank, D. H., J. Opt. Soc. Am., 42, 213, (1952).
- 89) Rank, D. H., Saksena, G. D., y McCubbin, T. K., J. Opt.
Soc. Am., 48, 455, (1958).
- 90) Ritz, W., Astrophysical Jour., 28, 237, (1908).
- 91) Rosenthal, J. E. y Breit, G., Phys. Rev., 41, 459, (1932).
- 92) Ruark, A. y Urey, H. C., Atoms, Molecules and Quanta,
Dover Publications, Inc., (1964).
- 93) Russell, H. N. y Saunders, F. A., Astrophysical Jour.,
61, 38, (1925).
- 94) Rutherford, E., Phil. Magazine, 21, 669, (1911).
- 95) Rydberg, J. R., DennKonliga Svenska Vetenskaps Akademiens
Handlingar, 23, 11, (1889), (traducido al inglés).
- 96) Rydrik, V., ABC's of Quantum Mechanics, Peace Publishers,
Moscu.
- 97) Sawyer, R. A., J. Opt. Soc. Am., 13, 431, (1926).
- 98) Sawyer, R. A., Experimental Spectroscopy, Dover Publications,
Inc., (1963).
- 99) Schlueter, D. J. y Peck, E. R., J. Opt. Soc. Am., 48,
313, (1959).
- 100) Séguier, J., C. R. Acad. Sci. Paris, 256, 4176, (1963).
- 101) Shore, B. W. y Menzel, D. H., Principles of Atomic Spectra,
John Wiley and Sons, Inc., (1968).

- 102) Slater, J. C., Phys. Rev., 34, 1293, (1929).
- 103) Sommerfeld, A., Annalen der Physik, 63, 221, (1920), (con traducción al inglés).
- 104) Stacey, D. N., Reps. Prog. Phys., 29, 171, (1966).
- 105) Stevenson R., Multiplet Structure of Atoms and Molecules, (1965).
- 106) Stone, J., Radiation and Optics, McGraw-Hill Book Company, Inc., (1963).
- 107) Strominger, D., Hollander, J. M. y Seaborg, G. T., Rev. Mod. Phys., 30, 585, (1958).
- 108) Sutherland, J. B., Tesis para obtener el título de MsSc, Universidad de Manitoba, (1957).
- 109) Svensson, K. F., Arkiv Fysik, 16, 361, (1960).
- 110) Thomas, L. H., Nature, 117, 514, (1926).
- 111) Tolansky, S., High Resolution Spectroscopy, Methuen and Co., Londres, (1947).
- 112) Tomchuk, E., Tesis para obtener el título PhD, Universidad de Manitoba, (1964).
- 113) Trees, R. E., Phys. Rev., 92, 308, (1953).
- 114) Uhlenbeck, G. E. y Goudsmit, S., Nature, 117, 264, (1926).
- 115) Walker, S. y Straw, H., Spectroscopy, Chapman and Hall, Ltd., London, (1961).

- 116) Weiskopf, V., Physikalische Zeits., 34, 1, (1933),
(con traducción al inglés).
- 117) Weisskopf, V. y Wigner, E., Zeits. Physik, 63, 54,
(1930).
- 118) Walton, T. A., Phys. Rev., 74, 1157, (1948).
- 119) Wentzel, G., Zeits. Phys., 6, 84, (1921).
- 120) White, H. E., Introduction to Atomic Spectra, McGraw-
Hill Books Company, Inc., (1934).
- 121) White, H. E. y Eliason, Phys. Rev., 44, 753, (1933).
- 122) Williams, R. C., Phys. Rev., 54, 558, (1938).
- 123) Wilson, W., Phil. Magazine, 29, 795, (1915).



Rubén Horacio Contreras



Prof. Dr. José F. Westerkamp
Director de la presente tesis.

Buenos Aires, noviembre de 1969.-