

XIX

ESTRUCTURA DE LOS ESPECTROS DE INDUCCIÓN DE LOS GASES RAROS

ESPECTROS DEL ÁTOMO NEUTRO DEL ARGON, CRIPTON Y XENON

Por el doctor ADOLFO T. WILLIAMS

Director interino del Instituto de Física; Profesor interino de Trabajos
de investigación en Física y de Físicoquímica

ABSTRACT

The structure of the induction spectra of rare gases. Spectra of the neutral atoms of Argon, Krypton and Xenon. — The purpose of the paper is to establish the usefulness of the excitation by induction method to separate different orders of the spectra of any element.

Spectra of Argon. — We have established the correspondence between theoretical terms and Meissner's terms in order to the arrangement of lines in multiplets. Some of these are published. We have also classified, with Meissner's terms, two new lines 3354,3 ($1s_3 - 6p_3$) and 3355,4 ($1s_3 - 6p_3$); the residuals (O-C) in wave numbers are as follows: + 0,81 and - 1,21.

Spectra of Krypton. — We have classified 49 constant separations and two groups of lines:

I	II
$\nu = A + 648,7$	$\nu = B + 822,8$
$\nu = A + 648,7 + 460,7$	$\nu = B + 822,8 + 648,7$

Spectra of Xenon. — The constant separations obtained are 195. The groups of lines are:

I	II
$\nu = A + 919,4$	$\nu = B + 977,7$
$\nu = A + 919,4 + 58,1$	$\nu = B + 977,7 + 117,3$
III	IV
$\nu = C + 977,7$	$\nu = D + 809,2$
$\nu = C + 977,7 + 530,6$	$\nu = D + 809,2 + 1371,9$
V	VI
$\nu = E + 977,8$	$\nu = F + 764,7$
$\nu = E + 977,8 + 2168,8$	$\nu = F + 764,7 + 3684,0$
VII	
$\nu = G + 809,3$	
$\nu = G + 809,3 + 5029,1$	

The validity of Bloch and Dejardin's method. — The arc spectra of Argon described by the authors mentioned is not complete. Many lines classified by Meissner are absent and others belong to the spark spectra (simple ionized atom principally) according to results obtained by Bloch and Dejardin. The spectra of the two other gases are very probable similar.

An interesting conclusions can, however, be deduced from the data of Bloch, the series established by Meissner and the early observations of Merrill. The following table summarized the probable regions occupied by differrentes series:

	$1s_n - mp,$ $m \geq 1$	$2p_i - \begin{cases} ms_n \\ yd_i \\ xs'_i \end{cases}$	$1s_n - 2p_i$
A.....	3354 to 4510	5187 to 6870	6964 →
Kr (probably)....	4274 to 4500	5475 to 6900	7590 →
Xe (probably)....	3549 to 4285	5392 to 7119	8230 →

ESTRUCTURA DE LOS ESPECTROS DE INDUCCIÓN DE LOS GASES RAROS

ESPECTROS DEL ÁTOMO NEUTRO DEL ARGON, CRIPTON Y XENON

§ 1. INTRODUCCIÓN

1. *Experiencias de Bloch y Dejardin.* — El objeto de esta memoria, cuya primera parte publicamos ahora, es establecer la estructura de los espectros de inducción de los gases raros, valiéndonos de los resultados experimentales publicados por Bloch y Dejardin (1).

Dichos autores han determinado los espectros de inducción de los gases raros (empleando gases de gran pureza) mediante el método descubierto hace años por J. J. Thomson.

Este físico fué el primero en observar la luminosidad anular que se produce en un tubo sin electrodos, conteniendo gas a baja presión, cuando se halla rodeado por un arrollamiento de algunas vueltas recorrido por una descarga a alta tensión proveniente de una batería de condensadores. El aspecto del anillo luminoso varía según la presión del gas y según el potencial de descarga.

Es sabido que los gases raros presentan dos espectros: el rojo que corresponde al arco y el azul correspondiente a la chispa, y para separar netamente no sólo el espectro del arco y el espectro de la chispa sino también los diferentes órdenes de este último, L. y E. Bloch y Dejardin han estudiado sistemáticamente los espectros de los gases raros, manteniendo constante la presión y haciendo variar el potencial de descarga. Proyectando la imagen de la zona luminosa por medio de una lente acromática sobre la rendija del espectrógrafo, se individualizan las distintas clases de espectros. Así las regiones exteriores del anillo, donde reina un campo

(1) L. y E. BLOCH y G. DEJARDIN, *Ann. Physique* (10), **2**, página 461, 1924.

eléctrico intenso, dan líneas cortas limitadas a la parte superior e inferior de la rendija mientras que la parte correspondiente al campo débil da líneas largas. Aparecen, primeramente, como líneas largas, las del arco (espectro A) y como cortas las del primer espectro de chispa (espectro E₁), aumentando el potencial desaparecen las líneas A, se hacen largas las E₁ y aparecen como cortas las E₂ (segundo espectro de chispa) y así sucesivamente. Tal es, en síntesis, el método preconizado por los físicos franceses y de cuyo valor en lo que respecta al estudio de la estructura de los espectros, nos ocuparemos en el parágrafo 5.

El aspecto general de los espectros obtenidos por el método de la excitación por inducción es el que muestra la tabla siguiente :

TABLA I

	Región espectral abarcada			
	Espectro A	Espectro E ₁	Espectro E ₂	Espectro E ₃
A	7066 a 3354	6883 a 2300	3819 a 2300	6325 a 2300
Kr	6907 a 4274	6768 a 2228	3691 a 2343	6652 a 2230
Xe	7119 a 3550	7119 a 2300	4133 a 2422	6371 a 2366

donde los espectros de chispa parecen corresponderse de tres en tres ⁽¹⁾, como ya lo había señalado Merrill ⁽²⁾ para los espectros de arco.

2. *Las series espectrales de los gases raros.* — Los espectros de arco de los gases raros presentan una estructura sumamente compleja, debido al gran número de niveles que pueden existir en los átomos de dichos elementos.

Sólo se conocen, hasta ahora, series del tipo determinado por la diferencia de términos de la forma ⁽³⁾ :

$$\varphi(n, \mathbf{K}) = \frac{RZ'^2}{[n + a_1(\mathbf{K}) + a_2(\mathbf{K}) \cdot \varphi(n, \mathbf{K}) \dots]^2} \quad (1)$$

en los espectros del neon y del argon.

Existen, además, las series representables por términos de la forma (1)

⁽¹⁾ BLOCH Y DEJARDIN, Memoria citada, página 478.

⁽²⁾ P. W. MERRILL, *Scient. Papers. B. of Standards*, número 345, página 256, 1919.

⁽³⁾ A. LANDÉ, *Die neuere Entwicklung der Quantentheorie*, página 61, Leipzig, 1926.

con el agregado de una constante, y se conocen, también, regularidades espectrales del tipo :

$$\nu_{p,q} = \nu_{11} + \sum^{\rho-1} \Delta\nu + \sum^{q-1} \delta\nu, \quad (2)$$

que, en realidad, no son sino el primer paso en el conocimiento de la estructura de un espectro. Cuando se logra clasificar las líneas mediante fórmulas del tipo Rydberg-Ritz (ecuación (1)) se constata que las frecuencias definidas por la (2) se expresan por funciones del tipo de la (1).

Las líneas ligadas de Hicks ⁽¹⁾ (*linked lines*) son consideradas por este autor como no pertenecientes a las series ordinarias. Cada línea está ligada con las demás de la misma clase por medio de diferencias constantes de frecuencias de la forma :

$$\Delta\nu = \frac{N}{(1 + S \pm x\Delta)^2} - \frac{N}{(1 + S \pm y\Delta)^2}, \quad (3)$$

tomados de cualquier orden. Estas líneas entran también en el tipo de la ecuación (2) y les son aplicables lo que acabamos de decir de éstas. Otro tanto puede decirse de las líneas colaterales ⁽²⁾ y de las series de adición del mismo autor ⁽³⁾.

Para las líneas colaterales se ha propuesto por Ruark el número cuántica de estructura fina designado por la letra *f* y que caracterizaría la fina subdivisión de los términos ⁽⁴⁾.

F. Hund ⁽⁵⁾ basándose en los trabajos de Pauli y de Heisenberg y en el esquema de Stoner-Main Smith, ha establecido una teoría que permite predecir la estructura del espectro óptico de cualquier átomo cuando se conoce la configuración electrónica que le da origen; también permite la resolución del problema inverso. El cuadro siguiente muestra las distintas configuraciones electrónicas de los gases raros y los términos espectrales a que dan origen.

⁽¹⁾ W. M. HICKS, *A Treatise on the Analysis of Spectra*, página 149, Cambridge, 1922 y *Phil. Trans. (A)*, **220**, página 335, 1920.

⁽²⁾ W. M. HICKS, Obra citada, página 137.

⁽³⁾ W. M. HICKS, Obra citada, páginas 27, 54, 59, etc.; *Phil. Trans.*, Memoria citada; y A. T. WILLIAMS, Estas Contribuciones, (serie matemático-física), **3**, página 451, 1926, y **4**, página 115, 1927.

⁽⁴⁾ A. SOMMERFELD, *Three Lectures on Atomic Physics*, página 12, Londres, 1926.

⁽⁵⁾ F. HUND, *Zeit. für Physik*, **33**, página 345, y **34**, página 296, 1925; J. C. McLENNAN, A. B. McLAY y H. G. SMITH, *Proc. Royal Soc. (A)*, **112**, página 76, 1926, y F. HUND, *Linien-spektren und periodische System der Elemente*, Berlín, 1927.

TABLA II

	Configuraciones			Términos
	A	Kr	X	
(a)	$s^2p^5 (3p)$	$s^2p^5 (4p)$	$s^2p^5 (5p)$	a^1S_0
(a')	$sp^6 (s)$	$sp^6 (s)$	$sp^6 (s)$	$a^{11}S_0$
(b)	$s^2p^5 (4s)$	$s^2p^5 (5s)$	$s^2p^5 (6s)$	b^3P_{012}, b^1P_1
(c)	$s^2p^5 (np)$ $n \geq 4$	$s^2p^5 (np)$ $n \geq 5$	$s^2p^5 (np)$ $n \geq 6$	c^3D_{123}, c^1D_2 c^3P_{012}, c^1P_1 c^3S_1, c^1S_0
(d)	$s^2p^5 (3d)$	$s^2p^5 (4d)$	$s^2p^5 (5d)$	d^3F_{234}, d^1F_3 d^3D_{123}, d^1D_2 d^3P_{012}, d^1P_1

3. *Método adoptado.* — Nuestro propósito ha sido determinar primeramente en los espectros del átomo neutro descritos por Bloch y Dejaridin, las separaciones compañeras y las relaciones entre las mismas, a fin de establecer grupos de líneas del tipo definido por la (2). Para ello hemos reducido las λ de los autores citados a Armstrongs internacionales, hemos redondeado la segunda decimal y después se han determinado las frecuencias en el vacío por medio de las tablas de Kayser (1).

§ 2. ESPECTRO DEL ARGON

1. *Estructura del espectro del arco del argon.* — Rydberg (2) y posteriormente Paulson (3) han establecido grupos de cuatro líneas representables por fórmulas del tipo de la (2). Si se designa por A la frecuencia de la línea menos refrangible de cada grupo, se tiene :

$$\begin{aligned}
 A &= A \\
 B &= A + 846,47 \\
 C &= A + 846,47 + 803,21 \\
 D &= A + 846,47 + 803,21 + 607,03.
 \end{aligned}$$

(1) H. KAYSER, *Tabelle der Schwingungszahlen*, Leipzig, 1925.
 (2) J. R. RYDBERG, *Astrophysic. Journ.*, **6**, página 338, 1897.
 (3) E. PAULSON, *Phys. Zeitschrift*, **15**, página 831, 1914.

K. W. Meissner ⁽¹⁾ y W. F. Meggers ⁽²⁾ han extendido los resultados anteriores, determinando con gran precisión el valor de las separaciones.

Nissen ⁽³⁾ estableció fórmulas del tipo Rydberg-Ritz siguiendo el método adoptado por Paschen para el neon.

Meissner ⁽¹⁾ ha logrado, últimamente, clasificar un gran número de líneas del espectro rojo del argon en series análogas a las del neon. El valor de la constante de corrimiento entre ambos espectros de arco del argon es $A = 1423,2$, según dicho autor. Saunders ⁽⁵⁾ ha llegado a resultados análogos, aunque en forma parcial, habiendo logrado establecer dos términos fundamentales de ambos espectros de arco, siendo $p_0 = 127199,0$ y $p_0 + A = 128532,2$. Este último resultado ha sido confirmado por las experiencias de Dorgelo y Abbink ⁽⁶⁾ y también por las determinaciones de los potenciales de ionización realizadas por Hertz y Kloppers ⁽⁷⁾.

En la tabla siguiente se hallan consignados los términos establecidos por Meissner para los dos espectros de arco del argon y su correspondencia con los términos determinados teóricamente mediante la teoría de Hund.

TABLA III

j	Términos		Términos según la teoría de Hund
	$\varphi(n, k) + A$	$\varphi(n, k)$	
0	p_0	p_0	$a^1S_0, a^{11}S_0$
2		s_3	b^3P_2
1		s_4	b^3P_1
0	s_3		b^3P_0
1	s_2		b^1P_1
3		p_3	c^3D_3
2	p_3		c^3D_2
1	p_4		c^3D_1
2		p_6	c^3P_2

(1) K. W. MEISSNER, *Phys. Zeitschrift*, **17**, página 549, 1916.
 (2) W. F. MEGGERS, *Scient. Papers. B. of Standards*, número 414, página 193, 1921.
 (3) F. PASCHEN y R. GÖTZE, *Seriengesetze der Linienspektren*, página 52.
 (4) K. W. MEISSNER, *Zeit. für Physik*, **37**, página 238, 1926; **39**, página 172, 1926, y **40**, página 839, 1927.
 (5) F. A. SAUNDERS, *Proc. National Academy Sciences (U. S. A.)*, **12**, página 556, 1926.
 (6) H. B. DORGELO y J. H. ABBINK, *Zeit. für Physik*, **41**, página 753, 1927.
 (7) G. HERTZ y R. K. KLOPPERS, *Zeit. für Physik*, **31**, página 463, 1925.

j	Términos		Términos según la teoría de Hund
	$\zeta(n, K) + A$	$\zeta(n, K)$	
1	P_2		$c^3\bar{P}_1$
0	P_1		$c^3\bar{P}_0$
1		P_{10}	c^3S_1
2		P_8	c^1D_2
1		P_7	$c^1\bar{P}_1$
0		P_5	c^1S_0
4		d_4'	d^3F_4
3		d_4	d^3F_3
2	s_1'''		d^3F_2
3		d_1'	$d^3\bar{D}_3$
2	s_1''		$d^3\bar{D}_2$
1		d_2	$d^3\bar{D}_1$
2		d_3	d^3P_3
1		d_5	d^3P_1
0		d_6	d^3P_0
3	s_1'''		d^1F_3
2		d_1''	$d^1\bar{D}_2$
1	s_1'		d^1P_1
?	Z	Y, X	?

Por medio de esta correspondencia entre los términos teóricos y los obtenidos por Meissner hemos establecido los siguientes multipletes (1) :

$b^3P - c^3D :$	b^3P_0	b^3P_1	b^3P_2
c^3D_1, \dots	4191,03 (100)	4054,50 (8)	3947,50 (40)
c^3D_2, \dots		4044,42 (100)	?
c^3D_3, \dots			4200,69 (100)
$b^3P - c^3\bar{P} :$			
$c^3\bar{P}_0, \dots$?	3979,71 (100)	
$c^3\bar{P}_1, \dots$	4181,88 (80)	4045,96 (10)	3948,98 (100)
$c^3\bar{P}_2, \dots$		4266,29 (100)	4158,59 (100)

(1) Las intensidades son las consignadas por Meissner. Los λ en tipo grueso son las líneas que corresponden al arco según Bloch y Dejardin.

	e^3D_1	e^3D_2	e^3D_3
$e^3D - d^3P :$			
d^3P_0	6818,26 (2)		
d^3P_1	6754,30 (4)	6827,24 (8)	
d^3P_2	6684,73 (3)	6756,10 (10)	6013,68 (3)
$e^3D - d^3\bar{D} :$			
$d^3\bar{D}_1$	6499,10 (3)	?	
$d^3\bar{D}_2$	6155,23 (9)	6215,95 (9)	5581,83 (6)
$d^3\bar{D}_3$?	5927,13 (3)
$e^3D - d^3F :$			
d^3F_2	6105,64 (9)	6165,11 (4)	5540,90 (5)
d^3F_3		6722,90 (2)	5987,29 (5)
d^3F_4			6032,13 (30)
$e^3S - d^3P :$			
e^3S_1	5650,70 (30)	5606,73 (10)	5558,71 (10)

También se han establecido las siguientes líneas de intercombinación y líneas aisladas :

$e^1\bar{P}_1$	b^3P_1 4272,17 (100)	e^1S_0	b^1P_1 4510,73 (80)
e^1S_0	4198,20 (100)	$e^3\bar{P}_0$	4259,36 (100)

Cabe observar que las líneas que mencionan Bloch y Dejardin son sólo aquellas que figuran con gran intensidad en las tablas de Meissner.

Sin embargo, hemos logrado clasificar con los términos calculados por Meissner dos líneas encontradas por los autores citados más arriba y que Meissner no menciona.

2. *Espectro A, según Bloch y Dejardin.* —

TABLA IV

Serie (Meissner)	λ A. I.	$\lambda_{in\ vacuo}$	I
$1s_3 - 6p_8$ ⁽¹⁾	3354,3	29803,9	}
$1s_3 - 6p_9$ ⁽¹⁾	55,4	794,2	
	56,0	788,8	
$1s_2 - 4p_7$	3834,7	26070,3	0
$1s_2 - 4p_{10}$	94,6	25669,3	0
$1s_5 - 3p_2$	3948,9	316,4	1
$1s_4 - 3p_3$	4044,4	24718,6	0
$1s_5 - 3p_6$	4158,5	040,4	0
$1s_5 - 3p_8$	90,7	23855,7	}
$1s_3 - 3p_4$	90,9	854,5	
$1s_4 - 3p_5$	98,2	813,0	0
$1s_5 - 3p_9$	4200,6	799,4	0
$1s_2 - 3p_1$	59,3	471,5	1
$1s_4 - 3p_6$	66,3	432,9	6
$1s_4 - 3p_7$	72,1	401,1	0
$1s_2 - 3p_5$	4510,7	22163,3	1
$2p_{10} - 5s_1''$	5187,3	19272,5	}
	88,3	268,8	
$2p_9 - 6d_1'$	5495,9	18190,3	0
$2p_{10} - 5d_3$	5558,8	17984,5	0
$2p_8 - 5s_1'''$	72,7	939,7	0
$2p_{10} - 5d_5$	5606,6	831,2	0
$2p_{10} - 5d_6$	50,8	691,7	0
$2p_7 - 5s_1''''$	5739,7	417,7	0
$2p_9 - 5d_5$	5987,3	16697,4	0
$2p_8 - 5d_4''$	99,3	664,0	0
$2p_9 - 5d_4'$	6032,5	572,3	0
$2p_8 - 5d_4$	43,5	542,1	0
$2p_{10} - 3s_5^?$	6415,0	15584,2	0
$2p_9 - 4s_1'''$	6538,2	290,5	0
$2p_3 - 4s_1''$	6664,0	001,9	0
$2p_{10} - 4d_3$	6752,5	14805,3	0
$2p_{10} - 4d_5^?$	6870,4	551,2	0
$1s_5 - 2p_2$	6964,6	354,4	0
$1s_3 - 2p_3$	7066,3	148,4	0

(1) Clasificadas por nosotros utilizando los valores de los términos dados por Meissner; las ν calculadas son : 29803,09 y 29795,41; siendo los residuos + 0,81 y - 1,21, respectivamente.

§ 3. ESPECTRO DEL CRIPTON

1. *Estructura del espectro del cripton.* — Paulson menciona cinco dobletes con la separación $\Delta\nu = 945,3$ y otros cinco con la separación $\Delta\nu = 4733,0$ ⁽¹⁾; Merrill ⁽²⁾ encontró tres dobletes más con la separación $\Delta\nu = 945,0$ y, finalmente, Meggers ⁽³⁾ midió interferencialmente las líneas del cripton, encontró los mismos pares que Merrill y determinó el valor medio de $\Delta\nu$ encontrando 945,028.

No se ha publicado hasta la fecha ningún trabajo sobre las series del tipo Rydberg.

Las series probables de ese tipo que figuran en la tabla VII se presumen teniendo presente las consideraciones que se hacen en el parágrafo 5.

En nuestro análisis de los espectros de inducción hemos encontrado alguna de las separaciones mencionadas por los autores arriba citados y además otras que se encuentran en las tablas que siguen.

2. *Separaciones compañeras del espectro A, según los resultados de Bloch y Dejardin.* —

TABLA V

λ I. A.	$\Delta\nu$		λ I. A.	$\Delta\nu$	
5475,3	51,9	$\Delta\nu_1$	4274,0	144,1	$\Delta\nu_4$
90,9			4300,5		
5993,8	50,8	»	5475,3	145,9	»
6012,1			5519,4		
4362,7	70,7	$\Delta\nu_2$	4318,6	174,0	$\Delta\nu_5$
76,2			51,3		
5498,0	70,5	»	5993,8	171,6	»
5519,4			6056,1		
6056,1	72,7	»	4362,7	193,8	$\Delta\nu_6$
82,9			99,9		
4351,3	130,7	$\Delta\nu_3$	4463,7	192,5	»
76,2			4502,4		
5827,1	128,0	»	6012,1	193,5	»
70,9			82,9		

⁽¹⁾ E. PAULSON, *Ann. der Physik*, **45**, página 419, 1914.

⁽²⁾ P. W. MERRILL, *Scient. Papers. B. of Standards*, número 345, página 254, 1919.

⁽³⁾ W. F. MEGGERS, Memoria citada.

λ I. A.	Δν		λ I. A.	Δν	
6814,8			5827,1		
6906,8	195,4	Δν ₆	5993,8	477,1	Δν ₁₃
4318,6			6056,1		
62,7	234,0	Δν ₇	6236,4	477,2	»
5490,9			6373,8		
5562,2	233,4	»	6573,8	477,2	»
5498,0			4362,7		
5570,3	236,0	»	4463,7	518,5	Δν ₁₆
4274,0			4399,9		
4318,6	241,5	Δν ₈	4502,4	517,2	»
4454,0			5870,9		
4502,4	241,2	»	6056,1	520,7	»
5993,8			4300,5		
6082,9	244,3	»	4399,9	525,2	Δν ₁₇
5490,9			4351,3		
5570,3	259,5	Δν ₉	4454,0	529,8	»
6056,1			5827,1		
6152,8	259,4	»	6012,1	527,9	»
4399,9			4274,0		
4463,7	324,7	Δν ₁₀	4376,2	546,2	Δν ₁₈
5718,4			6236,4		
5827,1	326,2	»	6456,4	546,3	»
6012,1			6012,1		
6152,8	380,2	Δν ₁₁	6222,8	563,0	Δν ₁₉
6222,8			6152,8		
6373,8	380,6	»	6373,8	563,4	»
4376,2			6456,4		
4454,0	399,1	Δν ₁₂	6700,8	564,7	»
5870,9			5519,4		
6012,1	399,9	»	5718,4	630,3	Δν ₂₀
4300,5			5832,7		
4376,2	402,1	»	6056,1	632,3	»
6082,9			5827,1		
6236,4	404,5	»	6056,1	648,7	Δν ₂₁
4376,2			5993,8		
4463,7	447,8	Δν ₁₃	6236,4	648,8	»
6700,8			6421,1		
6906,8	445,0	»	6700,8	649,9	»
5832,7			5498,0		
5993,8	460,7	Δν ₁₄	5718,4	700,8	Δν ₂₂
6236,4			4318,6		
6421,1	461,1	»	4454,0	703,8	»
4274,0			5832,7		
4362,7	475,5	Δν ₁₅	6082,9	705,0	»

λ I. A.	$\Delta\nu$		λ I. A.	$\Delta\nu$	
4318,6			5870,9		
4463,7	752,5	$\Delta\nu_{23}$	6373,8	1343,5	$\Delta\nu_{31}$
6082,9			5827,1		
6373,8	750,5	»	6373,8	1471,5	$\Delta\nu_{32}$
6152,8			5993,8		
6456,4	764,1	$\Delta\nu_{24}$	6573,8	1471,6	»
6373,8			5498,0		
6700,8	765,4	»	6012,1	1554,9	$\Delta\nu_{33}$
6056,1			6236,4		
6373,8	822,8	$\Delta\nu_{25}$	6906,8	1556,0	»
6236,4			5475,3		
6573,8	822,8	»	5993,8	1579,5	$\Delta\nu_{34}$
4274,0			5490,9		
4454,0	945,3	$\Delta\nu_{26}^{(1)}$	6012,1	1578,4	»
4318,6			6152,8		
4502,4	945,0	» ⁽¹⁾	6814,8	1578,4	»
5562,2			5827,1		
5870,9	945,1	» ⁽¹⁾	6421,1	1587,0	$\Delta\nu_{35}$
6012,1			6056,1		
6373,8	943,6	»	6700,8	1588,2	»
5519,4			6222,8		
5832,7	972,9	$\Delta\nu_{27}$	6906,8	1591,0	»
5718,4			5498,0		
6056,1	974,9	»	6056,1	1675,7	$\Delta\nu_{36}$
4300,5			5519,4		
4502,4	1042,6	$\Delta\nu_{28}$	6082,9	1677,9	»
5498,0			5490,9		
5832,7	1043,4	»	6056,1	1699,2	$\Delta\nu_{37}$
6152,8			5570,3		
6573,8	1040,6	»	6152,8	1699,1	»
5832,7			5475,3		
6236,4	1109,5	$\Delta\nu_{29}$	6056,1	1751,1	$\Delta\nu_{38}$
5993,8			5498,0		
6421,1	1109,9	»	6082,9	1748,4	»
6236,4			5490,9		
6700,8	1111,0	»	6082,9	1771,9	$\Delta\nu_{39}$
6012,1			6152,8		
6456,4	1144,3	$\Delta\nu_{30}$	6906,8	1773,8	»
6222,8			5498,0		
6700,8	1146,0	»	6152,8	1935,1	$\Delta\nu_{40}$
5562,2			5832,7		
6012,1	1345,0	$\Delta\nu_{31}$	6573,8	1932,3	»

(¹) Según Paulson, Merrill y Meggers.

λ I. A.	$\Delta\nu$		λ I. A.	$\Delta\nu$	
5490,9	1958,6	$\Delta\nu_{41}$	4362,7	4941,7	$\Delta\nu_{45}$
6082,9			5562,2		
6012,1	1958,6	"	4318,6	4965,8	$\Delta\nu_{46}$
6814,8			5498,0		
6082,9	1960,5	"	4362,7	4967,8	"
6906,8			5570,3		
5475,3	2010,5	$\Delta\nu_{42}$	4454,0	4962,8	"
6152,8			5718,4		
5993,8	2009,4	"	4300,5	5063,2	$\Delta\nu_{47}$
6814,8			5498,0		
5498,0	2152,9	$\Delta\nu_{43}$	4502,4	5064,2	"
6236,4			5832,7		
6012,1	2154,0	"	4274,0	5131,9	$\Delta\nu_{48}$
6906,8			5475,3		
4362,7	4731,8	$\Delta\nu_{44}^{(1)}$	4300,5	5133,7	"
5498,0			5519,4		
4376,2	4731,6	" ⁽¹⁾	4318,6	5175,7	$\Delta\nu_{49}$
5519,4			5562,2		
4318,6	4942,3	$\Delta\nu_{45}$	4502,4	5175,8	"
5490,9			5870,9		

3. *Relación entre las separaciones. Grupos de líneas.* — Van a continuación todas las posibilidades de relaciones entre las separaciones compañeras, de la forma :

$$\Delta\nu = \Sigma \Delta\nu_i,$$

con el objeto de establecer grupos de líneas del tipo definido por la ecuación (2). Sólo hemos encontrado los siguientes :

Grupos I e I' :

$$\begin{aligned} I_3 &= I_3 & \text{y} & & I_3' &= I_3' \\ I_2 &= I_3 + \Delta\nu_{21} & \text{y} & & I_2' &= I_3' + \Delta\nu_{21} \\ I_1 &= I_3 + \Delta\nu_{21} + \Delta\nu_{11} & \text{y} & & I_1' &= I_3' + \Delta\nu_{21} + \Delta\nu_{11} \end{aligned}$$

Grupos J y J' :

$$\begin{aligned} J_4 &= J_4 & \text{y} & & J_4' &= J_4' \\ J_2 &= J_4 + \Delta\nu_{23} & \text{y} & & J_2' &= J_4' + \Delta\nu_{23} \\ J_1 &= J_4 + \Delta\nu_{23} + \Delta\nu_{21} & \text{y} & & J_1' &= J_4' + \Delta\nu_{23} + \Delta\nu_{21} \end{aligned}$$

(¹) Según Paulson.

Además, los grupos B' y B'', E y E' y G' y G'' pueden refundirse dos a dos en grupos de cuatro líneas que responden al esquema :

$$\nu = \nu_1 + \Delta\nu' + \Delta\nu'' + \Delta\nu'.$$

$$\Delta\nu_{15} = \Delta\nu_8 + \Delta\nu_7 = \Delta\nu_2 + \Delta\nu_{12}$$

$$\begin{array}{l} A_1 \ 4274,0 \\ A_2 \ 4318,6 \\ A_3 \ 4362,7 \end{array} \left. \begin{array}{l} \Delta\nu_8 \\ \Delta\nu_7 \end{array} \right\} \Delta\nu_{15} \quad \begin{array}{l} A_1' \ 6056,1 \\ A_2' \ 6082,9 \\ A_3' \ 6236,4 \end{array} \left. \begin{array}{l} \Delta\nu_2 \\ \Delta\nu_{12} \end{array} \right\} \Delta\nu_{15}$$

$$\Delta\nu_{16} = \Delta\nu_2 + \Delta\nu_{13} = \Delta\nu_6 + \Delta\nu_{10} = \Delta\nu_{10} + \Delta\nu_6$$

$$\begin{array}{l} B_1 \ 4362,7 \\ B_2 \ 4376,2 \\ B_3 \ 4463,7 \end{array} \left. \begin{array}{l} \Delta\nu_2 \\ \Delta\nu_{13} \end{array} \right\} \Delta\nu_{16} \quad \begin{array}{l} B_1' \ 4362,7 \\ B_2' \ 4399,9 \\ B_3' \ 4463,7 \end{array} \left. \begin{array}{l} \Delta\nu_6 \\ \Delta\nu_{10} \end{array} \right\} \Delta\nu_{16}$$

$$\begin{array}{l} B_1'' \ 4399,9 \\ B_2'' \ 4463,7 \\ B_3'' \ 4502,4 \end{array} \left. \begin{array}{l} \Delta\nu_{10} \\ \Delta\nu_6 \end{array} \right\} \Delta\nu_{16}$$

$$\Delta\nu_{17} = \Delta\nu_3 + \Delta\nu_{12} = \Delta\nu_{15} + \Delta\nu_1$$

$$\begin{array}{l} C_1 \ 5827,1 \\ C_2 \ 5870,9 \\ C_3 \ 6012,1 \end{array} \left. \begin{array}{l} \Delta\nu_3 \\ \Delta\nu_{12} \end{array} \right\} \Delta\nu_{17} \quad \begin{array}{l} C_1' \ 5827,1 \\ C_2' \ 5993,8 \\ C_3' \ 6012,1 \end{array} \left. \begin{array}{l} \Delta\nu_{15} \\ \Delta\nu_1 \end{array} \right\} \Delta\nu_{17}$$

$$\Delta\nu_{18} = \Delta\nu_8 + \Delta\nu_7 + \Delta\nu_2 = \Delta\nu_4 + \Delta\nu_{12}$$

$$\begin{array}{l} D_1 \ 4274,0 \\ D_2 \ 4318,6 \\ D_3 \ 4362,7 \\ D_4 \ 4376,2 \end{array} \left. \begin{array}{l} \Delta\nu_8 \\ \Delta\nu_7 \\ \Delta\nu_2 \end{array} \right\} \Delta\nu_{18} \quad \begin{array}{l} D_1' \ 4274,0 \\ D_2' \ 4300,5 \\ D_3' \ 4376,2 \end{array} \left. \begin{array}{l} \Delta\nu_4 \\ \Delta\nu_{12} \end{array} \right\} \Delta\nu_{18}$$

$$\Delta\nu_{21} = \Delta\nu_{15} + \Delta\nu_5 = \Delta\nu_5 + \underbrace{\Delta\nu_2 + \Delta\nu_{12}}_{\Delta\nu_{15}} = \Delta\nu_3 + \Delta\nu_{16}$$

$$\begin{array}{l} E_1 \ 5827,1 \\ E_2 \ 5993,8 \\ E_3 \ 6056,1 \end{array} \left. \begin{array}{l} \Delta\nu_{15} \\ \Delta\nu_5 \end{array} \right\} \Delta\nu_{21} \quad \begin{array}{l} E_1' \ 5993,8 \\ E_2' \ 6056,1 \\ E_3' \ 6082,9 \\ E_4' \ 6236,4 \end{array} \left. \begin{array}{l} \Delta\nu_5 \\ \Delta\nu_2 \\ \Delta\nu_{12} \end{array} \right\} \Delta\nu_{21}$$

$$\begin{array}{l} E_1'' \ 5827,1 \\ E_2'' \ 5870,9 \\ E_3'' \ 6056,1 \end{array} \left. \begin{array}{l} \Delta\nu_3 \\ \Delta\nu_{16} \end{array} \right\} \Delta\nu_{21}$$

$$\Delta v_{22} = \Delta v_7 + \Delta v_2 + \Delta v_{12} = \Delta v_2 + \Delta v_{20} = \Delta v_{11} + \Delta v_5 + \Delta v_2 = \Delta v_{20} + \Delta v_2$$

$$\begin{array}{l} F_1 \ 5498,0 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_2 \\ \Delta v_{20} \end{array} \right\} \\ F_2 \ 5519,4 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_2 \\ \Delta v_{20} \end{array} \right\} \\ F_3 \ 5718,4 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_2 \\ \Delta v_{20} \end{array} \right\} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{22} \\ \Delta v_{22} \\ \Delta v_{22} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{11} \\ \Delta v_5 \\ \Delta v_2 \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{20} \\ \Delta v_{22} \\ \Delta v_{22} \end{array} \right\}$$

$$\begin{array}{l} F_1'' \ 4318,6 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_7 \\ \Delta v_2 \end{array} \right\} \\ F_2'' \ 4362,7 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_7 \\ \Delta v_2 \end{array} \right\} \\ F_3'' \ 4376,2 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_7 \\ \Delta v_2 \end{array} \right\} \\ F_4'' \ 4454,0 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_7 \\ \Delta v_{12} \end{array} \right\} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{22} \\ \Delta v_{22} \\ \Delta v_{22} \\ \Delta v_{22} \end{array} \right\}$$

$$\begin{aligned} \Delta v_{26} &= \Delta v_7 + \Delta v_{16} + \Delta v_6 = \Delta v_{22} + \Delta v_8 = \\ &= \Delta v_8 + \underbrace{\Delta v_7 + \Delta v_2 + \Delta v_{12}}_{\Delta v_{18}} = \Delta v_8 + \Delta v_{22} \end{aligned}$$

$$\begin{array}{l} G_1 \ 4318,6 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_7 \\ \Delta v_{16} \\ \Delta v_6 \end{array} \right\} \\ G_2 \ 4362,7 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_7 \\ \Delta v_{16} \\ \Delta v_6 \end{array} \right\} \\ G_3 \ 4463,7 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_7 \\ \Delta v_{16} \\ \Delta v_6 \end{array} \right\} \\ G_4 \ 4502,4 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_7 \\ \Delta v_{16} \\ \Delta v_6 \end{array} \right\} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{26} \\ \Delta v_{26} \\ \Delta v_{26} \\ \Delta v_{26} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{22} \\ \Delta v_8 \\ \Delta v_8 \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{26} \\ \Delta v_{26} \\ \Delta v_{26} \end{array} \right\}$$

$$\begin{array}{l} G_1'' \ 4274,0 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_8 \\ \Delta v_7 \\ \Delta v_2 \\ \Delta v_{12} \end{array} \right\} \\ G_2'' \ 4318,6 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_8 \\ \Delta v_7 \\ \Delta v_2 \\ \Delta v_{12} \end{array} \right\} \\ G_3'' \ 4362,7 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_8 \\ \Delta v_7 \\ \Delta v_2 \\ \Delta v_{12} \end{array} \right\} \\ G_4'' \ 4376,2 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_8 \\ \Delta v_7 \\ \Delta v_2 \\ \Delta v_{12} \end{array} \right\} \\ G_5'' \ 4454,0 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_8 \\ \Delta v_7 \\ \Delta v_2 \\ \Delta v_{12} \end{array} \right\} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{18} \\ \Delta v_{22} \\ \Delta v_{22} \\ \Delta v_{22} \\ \Delta v_{22} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{26} \\ \Delta v_{26} \\ \Delta v_{26} \\ \Delta v_{26} \\ \Delta v_{26} \end{array} \right\}$$

$$\Delta v_{28} = \Delta v_{17} + \Delta v_{16} = \Delta v_2 + \Delta v_{27}$$

$$\begin{array}{l} H_1 \ 4300,5 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{17} \\ \Delta v_{16} \end{array} \right\} \\ H_2 \ 4399,9 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{17} \\ \Delta v_{16} \end{array} \right\} \\ H_3 \ 4502,4 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{17} \\ \Delta v_{16} \end{array} \right\} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{28} \\ \Delta v_{28} \\ \Delta v_{28} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_2 \\ \Delta v_2 \\ \Delta v_{27} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{28} \\ \Delta v_{28} \\ \Delta v_{28} \end{array} \right\}$$

$$\begin{aligned} \Delta v_{29} &= \Delta v_{13} + \underbrace{\Delta v_5 + \Delta v_2 + \Delta v_{12}}_{\Delta v_{21}} = \Delta v_{14} + \Delta v_{21} = \\ &= \Delta v_{22} + \Delta v_{12} = \Delta v_{20} + \Delta v_{15} = \Delta v_{18} + \Delta v_{19} \end{aligned}$$

$$\begin{array}{l} I_1 \ 5832,7 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{11} \\ \Delta v_{21} \end{array} \right\} \\ I_2 \ 5993,8 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{11} \\ \Delta v_{21} \end{array} \right\} \\ I_3 \ 6236,4 \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{11} \\ \Delta v_{21} \end{array} \right\} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{29} \\ \Delta v_{29} \\ \Delta v_{29} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{14} \\ \Delta v_{14} \\ \Delta v_{21} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \Delta v_{29} \\ \Delta v_{29} \\ \Delta v_{29} \end{array} \right\}$$

$$\begin{array}{l}
 I_1'' 5832,7 \\
 I_2'' 6082,9 \\
 I_3'' 6236,4
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{22} \\ \Delta\nu_{12} \end{array} \right\}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{20} \\ \Delta\nu_{10} \end{array} \right\}
 \begin{array}{l}
 I_1''' 5832,7 \\
 I_2''' 6056,1 \\
 I_3''' 6236,4
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{20} \\ \Delta\nu_{10} \end{array} \right\}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{20} \\ \Delta\nu_{10} \end{array} \right\}$$

$$\begin{array}{l}
 I_1'''' 6236,4 \\
 I_2'''' 6456,4 \\
 I_3'''' 6700,8
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{18} \\ \Delta\nu_{19} \end{array} \right\}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{20} \\ \Delta\nu_{19} \end{array} \right\}$$

$$\Delta\nu_{32} = \underbrace{\Delta\nu_{15} + \Delta\nu_5}_{\Delta\nu_{21}} + \Delta\nu_{25} = \underbrace{\Delta\nu_5 + \Delta\nu_{15}}_{\Delta\nu_{21}} + \Delta\nu_{25} = \Delta\nu_3 + \Delta\nu_{31}$$

$$\begin{array}{l}
 J_1 \mathbf{5827,1} \\
 J_2 5993,8 \\
 J_3 \mathbf{6056,1} \\
 J_4 \mathbf{6373,8}
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{15} \\ \Delta\nu_5 \\ \Delta\nu_{25} \end{array} \right\}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{21} \\ \Delta\nu_{32} \end{array} \right\}
 \begin{array}{l}
 J_1' \mathbf{5993,8} \\
 J_2' \mathbf{6056,1} \\
 J_3' \mathbf{6236,4} \\
 J_4' \mathbf{6573,8}
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_5 \\ \Delta\nu_{15} \\ \Delta\nu_{25} \end{array} \right\}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{21} \\ \Delta\nu_{32} \end{array} \right\}$$

$$\begin{array}{l}
 J_1'' 5827,1 \\
 J_2'' 5870,6 \\
 J_3'' 6373,8
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_3 \\ \Delta\nu_{31} \end{array} \right\}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{32} \\ \Delta\nu_{31} \end{array} \right\}$$

$$\Delta\nu_{35} = \Delta\nu_{15} + \Delta\nu_{20} = \Delta\nu_{11} + \Delta\nu_{21} + \Delta\nu_{13}$$

$$\begin{array}{l}
 K_1 5827,1 \\
 K_2 5993,8 \\
 K_3 6421,1
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{15} \\ \Delta\nu_{20} \end{array} \right\}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{35} \\ \Delta\nu_{25} \end{array} \right\}
 \begin{array}{l}
 K_1' 6222,8 \\
 K_2' 6373,8 \\
 K_3' 6700,8 \\
 K_4' 6906,8
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{11} \\ \Delta\nu_{24} \\ \Delta\nu_{13} \end{array} \right\}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{35} \\ \Delta\nu_{35} \end{array} \right\}$$

$$\Delta\nu_{38} = \Delta\nu_{34} + \Delta\nu_5 = \Delta\nu_{32} + \Delta\nu_6 = \Delta\nu_{36} + \Delta\nu_2$$

$$\begin{array}{l}
 L_1 5498,0 \\
 L_2 6012,1 \\
 L_3 6082,9
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{32} \\ \Delta\nu_6 \end{array} \right\}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{38} \\ \Delta\nu_6 \end{array} \right\}
 \begin{array}{l}
 L_1' 5498,0 \\
 L_2' 6056,1 \\
 L_3' 6882,9
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{36} \\ \Delta\nu_2 \end{array} \right\}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{38} \\ \Delta\nu_2 \end{array} \right\}$$

$$\begin{array}{l}
 L_1'' 5475,3 \\
 L_2'' 5993,8 \\
 L_3'' 6056,1
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{34} \\ \Delta\nu_5 \end{array} \right\}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{38} \\ \Delta\nu_5 \end{array} \right\}$$

$$\Delta\nu_{40} = \Delta\nu_{33} + \Delta\nu_{11} = \Delta\nu_{36} + \Delta\nu_9 = \Delta\nu_{11} + \underbrace{\Delta\nu_5 + \Delta\nu_2 + \Delta\nu_{12} + \Delta\nu_{25}}_{\Delta\nu_{32}}$$

$$\begin{array}{l}
 M_1 5498,0 \\
 M_2 6012,1 \\
 M_3 6152,8
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{32} \\ \Delta\nu_{11} \end{array} \right\}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{40} \\ \Delta\nu_{11} \end{array} \right\}
 \begin{array}{l}
 M_1' 5498,0 \\
 M_2' 6056,1 \\
 M_3' 6152,8
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{36} \\ \Delta\nu_9 \end{array} \right\}
 \left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{40} \\ \Delta\nu_9 \end{array} \right\}$$

$$\begin{array}{l}
 M_1'' \ 5832,7 \\
 M_2'' \ 5993,8 \\
 M_3'' \ 6056,1 \\
 M_4'' \ 6082,9 \\
 M_5'' \ 6236,4 \\
 M_6'' \ 6573,8
 \end{array}
 \left. \begin{array}{l}
 \Delta\nu_{14} \\
 \Delta\nu_5 \\
 \Delta\nu_2 \\
 \Delta\nu_{12} \\
 \Delta\nu_{25}
 \end{array} \right\} \Delta\nu_{32} \left. \vphantom{\begin{array}{l} M_1'' \\ M_2'' \\ M_3'' \\ M_4'' \\ M_5'' \\ M_6'' \end{array}} \right\} \Delta\nu_{40}$$

$$\Delta\nu_{43} = \underbrace{\Delta\nu_{32} + \Delta\nu_6}_{\Delta\nu_{38}} + \Delta\nu_{12} = \Delta\nu_{36} + \Delta\nu_{15} = \Delta\nu_{41} + \Delta\nu_6$$

$$\begin{array}{l}
 N_1 \ 5498,0 \\
 N_2 \ 6012,1 \\
 N_3 \ 6082,9 \\
 N_4 \ 6236,4
 \end{array}
 \left. \begin{array}{l}
 \Delta\nu_{33} \\
 \Delta\nu_6 \\
 \Delta\nu_{12}
 \end{array} \right\} \Delta\nu_{28} \left. \vphantom{\begin{array}{l} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \end{array}} \right\} \Delta\nu_{42}$$

$$\begin{array}{l}
 N_1' \ 5498,0 \\
 N_2' \ 6056,1 \\
 N_3' \ 6236,4
 \end{array}
 \left. \begin{array}{l}
 \Delta\nu_{36} \\
 \Delta\nu_{15}
 \end{array} \right\} \Delta\nu_{43}$$

$$\begin{array}{l}
 N_1'' \ 6012,1 \\
 N_2'' \ 6814,8 \\
 N_3'' \ 6906,8
 \end{array}
 \left. \begin{array}{l}
 \Delta\nu_{41} \\
 \Delta\nu_6
 \end{array} \right\} \Delta\nu_{42}$$

4. *Espectro A, según Bloch y Dejardin.* —

TABLA VI

Series probables	λ I. A.	ν_{in} vacuo	I	Grupos de líneas
$1s_n - mp_i$	4274,0	23390,7	1	A, D, D', G''.
	4300,5	246,6	4	D', H.
	18,6	149,2	0	A, D, F'', G, G', G''.
	19,6	143,8		
	51,3	28975,2	2	
	62,7	915,2	1	A, B, B', D, F'', G, G''.
	76,2	844,5	0	B, D, D', F'', G''.
	99,9	721,4	1	B', B'', H.
	4454,0	445,4	3	F'', G', G''.
	63,7	396,7	1	B, B', B'', G.
	4502,4	204,2	1	B'', G, G', H.
	5475,3	18258,8	0	L''.
	90,9	206,9	0	
$2p_i - \left\{ \begin{array}{l} xs_n \\ yd_n \\ zs_n' \end{array} \right\}$	98,0	183,4	1	F, H', L, L', M, M', N, N'.
	5519,4	112,9	0	F, H'.
	62,2	17973,5	0	
	70,3	947,4	3	
	5718,4	482,6	1	F.

Series probables	λ l. A.	$\lambda_{in vacuo}$	l	• Grupos de líneas
$2p: \begin{cases} xs_n \\ yd_n \\ zs_n' \end{cases}$	5827,1	17156,4	0	C, C', E, E'', J, J'', K.
	32,7	140,0	0	F', H', I, I'', I''', M''.
	70,9	028,4	3	C, E'', J''.
	5993,8	16679,3	4	C', E, E', F', I, J, J', K, L'', M''.
	6012,1	628,5	1	C, C', L, M, N, N''.
	56,1	507,7	0	A', E, E', E'', F', I''', J, J', L', L'', M', M'', N'.
	82,9	435,0	2	A', E', F', I'', L, L', M', N.
	6152,8	248,3	0	M, M'.
	6222,8	065,5	0	K'.
	36,4	030,5	0	A', E', I, I', I'', I''', J', M'', N, N'.
	6373,8	15684,9	0	J, J'', K'.
	6421,1	569,4	5	I', K.
	56,4	484,2	1	I''''.
	6573,8	207,7	3	J', M''.
	6700,8	14919,5	0	I', I''', K'.
	6814,8	669,0	0	N''.
	6906,8	474,5	0	K', N''.

§ 4. ESPECTRO DEL XENON

1. Estructura del espectro del xenon. — Como en el caso del cripton no se han encontrado hasta ahora series del tipo Rydberg-Ritz. Las series probables que figuran en la tabla se fundan en las mismas consideraciones que las referentes al cripton.

Paulson (1) ha encontrado grupos de tres líneas con las separaciones 760,0 y 3685,0, algunas de las cuales figuran en nuestros resultados (tabla VII, grupo F). Sommer (2) ha determinado numerosas separaciones y grupos de líneas — muchos de ellos incompletos — en el espectro rojo del xenon.

Nuestros resultados nos han permitido identificar 195 separaciones compañeras, pero en la tabla VII sólo hemos considerado aquellas ya mencionadas por los autores anteriormente citados, completándolos en lo posible y sirviéndonos siempre de los resultados publicados por Bloch y Dejardin.

(1) E. PAULSON, *Astrophysic. Journ.*, **40**, página 307, 1914.

(2) L. A. SOMMER, *Zeit. für Physik*, **13**, página 85, 1923.

2. *Separaciones compañeras y grupos de líneas.* — Los grupos que figuran en la tabla VII corresponden a relaciones ya encontradas por Paulson (grupo F) y por Sommer (grupos restantes).

TABLA VII

	λ ν	$\Delta\nu$	λ ν	$\Delta\nu$	λ ν	$\Sigma \Delta\nu$
<i>Grupo A</i>						
A_1	7119,2 14042,6 6849,8				6655,8 15020,4 6419,8	977,8
A_2	14594,9 6668,6				15572,5 6259,8	977,6
A_3	14991,5 4923,1				15970,5 4697,0	979,0
A_4	20306,8 4916,5				21284,5 4691,0	977,7
A_5	20334,0 4829,7		4624,3		21311,5 4611,9	977,5
A_6	20699,5 4734,1	919,4	21618,9	58,1	21677,0 4524,7	977,5
A_7	21117,5 4109,7				22094,7 3951,0	977,2
A_8	24325,8 3823,7		3693,5		25302,9 3685,9	977,1
A_9	26145,3	921,6	27066,9	55,8	27122,7	977,4
<i>Grupo B</i>						
B_1	4923,1 20306,8	977,7	4697,0 21284,5	117,3	4671,2 21401,8	1095,0
B_2	4734,1 21117,5	977,2	4524,7 22094,7	116,4	4501,0 22211,1	1093,6
B_3	3823,7 26145,3	977,4	3685,9 27122,7	117,5	3670,0 37240,2	1094,9
<i>Grupo C</i>						
C_1	4923,1 20306,8	977,7	4697,0 21284,5	530,6	4582,7 21815,1	1508,3
C_2	4829,7 20699,5	977,5	4611,9 21677,0	534,1	4501,0 22211,1	1511,6

	λ Å	$\Delta\nu$	λ Å	$\Delta\nu$	λ Å	$\Sigma \Delta$
<i>Grupo D</i>						
D ₁	6503,9	809,2	6178,6	1371,9	5695,7	2181,1
	15371,2		16180,4		17552,3	
D ₂	6487,5	808,5	6164,1	1368,6	5688,4	2177,1
	15410,0		16218,5		17587,1	
D ₃	6112,4	810,2	5823,9	1372,5	5392,7	2182,7
	16355,7		17165,9		18538,4	
D ₄	4923,1	810,7	4734,1	21117,5		
	20306,8		21117,5			
D ₅	4697,0	810,2	4524,7	22094,7		
	21284,5		22094,7			
D ₆	4671,2	809,3	4501,0	22211,1		
	21401,8		22211,1			
<i>Grupo E</i>						
E ₁	7119,2	977,8	6655,8	2168,8	5816,0	3146,6
	14042,6		15020,4		17189,2	
E ₂	4844,3	981,8	4624,3	2163,0	4203,7	3144,8
	20637,1		21618,9		24781,9	
E ₃	4829,7	977,5	4611,9	2162,7	4193,5	3140,2
	20699,5		21677,0		23839,7	
<i>Grupo F</i>						
F ₁			5875,1	3683,2	4829,7	
			17016,3		20699,5	
F ₂			4844,3	3688,7	4109,7	
			20637,1		24325,8	
F ₃	4844,3	764,7	4671,2	3684,0	3985,2	4448,7
	20637,1		21401,8		25085,8	
F ₄	4792,6	758,9	4624,4	3684,0	3951,0	4442,9
	20860,0		21618,9		25302,9	
<i>Grupo G</i>						
G ₁	6727,7				4829,7	5839,7
	14859,8				20699,5	
G ₂	6472,6				4697,0	5839,0
	15445,5				21284,5	
G ₃	5716,0				4285,8	5836,4
	17489,9				23326,3	

	λ x	$\Delta\nu$	λ y	$\Delta\nu$	λ z	$\Sigma \Delta\nu$
<i>Grupo G (conclusión)</i>						
G_4	5163,8 19360,2				3967,6 25197,1	5836,9
G_5	4923,1 20306,8	810,7	4734,1 21117,5	5027,7	3823,7 26145,2	5838,4
G_6	4697,0 21284,5	810,2	4524,7 22094,7	5028,0	3685,9 27122,7	5838,2
G_7	4671,2 21401,8	809,3	4501,0 22211,1	5029,1	3670,0 27240,2	5838,4
G_8	4285,8 22326,3				3549,8 28162,6	5836,3

3. *Espectro A, según Bloch y Dejardin.* —

TABLA VIII

Series probables	λ I. A.	ν in vacuo	I	Grupos de líneas
..	3549,8	28162,6	0	G_4 .
	54,0	129,3	0	
	3670,0	27240,2	0	B_2, G_7 .
	85,9	122,7	0	A_9, B_3, G_6 .
	93,5	066,9	0	A_9 .
	3745,4	26691,9	3	
	96,3	334,0	1	
	3823,7	145,3	1	A_9, B_3, G_5 .
	26,8	124,1	1	
	$1s_n - mp_i$ 3951,0	25302,9	3	A_8, F_4 .
	67,6	197,1	2	G_4 .
	85,2	085,8	0	F_3 .
	4078,8	24510,1	3	
	4109,7	325,8	2	A_8, F_2 .
	16,1	288,0	1	
93,5	23839,7	7	E_3 .	
4203,7	781,9	2	E_2 .	
84,0	336,1	0		
85,8	326,3	3	G_3, G_8 .	
4501,0	22211,1	3	B_2, C_2, D_6, G_7 .	
24,7	094,7	5	A_7, B_2, D_5, G_6 .	
82,7	21815,1	1	C_1 .	

Series probables	λ I. A.	$\lambda_{\text{in vacuo}}$	l	Grupos de líneas
	4611,9	21677,0	0	A ₆ , C ₂ , E ₃ .
	24,3	618,9	4	A ₆ , E ₂ , F ₄ .
	71,2	401,8	4	B ₁ , D ₆ , F ₃ , G ₇ .
	91,0	311,5	0	A ₅ .
	97,0	284,5	2	A ₁ , B ₁ , C ₁ , D ₅ , G ₂ , G ₆ .
	4734,1	117,5	3	A ₇ , B ₂ , D ₄ , G ₅ .
	92,6	20860,0	1	F ₄ .
	4807,0	797,2	3	
	29,7	699,5	2	A ₆ , C ₂ , E ₃ , F ₁ , G ₁ .
	44,3	637,1	10	E ₂ , F ₂ , F ₃ .
	4916,5	334,0	2	A ₅ .
	23,1	306,8	2	A ₁ , B ₁ , C ₁ , D ₄ , G ₅ .
	5082,2	19671,1	0	
	5163,8	360,2	0	G ₄ .
	5392,7	18538,4	0	D ₃ .
	94,6	532,0	0	
	5488,5	214,9	od	
	5552,4	005,2	0	
	63,6	17969,0	0	
	80,4	914,9	1	
	81,7	910,7	1	
	5618,9	792,2	0	
	49,6	695,5	0	
	88,4	587,1	0	D ₂ .
	95,7	552,3	0	D ₁ .
	5716,0	489,9	od	G ₃ .
	5816,0	189,2	1	E ₁ .
	23,9	165,9	2	D ₃ .
	24,8	163,2	2	
	75,1	016,3	2	F ₁ .
	93,4	16963,5	2	
	95,0	958,8	2	
	5931,0	855,9	2	
	34,0	847,4	2	
	89,8	690,4	0	
	98,8	665,4	0	
	6112,4	355,7	1	D ₃ .
	26,8	317,2	0 ²	
	64,1	218,5	1	D ₂ .
	78,6	180,4	1	D ₁ .
	80,0	176,8	3	
	82,7	169,7	3	
	98,5	128,5	1	
	6200,8	122,5	1	

$2p_i - \begin{cases} xs_n \\ yd_n \\ zs_n' \end{cases}$

Series probables	λ I. A.	$\lambda_{in\ vacuum}$	I	Grupos de líneas
	6217,8	16078,4	0	
	59,8	15970,5	1	A ₃ .
	84,8	907,0	0	
	91,8	889,3	0	
	6317,8	823,9	4	
	32,8	786,5	0	
	76,8	677,5	2	
	6419,8	572,5	1	A ₂ .
	31,8	543,5	0	
	51,8	495,3	0	
	69,5	452,9	3	G ₂ .
	72,6	445,5	1	D ₂ .
	87,5	410,0	1	
	6500,8	378,5	2	D ₁ .
	03,9	371,2	2	
	05,8	366,7	0	
	24,8	321,9	0	
	34,8	298,5	0	
	45,8	272,8	1 ²	
	53,8	254,1	0	
	95,3	158,1	6 ²	
	6609,8	124,9	0	
	35,8	065,6	2 ²	
	55,8	020,4	0	A ₁ , E ₁ .
	66,6	14996,0	3 ²	A ₃ .
	68,6	991,5	3 ²	G ₁ .
	6727,7	859,8	1 ²	
	79,8	745,6	2	
	6826,9	643,7	2	A ₂ .
	49,8	594,9	2	
	71,8	548,2	2	
	81,8	527,1	4 ²	
	6924,8	436,9	1	
	75,9	331,1	1	
	7119,2	042,6	3 ²	A ₁ , E ₁ .

§ 5. VALOR DEL MÉTODO DE LA EXCITACIÓN POR INDUCCIÓN PARA SEPARAR
LOS DISTINTOS ESPECTROS DE UN ELEMENTO. CONCLUSIONES

L. y E. Bloch y Dejardin afirman que el método empleado por ellos permite una separación precisa de los distintos espectros de un elemento, y pretenden que sus resultados experimentales deben servir de base para

toda tentativa de clasificación de las series espectrales de los gases raros ⁽¹⁾. Ese fué el motivo que nos llevó a hacer un primer análisis, buscando las separaciones compañeras y las relaciones entre ellas, en los espectros del átomo neutro obtenidos por dichos autores mediante el método de la excitación por inducción.

Un hecho que desde luego nos llamó la atención, fué el escaso número de líneas atribuidas por los autores mencionados a los espectros de arco, dado que teniendo presente la gran complejidad de los niveles de los gases raros, era lógico esperar un número mucho mayor de líneas.

Después de haber establecido las separaciones compañeras y las relaciones entre las mismas en el espectro de arco del argon (obtenido por el método de inducción), aparecieron los trabajos ya citados de Meissner sobre las series de dicho elemento. Hemos visto que dichas relaciones no guardan correspondencia alguna con las series establecidas por dicho autor y que, además, faltan numerosas líneas, las cuales, indiscutiblemente, pertenecen al arco. La tabla siguiente muestra que muchas líneas atribuidas por Bloch y Dejardin a los distintos espectros de chispa pertenecen al átomo neutro.

TABLA IX

λ , intensidades y series, según Meissner			λ e intensidades, según Bloch y Dejardin			
Serie	I	λ I. A.	λ I. A.	E ₁	E ₂	E ₃
(²)	2	2942,87	2943,06	8		
(²)	2	2979,01	2979,23	6		
	0	3033,47	3033,64	5		
	00	3066,89	3067,04	2		
	00	3083,30	3083,03	2		
1s ₂ — 8Y	2	3100,09	3100,09	1		
1s ₄ — 9p ₅	2	3110,66	3110,32		3	
1s ₃ — 6p ₁	0	3116,22	3116,04			1
1s ₄ — 8p ₁₀	0	3148,20	3148,40	0?		
1s ₃ — 6Z	00	3150,42	3150,57	0?		
1s ₁ — 7p ₅	3	3186,63	3186,29	0		
1s ₃ — 9p ₁₀	0	3194,93	3194,39	3		
1s ₅ — 6p ₁₀	4	3207,50	3207,72	1		
1s ₁ — 17Y	1	3212,99	3212,63	2		
1s ₃ — 8p ₁₀	2	3229,91	3230,17	0		

⁽¹⁾ BLOCH Y DEJARDIN, Memoria citada, páginas 463 y 477.

⁽²⁾ Líneas del espectro azul, según Meissner.

λ, intensidades y series, según Meissner			λ e intensidades, según Bloch y Dejardin			
Serie	I	λ I. A.	λ I. A.	E ₁	E ₂	E ₃
	10	3243,71	3243,72	6		
1s ₄ — 6p ₆	2	3263,78	3263,57	5		
1s ₃ — 6Y	1	3299,26	3299,36			1?
1s ₅ — 5p ₈	6	3323,82	3323,53			3?
1s ₂ — 8X	1	3333,84	3333,66		1	
	1	3336,60	3336,18		1	
	0	3350,89	3350,96	4		
1s ₁ — 5p ₇	5	3388,35	3388,51	5		
1s ₄ — 5p ₁₀	5	3397,90	3397,83	1		
1s ₂ — 5p ₁	6	3406,17	3406,29	0		
1s ₂ — 5p ₂	2	3417,68	3417,47			2?
1s ₄ — 4p ₂	0	3464,08	3464,18	4		
	1	3559,51	3559,54	15		
1s ₅ — 4p ₈	8	3564,27	3564,35	4		
1s ₃ — 4p ₁						
1s ₄ — 4Z	6	3582,70	3582,39	10		
1s ₂ — 5p ₆	2	3588,11	3588,49	10		
1s ₂ — 5p ₇	1	3588,97				
1s ₅ — 4X	5	3696,51	3696,01			1?
1s ₃ — 4p ₁₀	15	3770,38	3770,65	3		
1s ₄ — 3p ₁	5	3979,71	3979,42	5		
	4	4175,40	4175,09			1
	1	4239,82	4239,44			0
	5	4249,37	4249,44			0
1s ₄ — 3p ₆ ⁽¹⁾	100	4266,28	4266,52	6		
1s ₄ — 3p ₈	100	4300,10	4300,66	3		
	0	4367,83	4367,87	1		
	1	4383,48	4383,77	2		
	1	4404,75	4404,89	1		
	0	4439,48	4439,33	3		
2p ₁₀ — 8s''	3	4445,84	4445,75	0		
	2	4448,88	4448,96	4		
	4	4460,53	4460,43	3		
	3	4474,72	4474,98	4		
	6	4544,74	4545,09	7		
	2	4564,82	4564,37	4		
1s ₂ — 3p ₆	8	4589,29	4589,87	8		
	1	4598,78	4599,02	2		
2p ₁₀ — 5s ₃	2	4708,46	4708,48			0
2p ₉ — 16d ₄ '	0	4716,47	4716,02	0		

(¹) Línea del arco 4266,3: véase tabla IV. Según Bloch son dos líneas muy vecinas una del arco y otra de la chispa.

λ, intensidades y series. según Meissner			λ e intensidades, según Bloch y Dejardin			
Serie	l	λ I. A.	λ I. A.	E ₁	E ₂	E ₃
	0	4732,05	4732,42	1		
2p ₃ — 11s ₃	2	4791,15	4791,31	2		
2p ₈ — 11d ₁ '	0u	4865,91	4865,96	3		
2p ₉ — 11d ₁	4	4867,84	4867,54	3		
2p ₈ — 10d ₁ '	0	4915,03	4914,62	0		
	0	4942,81	4942,99	1		
2p ₆ — 13d ₁ '	0	4949,64	4949,35	0		
2p ₉ — 9d ₃	2	4955,21	4955,13	0		
2p ₆ — 11d ₁ '	2	5017,25	5017,28	4		
2p ₆ — 9s ₃	0	5062,72	5062,17	5		
	0	5081,19	5080,82			0
2p ₆ — 9d ₁ '	4	5141,81	5142,03	2		
2p ₇ — 8d ₂ ''	4	5194,77	5194,83			0
	0	5282,52	5282,33	0?		
2p ₅ — 10d ₅	0	5305,17	5305,86	1		
2p ₁ — 9d ₂	0	5402,08	5402,74	0		
2p ₈ — 6d ₁ ''	6	5490,13	5490,16			0?
2p ₈ — 6d ₁	10	5506,11	5506,20			2
2p ₅ — 5s ₃	7	5639,11	5639,17			0
2p ₆ — 6d ₁ ''	5	5683,73	5683,78			0
2p ₇ — 5s ₁ ''' (1)	10	5739,52	5739,65			0?
2p ₂ — 7d ₆	1	5870,26	5870,30			1
2p ₉ — 5d ₃ (2)	5	5987,28	5987,28	0?		
2p ₈ — 5d ₁ '' (3)	4	5999,00	5999,28			0?
2p ₉ — 5d ₃ ' (4)	30	6032,12	6032,47	0?		
2p ₅ — 5d ₅	5	6090,76	6090,76			0
2p ₁ — 8d ₅ ?						
2p ₇ — 4s ₅	4	6113,47	6113,89	3		
2p ₂ — 6d ₆	3	6243,39	6243,49	1		
2p ₈ — 4s ₁ '' (5)	10	6664,02	6664,04	0?		
2p ₁₀ — 4d ₃ (6)	20	6752,83	6752,46	0?		

(1) Línea del arco 5739,7 ; véase tabla IV.

(2) Línea del arco 5987,3 ; véase tabla IV.

(3) Línea del arco 5999,3 ; véase tabla IV.

(4) Línea del arco 6032,5 ; véase tabla IV.

(5) Línea del arco 6664,0 ; véase tabla IV.

(6) Línea del arco 6752,5 ; véase tabla IV. Todas estas líneas pertenecen indudablemente al arco, dado que aun experimentalmente, es dudoso atribuir su origen a la chispa, según Bloch y Dejardin.

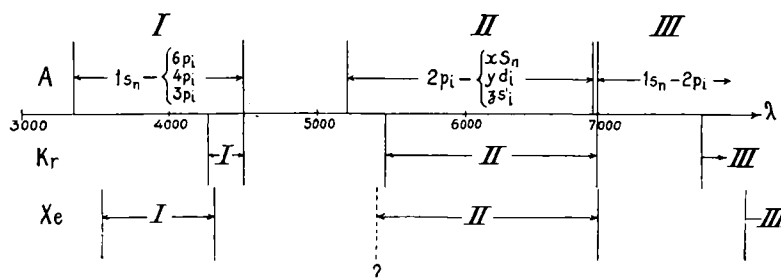
Los resultados de Meissner, dada la precisión de sus cálculos y la estrecha concordancia que guardan con las previsiones de la teoría de Hund y las series anteriormente establecidas por Paschen para el neon, permiten establecer las siguientes conclusiones :

1ª El espectro del arco descrito por Bloch y Dejardin es incompleto y figuran en él líneas pertenecientes a las dos configuraciones del átomo excitado ;

2ª En el primer espectro de chispa (E_1) aparece gran número de líneas del arco que pertenecen a series perfectamente definidas ;

3ª El método de la excitación por inducción no permite establecer unívocamente el origen de las líneas.

Los resultados de L. y E. Bloch (1) y G. Dejardin (2) en el mercurio son más nítidos. Aparecen en el espectro de inducción del átomo neutro casi completas las series $^3P^3S$ y $^3P^3D$, las primeras líneas de las series



$^1P^1S$ y $^1P^1D$ y también algunas líneas de intercombinación. En el espectro E_1 aparecen todas las líneas clasificadas por Carroll (3). Una consecuencia análoga puede establecerse con los resultados establecidos por Esclangon (4) para el espectro del Cd.

De una manera general puede decirse que el espectro A es incompleto y que el espectro E_1 contiene líneas del arco y líneas que pertenecen a la chispa ; de los espectros E_2 y E_3 nada puede decirse por ahora porque no conocemos las series.

El examen de los espectros A de que nos ocupamos permite, sin embargo, poner de manifiesto las siguientes características en el espectro del argón, cuya estructura se conoce : Existen tres regiones ocupadas por series distintas, a saber : I, series $1s_n - 3p_i$, $4p_i$ y $6p_i$; II, series $2p_i - x s_n$, $y d_i$ y $z s_i'''$, y III, series $1s_n - 2p_i$. La figura muestra la dis-

(1) L. y E. BLOCH, *Journ. Phys. Rad.* (6), 4, página 333, 1923.

(2) G. DEJARDIN, *Comptes rendus*, 183, página 1340, 1926.

(3) J. A. CARROLL, *Phil. Trans.* (A), 225, página 366, 1926.

(4) F. ESCLANGON, *Separations des spectres des divers ordres du cadmium*, Paris, 1926.

tribución para el caso del argon y las probables para el Kr y el Xe. En el caso de este último elemento, la separación no es tan neta entre las diversas zonas del espectro.

Las líneas que pertenecen a las combinaciones $1s_5 - 2p_2$ y $1s_5 - 2p_3$, son las más refrangibles de las que se hallan agrupadas del lado de las grandes longitudes de onda y corresponden a los grupos característicos que había señalado Merrill (1). Para dos de los gases raros cuyas series son conocidas (Ne y Ar) se verifica :

$$\begin{array}{cc} \text{Ne} & \text{Ar} \\ 1s_5 - 2p_2 > 1s_5 - 2p_2 & \\ 1s_5 - 2p_3 > 1s_5 - 2p_3 & \end{array}$$

y de acuerdo con lo observado por Merrill por extrapolación, debe tenerse :

$$\begin{array}{ccc} \text{A} & \text{Kr} & \text{Xe} \\ 1s_5 - 2p_2 > 1s_5 - 2p_2 > 1s_5 - 2p_2 & & \\ 1s_5 - 2p_3 > 1s_5 - 2p_3 > 1s_5 - 2p_3, & & \end{array}$$

puesto que el grupo rojo del neon está en $\lambda = 5850$, el del A en $\lambda = 6970$, el del Kr en $\lambda = 7590$ y el del Xe en $\lambda = 8230$.

ADOLFO T. WILLIAMS.

(Entregado a la Secretaría de la Facultad el 20 de junio de 1927; impreso en enero de 1928.)

NOTA AGREGADA AL CORREGIR LAS PRUEBAS EL 26 DE DICIEMBRE DE 1927

En una nota sobre el espectro del neon, el profesor Saha (2) acepta la correspondencia entre los términos empíricos de Paschen y los teóricos, establecidos por Goudsmit (3) para los términos s y p , la amplía para el resto de los terminos empíricos (s' , s'' , s''' , s'''' , d_n , d_n') y, de acuerdo con ella, establece algunos multipletes análogos a los que hemos hallado (véase página 260).

La equivalencia establecida por nosotros (véase tabla III) coincide con la de Goudsmit-Saha con excepción de algunos términos p .

(1) P. W. MERRILL, Memoria citada, página 256.

(2) M. SAHA, *Phil. Mag.* (7), 4, página 223, 1927.

(3) S. GOUDSMIT, *Zeit. für Physik*, 32, páginas 111 y 794, 1925.