XVI

ROTACIÓN CUANTIFICADA DEL ÁTOMO DE MERCURIO

POR EL DOCTOR RAMÓN G. LOYARTE
Presidente de la Universidad, Profesor de Física general, Física matemática
y Trabajos de investigación en física

RÉSUMÉ

Rotation quantifiée de l'atome de mercure. — Existe dans l'atome de mercure des potentiels que l'on obtient en additionnant à ceux qui correspondent à des séries connues de l'arc, ou à des termes de celles-ci, le potentiel 1,4 ou des multiples du même dans les mesures de Franck et Einsporn, et de Loyarte. Avec les mesures de Jarvis, les potentiels semblant se déduire soustrayant le potentiel 1,4 ou son double, ce qui suggère la possibilité d'une rotation quantifié de l'atome. En analysant cette suggestion par la voie optique, c'est-à-dire spectroscopique, on trouve vingt-trois lignes (entre 8800 et 1110 A), qui correspondent très exactement à la dite supposition.

Les « quanta de rotation » s'additionnent aux énergies des sauts quantiques des électrons, de même qu'ils peuvent être soustraits d'elles.

ROTACIÓN CUANTIFICADA DEL ÁTOMO DE MERCURIO

En trabajos anteriores [1] sobre los potenciales de excitación del átomo de mercurio se puso en evidencia que diversos potenciales determinados por Franck y Einsporn y por Loyarte concuerdan, satisfactoriamente, con los que se obtienen sumando a los potenciales que corresponden a líneas conocidas o a términos de las series del arco el potencial 1,4 voltios o múltiplos del mismo.

Los seis potenciales obtenidos recientemente por Jarvis [2], inferiores al potencial 4,66 correspondiente al término $1S - 2p_3$ se explican también — cinco de ellos muy bien — mediante ese potencial. En dos de esos valores de Jarvis es menester suponer que ese potencial aparece substrayéndose de potenciales correspondientes a líneas conocidas del arco.

Damos a continuación un tabla en la cual figuran los potenciales cuyo origen era desconocido y su explicación mediante aquel potencial de adición y de substracción.

(1) R. G. Loyarte, *Los potenciales de excitación del átomo de mercurio*, en *Contribuciones*, etc., **4**, página 9, 1926; *Physikalische Zeitschrift*, **27**, página 584, 1926.

(2) C. W. Jarvis, *Resonance and ionizacion potentials in mercury vapour*. *Physical Review*, **27**, página 808, junio de 1926.

TABLA I

Potencial	Observador	Origen
1,23	Jarvis	1,4?
2,21	»	4,9 — 2.1,4 = 2,1
2,80	»	2.1,4 = 2,8
3,44	»	4,9 — 1.4 = 3,5
3,80	»	6,73 — 2.1,4 = 3,83
4,21	»	3.1,4 = 4,2
6,04	Franck y Einsporn	4,66 + 1,4 = 6,06
6,30	»	4,9 + 1,4 = 6,30
6,86	»	5,47 + 1,4 = 6,87
7,12	»	5,73 + 1,4 = 7,13
7,46	»	4,66 + 2.1,4 = 7,46
8,12	»	6,73 + 1,4 = 8,13 5,3 + 2.1,4 = 8,10
8,35	»	5,47 + 2.1,4 = 8,27
9,21	»	7,75 + 1,4 = 9,15
10,88	Loyarte	4,66 + 4,66 + 1,4 = 10,74 4,66 + 4,86 + 1,4 = 10,92
11,74	»	10,38 + 1,4 = 11,78 8,89 + 2.1,4 = 11,69
12,19	»	5,47 + 6,73 = 12,20 2.4,66 + 2.1,4 = 12,12 4,66 + 4,86 + 2.2,4 = 12,32
13,09	»	10,38 + 2.1,4 = 13,18 8,89 + 3.1,4 = 13,09

En la tabla II se encuentran consignadas las longitudes de onda y el número de éstas por centímetros y los términos de serie que corresponden a los potenciales que aparecen combinados con el potencial 1,4. Esos datos serán necesarios para lo que sigue.

TABLA II

Líneas del arco λÅ	Término y potencial	Número de ondas
2656,0	1S — $2p_3$ 4,68 O 4,66 C	37642
2536,5	1S — $2p_2$ 49,0 O 4,86 C	39413
2271,0	1S — $2p_1$ 5,47 O 5,43 C	44041
2150,0	$2p_3$ 5,76 O 5,73 C	46536
1849,6	1S — 2p 6,73 O 6,67 C	54064
1604,0	1S — 1s 7,73 O 7,69 C	62347
1402,7	1S — 3p 8,86 O 8,79 C	71293
1308,0	1S — $4p_2$ 9,60 O 9,44 C	76463
1269,0	1S — 4p 9,79 O 9,73 C	78810
1188,0	1S 10,38 O 10,39 C	84178

Las concordancias que hace notorio la tabla I convencen de que ese potencial 1,4 tiene una existencia real, como valor aditivo por lo menos; que no se trata de coincidencias casuales.

Puesto que Jarvis [1] considera posible que los potenciales de origen des-

[1] Nos guiamos por el informe publicado en *The Physical Review*.

conocido pertenezcan a *una* molécula de mercurio, cabe preguntar si ese potencial de adición por nosotros descubierto podría atribuirse a una combinación inestable, tal como Hg_2 por ejemplo. En ese supuesto debería ser o un potencial de excitación o el potencial de disociación. Para la primer suposición el valor es excesivamente pequeño y para la segunda muy grande, pues correspondería a un calor molar de 32.298 gramos cal, de suerte que se trataría de una combinación muy estable, la cual no es conocida.

Por las razones que anteceden supusimos, implícitamente, que los potenciales en cuestión correspondían al átomo mismo, que no otra cosa significa haber considerado posible la existencia de series anormales [1] y haber buscado experimentalmente [2] dos de sus líneas.

La existencia de líneas ópticas correspondientes a esos potenciales invalidaría la suposición de Messenger [3] de que tales potenciales podrían pertenecer a un átomo metaestable de mercurio, en cuyo caso el potencial 1,4 encontrado por nosotros equivaldría a la energía que se pone en juego cuando el átomo normal se convierte en el metastable; energía muy grande, por cierto.

Puesto que en principio no puede negarse la posibilidad de una rotación del átomo mismo, rotación que de existir debe ser cuantificada con tanta razón, por lo menos, como lo es la rotación de moléculas de más de un átomo, hemos caído en la sugestión de que aquellos potenciales pueden muy bien provenir de la sumultaneidad de saltos cuánticos de los electrones y de la rotación. En esta memoria nos dejamos conducir por ese pensamiento; está claro que el análisis debe realizarse desde el punto de vista óptico, vale decir espectroscópico.

En la tabla III figuran las líneas ópticas que se suponen originadas por aquellos saltos combinados, el número de ondas por centímetros que les corresponde, la indicación de los investigadores que las han observado, el origen que se les atribuye y el número de ondas $\Delta\nu$ que resulta de cada identificación para el número de ondas por centímetros que correspondería a un salto de un cuanta de la rotación del átomo.

Se indica, además, la intensidad de las líneas elegidas.

Para la identificación nos hemos guiado, primeramente, por los resultados obtenidos mediante las observaciones eléctricas de la excitación por choque con electrones que figuran en la tabla I.

[1] A. T. Williams y Ramon G. Loyarte, *Posible significado del potencial de adición 1,4 volts en el átomo de mercurio*, en *Contribuciones*, **4**, página 35, 1926.

[2] R. G. Loyarte y A. T. Williams, *Sobre las presuntas series anormales del átomo de mercurio*, en *Contribuciones*, **4**, página 125, 1927; *Physikalische Zeitschrift*, **28**, página 383, 1927.

[3] H. A. Messenger, *Significance of Certain Critical Potentials of Mercury*, en *Phys., Rev.* **29**, página 962, 1926.

TABLA III

	Líneas de combinación con el presunto espectro de rotación del átomo	I	Observador	Número de ondas	Origen	$\Delta\nu$ número de ondas correspondiente a un cuanta de rotación	Una unidad Å corresponde a número de ondas (aprox.)
1	8832,0	1	Mc Lennan y Shaver	11319	$\Delta\nu$	11319	»
2	4417,0	1	Stiles	22633	$2\Delta\nu$	11316.5	5,1
3	2209,06	0	Dejardin	45252	$4\Delta\nu$	11313	20,5
4	1971,4 (1)	2	Loyarte	50728	$1S - 2p_2 + \Delta\nu$	11312	25,6
5	1611,9 (2)	8	Carroll	62037	$1S - 2p_2 + 2\Delta\nu$	11313	38,5
	1611,9	2	Bloch				
6	1362,4	0	Carroll	73400	$1S - 2p_2 + 3\Delta\nu$	11329	54,0
7	1806.5	2	Lyman	55355	$1S - 2p_1 + \Delta\nu$	11314	30,6
8	1499.5	0	Carroll	66688	$1S - 2p_1 + 2\Delta\nu$	11323	44.5
9	1445.5	2	»	69180	$2p_3 + 2\Delta\nu$	11323	47,6
10	1357,9	0	»	73643	$1S - 1s + \Delta\nu$	11296	54,0
11	1667,3	1	»	59977	$1S - 3p - \Delta\nu$	11316	36,0
12	1481,6	1	Lyman	67494	$1S - 4p - \Delta\nu$	11316	46,0
13	1959,6	0	Dejardin	51031	$1S - 1s - \Delta\nu$	11316	26,0
14	1780.0	1	Lyman	56179	$1S - 4P - 2\Delta\nu$	11316	31,5
15	2228.4	1	Dejardin	44861	$1S - 4P - 3\Delta\nu$	11316	20,0
16	2054.5		Lehmann, Straubel y Dejardin.	48661	$1S - 3P - 2\Delta\nu$	11313	23,7
	2053,7		Wolff y Stark				
17	2338.0		De la memoria de Franck.	42758	$1S - 2P - \Delta\nu$	11308	18,0
18	3181,2±1	2	Bloch	31427	$1S - 2P - 2\Delta\nu$	11318.5	10.0
19	3558,2	1	Stark	28096	$1S - 2p_2 - \Delta\nu$	11317	8,0
20	5956±1	2	Bloch	16785	$1S - 2p_2 - 2\Delta\nu$	11314	2,8
21	2042,18	3	Dejardin	48951	$1S - 2p_3 + \Delta\nu$	11309	24,5
	2042,26	3	Bayen				
22	3797,4	1	Stiles	26326	$1S - 2p_3 - \Delta\nu$	11316	7,0
	3797,6	1	Eder y Valenta				
23	1110,1	5	Carroll	90082	$1S - 4P + \Delta\nu$	11272	81,0

(1) En Kayser, Lyman y las *Tables annuelles* se encuentran las lineas 1973,1, 1970,1, 1973,2, 1973.98 y 1974. Por eso el suscrito ha hecho una determinación propia con un espectrógrafo de Hilger, excitando el mercurio por choque con electrones. Se encuentran dos lineas : la 1971,4 y la 1974 La placa se midió con un comparador Zeiss.

(2) Carroll la atribuye al aluminio, presente como impureza. Eder y Valenta, Styles, Stark, Lehmann y Straubel ; véase H. Kayser, *Handbuch der spetroscopie*, **5**. T. Lyman, *The spetroscopy of the extreme ultraviolet*. K. Wolff, *Untersuchungen in aüssersten ultraviolette*, en *Ann. der Phys.*, **42**, página 480, 1913. J. A. Carroll, *The vacuum spark spectra*, etc., en *Philosophical transaction of the Royal Society of London*, serie A, **225**, páginas 357-420, 1926. L. y E. Bloch, *Spectres d'etincelle d'odre superieur du mercure*, en *Journal de Physique*, **4**, página 333, 1923 ; *Tables annuelles*, **5**, página 462. G. Dejardin, *Spectres d'etincelle du mercure dans l'ultraviolet lontain*, en *Comptes rendus*, **183**, página 1340, 1926. J. C. Mc Lennan y W. W. Shaver, *Proc. R. Soc. of London*, A, **100**, página 200, 1921 ; *Tables annuelles*, **5**, página 461. M. Bayen, *Comptes rendus*, **180**, página 57, 1925.

La aparición de líneas ópticas de frecuencias correspondientes a $\frac{h^2}{4\pi^2 J}$, $2\frac{h^2}{4\pi^2 J}$, etc., está de acuerdo con lo que prescribe la mecánica ondulatoria [1], pues según ella los niveles de energía en un rotador a eje libre están dados por la expresión

$$E_n = \frac{n(n+1)h^2}{8\pi^2 J},$$

de modo que las frecuencias que corresponden al salto $n' \rightarrow n$, siendo $n' = n + 1$, son las que resultan de la fórmula

$$\nu = \frac{(n+1)2 \cdot h}{8\pi^2 J}$$

poniendo $n = 0, 1, 2, 3$, etc., vale decir :

$$\nu = \frac{h}{4\pi^2 J};$$

$$\nu = 2\frac{h}{4\pi^2 J};$$

$$\nu = 3\frac{h}{4\pi^2 J}, \text{ etc.}$$

En la tabla IV se encuentran las longitudes de ondas observadas, que figuran en la tabla II, ninguna de las cuales tenía clasificación, y las longitudes de onda calculadas mediante el valor $\Delta\nu = 11316 \text{ cm}^{-1}$.

[1] E. SCHRÖDINGER, *Annalen der Physik*, **79**, página 521, 1926.

TABLA IV

Longitudes de onda		$\lambda_0 - \lambda_c$	Número de ondas por cm	
Observadas λ_0	Calculadas λ_c		Observadas	Calculadas
8832,0	8834,0	—2,0	11319	11316
5956±1	5957,3	—0,3	16785	16781
4417,0	4417,2	—0,2	22633	22632
3558,2	3558,1	+0,1	28096	28097
3181,1	3180,6	+0,5	31427	31432
2338,0	2338,4	—0,4	42758	42748
2228,4	2228,4	0,0	44861	44861
2209,1	2208,6	+0,5	45252	45264
2054,1	2054,3	—0,2	48661	48657
1971,4	1971,2	+0,2	50723	50728
1959,6	1959,6	0,0	51031	51031
1806,5	1806,5	0,0	55355	55355
1780,0	1780,0	0,0	56179	56179
1667,3	1667,3	0,0	59977	59977
1611,9	1611,7	+0,2	62034	62044
1499,5	1499,8	—0,3	66688	66673
1481,6	1481,6	0,0	67494	67494
1445,5	1445,7	—0,2	69180	69168
1362,4	1363,1	—0,7	73400	73361
1357,9	1357,6	+0,3	73643	73663
1110,1	1109,6	+0,5	90082	90126
2042,2	2041,9	+0,3	48951	48958
3797,5	3797,5	0,0	26326	26326

La concordancia entre los valores observados es perfecta, sobre todo si se tiene en cuenta la extensión enorme de la región espectral considerada (8832-1110 Å) y el hecho de que los valores teóricos se han calculado con un solo intervalo $\Delta\nu = 11316$, siendo que, posiblemente, el momento de inercia del átomo depende de su estado de excitación.

La línea $1S - 2p - 3\Delta\nu$ cae justamente encima de la 4970 perteneciente a una de las series del arco.

El valor en volts correspondiente al valor de $\Delta\nu$ deducido ópticamente, es de 1,39 volts y el valor hallado eléctricamente es de 1,40.

El « término » $\Delta\nu$ o sus múltiplos aparecen, pues, tanto sumándose como restándose de los números de ondas correspondientes a líneas conocidas pertenecientes a las series del arco. La interpretación más sencilla y, quizá, forzosa de ese hecho es admitir la existencia de una rotación cuantificada del átomo.

La existencia de líneas ópticas correspondientes a la suma de las energías de saltos simultáneos de la rotación y de los electrones permite explicar, como es sabido, la estructura de los espectros de bandas de las moléculas.

Aparte de la revelación de la existencia de una rotación cuantificada del átomo, nuevo sería, además, el hecho de la existencia de líneas ópticas correspondientes a las diferencias de las energías de saltos simultáneos de los electrones y de la rotación.

De la energía correspondiente al salto del electrón una parte sería absorbida por el átomo para incrementar en un cuanta su energía de rotación y el resto sería emitido en forma de una cuanta de luz de cierta frecuencia. Aun cuando en principio este proceso tiene tanta probabilidad como aquel en el cual la luz irradiada es un cuanta cuya frecuencia corresponde a la suma de las energias de aquellos saltos, creemos que es, por lo menos, tan posible que un átomo absorba para incrementar su energía de rotación parte de la energía de excitación de uno de sus propios electrones, que su entrega a otro para excitarle y aumentar su energía cinética de translación ; hecho éste comprobado por varios experimentadores, en los últimos años, en las investigaciones sobre la llamada fluorescencia sensibilizada (1).

Si, como es muy probable, todos los átomos tienen un movimiento cuantificado de rotación, será posible hacerlo notorio, como en este caso, por el estudio de sus espectros. No es difícil que la nueva serie « anormal » del talio, vecino, del mercurio, descubierta por Mohler y Ruark (2) tenga ese origen.

Las líneas ópticas provenientes de los saltos cuánticos de la rotación están, en frecuencia, a la distancia, una de otra,

$$\Delta n = \frac{h}{4\pi^2 J} \text{ seg}^{-1}, \qquad (1)$$

donde h es la constante de Planck y J el momento de inercia del átomo.

Si se escribe Δn en número de ondas por centímetros y se introducen los valores de h y de $4\pi^2$, resulta

$$\Delta \nu = \frac{55,3 \cdot 10^{-40}}{J} \text{ cm}^{-1}.$$

(1) G. Cario und J. Franck, *Ueber die Auslöschung der Resonanz fluoreszenz des Quecksilbers durch Gas zusatz*, en *Zeit. f. Phys*, **37**, página 619, 1926 ; Donat K., *Zeit. f. Phys*, **29**, página 345, 1924.

(2) No conocemos la memoria original, sino las referencias de Bloch.

Puesto que es

$$\Delta\nu = 11316 \text{ cm}^{-1}$$

se tiene

$$J = \frac{55,3}{11316} 10^{-40} \text{ gr cm}^2 = 0,49 \cdot 10^{-42} \text{ gr cm}^2.$$

Calculemos ahora un radio medio escribiendo

$$J = \frac{2}{5} Mr^2.$$

Es

$$M = 200,6 \cdot m_H = 200,6 \cdot 1,65 \cdot 10^{-24} \text{ gr},$$

donde 200,6 es el peso atómico del mercurio y m_H la masa del átomo de hidrógeno. Se obtiene así

$$r = 6 \cdot 10^{-11} \text{ cm}.$$

Los valores que da la teoría cinética son del orden 10^{-8} centímetros, valores medios que se refieren al radio medio del edificio, limitado, tal vez, por la caparazón de los electrones exteriores. Está claro, pues, que el radio que se deduce del momento de inercia debe ser mucho menor que aquel valor, pero mayor, evidentemente, que el radio del núcleo. El radio del núcleo de un átomo pesado, del torio, deducido de la velocidad de las partículas α, con la suposición de que la velocidad inicial es nula, es, según Rutherford, de $7 . 10^{-12}$ centímetros, valor que considera, en virtud de aquella suposición, un límite inferior. El radio del átomo deducido por nosotros está, pues, dentro de los límites que cabe atribuirle.

Por otra parte, si se indica con χ_a la susceptibilidad molar se tiene

$$\chi_a = \frac{e^2}{4m^2} IN,$$

donde $\frac{e}{m}$ es la carga específica del electrón, N el número de Avogadro e I el momento de inercia de los electrones respecto al núcleo.

Es, para mercurio líquido,

$$\chi_a = 38,1 \cdot 10^{-6},$$

además

$$\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^7$$

y, por lo tanto,

$$I = 0,8 \times 10^{-12}.$$

Esa concordancia — ya que este valor es del mismo orden de magnitud que hemos encontrado — corroboraría, realmente, nuestros resultados, si la susceptibilidad χ_a se refiriese no al mercurio líquido sino a su vapor. Existe, pues, un interés especial en la realización de la medida de χ_a, correspondiente a ese estado (¹).

Tenemos, sin embargo, la entera convicción de que la prueba encontrada de la rotación cuantificada del átomo será de difícil discusión.

CONCLUSIONES

1ª La existencia en el mercurio de potenciales que se obtienen sumando a los correspondientes a líneas ópticas de las series conocidas del arco o a términos de las mismas, el potencial 1,4 volt o múltiplos del mismo, en las medidas de Franck y Einsporn, de Loyarte y de Jarvis y en las de último de potenciales que parecen deducirse de aquéllos, restando aquel mismo potencial o el duplo, sugiere la posibilidad de una rotación cuantificada del átomo ;

2ª Analizada esa sugestión por el camino óptico, vale decir espectroscópico, se encuentran veintitrés líneas que corresponden con gran exactitud a esa suposición : tres corresponden a 1,2 y 4 cuantos de rotación, y las restantes son combinaciones con líneas de las series del arco ;

3ª Los cuantos de rotación tanto se suman a las energías de los saltos cuánticos de los electrones como se restan de ellas. En este último caso, el átomo absorbe uno o más cuantas de rotación de la energía de excitación, proveniente del cambio de órbita de los electrones ; y el resto de la energía es emitida en forma de cuanto de luz.

RAMÓN G. LOYARTE.

(Entregado a la Secretaría de la Facultad el 1º de septiembre de 1927 ; impreso en enero de 1928.)

(¹) Este cálculo magnético se debe al profesor Langevin a quien enteramos de los resultados consignados en esta memoria, verbalmente, en ocasión de su visita al Instituto de Física y por carta de fecha septiembre 4.