

La estructura del espectro del paladio

POR

K. BECHERT

Y

M. A. CATALÁN



Publicado en *Anales de la Sociedad Española
de Física y Química*, t. XXIII, p. 457

1925

LA ESTRUCTURA DEL ESPECTRO DEL PALADIO, por K. Bechert y M. A. Catalán.

RESUMÉ

Das Pd-Bogenspektrum hat ungerade Vielfacheiten: Triplett und Singuletterme werden sichergestellt. Der Grundterm ist ein Singulett S-term mit $j=0$. Pd-Konfiguration vermutlich stabiler als die von Ni und Pt Versuch einer Zuordnung von Azimutalquanten zu den Termen. Grundterm von Pd^+ wahrscheinlich 2D . Vergleich der Eisenreihe mit der Palladiumreihe; Grundterme bei chemischen Analogen nicht immer gleich. Versuch einer Erklärung der Grundterme der Pd-Reihe. Magnetonenkurve.

El presente trabajo tiene por objeto la clasificación de las líneas del espectro del paladio desde el punto de vista de sus niveles energéticos (1).

Las longitudes de onda que usamos han sido tomadas de las siguientes tablas: de Meggers (2), en el rojo e infrarrojo; de Kayser (3), y de Exner y Haschek (4), en el resto del espectro. A falta de una clasificación térmica completa de las líneas del paladio, nos hemos servido de una placa fotográfica que amablemente pusieron a nuestra disposición los Sres. Joos y Angerer, de Munich, del espectro de absorción de la chispa bajo el agua y también de una tabla, que el Dr. Meggers, de Washington, tuvo a bien enviarnos, con las intensidades de las líneas de absorción del paladio.

El punto de partida para nuestro trabajo ha sido la tabla de

(1) Para cumplir un acuerdo de los Institut für theor. Physik, Munich, Bureau of Standards, Washington y Laboratorio de Investigaciones Físicas, Madrid, emprendimos este estudio del espectro del paladio, así como también el del platino.

(2) W. F. Meggers, *Sc. Pap. Bur. Stand.*, **20**, 19, 1925.

(3) Kayser, *Handbuch.*, vol. VI.

(4) Exner und Haschek, *Spektren der Elom.*, Leipzig, 1911.

diferencias constantes que Kayser (1) publicó en 1895 y que Paulson extendió más tarde (2).

Efectos Zeeman del paladio han sido publicados por Purvis (3) hace algunos años, y recientemente por Beals (4); este último ha aplicado el efecto Zeeman a la determinación de los valores l de los términos.

En la tabla I hemos reunido clasificados todos los niveles de energía del paladio que hemos encontrado hasta ahora. La mayor parte de los niveles comprendidos entre 1S_0 y μ_1 son conocidos por el trabajo de Paulson. Como no es posible conocer los valores absolutos de los niveles, hemos calculado sus valores relativos a partir del nivel fundamental tomado como cero. Los términos más profundos del átomo son, pues, los de menor valor relativo. Para designar los términos en la tabla usamos la notación de Russell-Saunders (5), siempre que sea posible, es decir, cuando conozcamos los valores de l de los términos en cuestión. El grupo de niveles medios lo representamos con letras minúsculas griegas y el grupo de niveles más altos con minúsculas latinas (6); los números que figuran como subíndices representan las cuantos internos j de cada nivel. En la tercera columna damos las diferencias que existen entre los niveles consecutivos y en la cuarta columna las separaciones de los términos conocidos.

Las multiplicidades que hasta ahora hemos encontrado son impares, como debía esperarse de la situación del paladio en la tabla periódica. Los términos bien clasificados corresponden a singletes y a tripletes; es muy posible que existan también quintetes, pero hasta ahora no puede decidirse este punto con seguridad.

El nivel más alto que hasta ahora conocemos tiene un valor que se acerca a 62000 cm^{-1} , o sea unos 10000 cm^{-1} más que el

(1) H. Kayser, *K. Akad. Wiss.*, Berlín, 1897.

(2) Paulson, *Phil. Mag.*, **29**, 154, 1915.

(3) Purvis, *Proc. Cam. Soc.*, **13**, 326, 1906.

(4) Beals, *Proc. Roy. Soc.*, **109**, 369, 1925.

(5) Russell-Saunders, *Astr. Phys. J.*, **61**, 64, 1925. Los índices que figuran en el lado izquierdo de las letras indican las multiplicidades, los en el derecho los números de cuantos internos.

(6) Para evitar una mala interpretación, queremos advertir que las designaciones d, f, g, \dots no tienen nada que ver ni prejuzgan los valores de l de esos niveles; si empleamos letras minúsculas para esa representación, es por que hemos usado ya las mayúsculas para designar los términos para los que los valores de l nos son conocidos.

TABLA I.—NIVELES DEL PALADIO NEUTRO

Designación.	Valor.	Diferencias.	Separaciones.
1S_0	0.0		
3D_3	6564.0	6564.0	
3D_2	7754.9	1190.9	1190.9
3D_1	10093.8	2338.9	2338.9
1D_2	11721.7	1627.9	
$^1G_4?$	25101.2	13379.5	
$(^3P_2) \alpha_2$	34068.86	8967.7	
β_3	35451.3	1382.4	
γ_4	35927.8	476.5	2111.6
$(^3P_1) \delta_1$	36180.5	252.7	
ϵ_2	36975.8	795.3	
ζ_3	37393.6	417.8	1907.6
$(^3P_0) \eta_0$	38088.0	694.4	
ϑ_2	38811.6	723.6	
ι_3	39858.0	1046.4	
κ_1	40368.5	510.5	
λ_2	40771.3	402.8	
μ_1	40838.7	67.4	
a_3	48804.23	7965.6	
b_2	49019.55	215.32	
$c_{2,1}$	49533.55	514.00	
$v_{3,2}$	50910.2	1376.6	
ξ_2	51285.0	374.8	
d_1	52336.40	1051.4	
e_2	52487.81	151.41	
f_1	54574.19	2086.38	
g_4	54811.46	237.27	
h_2	54820.74	9.28	
i_1	54822.80	2.06	
k_1	54826.10	3.30	
l_3	54947.83	121.73	
m_2	54998.62	50.79	
n_3	55012.30	13.68	
o_4	55025.27	12.97	
p_0	55373.22	347.95	
q_2	58138.44	2765.22	
r_1	58195.38	56.94	
s_3	58349.02	153.64	
t_4	58387.75	38.73	
u_1	58408.18	20.43	
v_2	58448.69	40.51	
w_2	58555.89	107.20	
$x_{2,3}$	58561.80	5.91	
y_0	58681.23	119.43	
z_1	61602.74	2921.51	
a'_2	61638.43	35.69	

término más alto del níquel (1); probablemente, pues el paladio tiene un potencial de ionización 1 voltio mayor que el del níquel.

Como se puede deducir de las separaciones de los pocos términos completos que podemos dar con seguridad, la regla de los intervalos de Landé se cumple tan mal en el paladio como en el níquel (2); para el término 3D encontramos: 3 : 5.9 en lugar de 3 : 2, y para el término 3P resulta 2 : 1.9 en lugar de 2 : 1.

Las separaciones encontradas son bastante grandes; no obstante, es muy probable que las haya mayores todavía. Análogamente a lo que se ha encontrado en los espectros de los demás elementos del grupo del hierro y del del paladio, debemos de esperar en este último elemento que los términos sean invertidos; 3D y 3P parecen comprobarlo.

El término fundamental del paladio es un término S de singletes; de ello se deduce que el paladio al estado de vapor debe ser diamagnético. El efecto Stern-Gerlach debe darnos en este elemento una línea única e indesviada.

En las tablas II y III van reunidas las intensidades de todas las líneas del paladio que hemos clasificado. La disposición que adoptamos es la siguiente: Los números sin paréntesis son intensidades de Meggers (3), los valores que figuran entre paréntesis son intensidades tomadas de las tablas de Exner⁴ y Haschek (4), los números con caracteres gruesos representan las intensidades de las líneas de absorción dadas por Meggers (5). En la parte superior y en el lado derecho de la tabla damos las designaciones de los niveles que originan por combinación las líneas y sus diferencias.

Puede verse que solamente son absorbidas las líneas que contienen los términos 1S , 3D y 1D ; los niveles 3D_2 , 3D_1 y 1D_2 muestran ya «penultimate lines» (Meggers); las líneas del término $^1G?$ no son absorbidas como debe esperarse de nuestra clasi-

(1) K. Bechert y L. Sommer, *Ann. d. Phys.* **77**, 354; 1925. Lo mismo es válido también para los términos \bar{p}^1 del Ni y el 3P (α , δ , γ) del Pd, que deben ser análogos; el del paladio está 5000 cm^{-1} más alto que el del Ni.

(2) Sobre los valores de j trataremos más adelante.

(3) W. F. Meggers, l. c.

(4) Exner y Haschek, l. c.

(5) Comunicación privada.

ficación, puesto que el término $^1G^?$ está a unos 25100 cm^{-1} sobre el término fundamental. En la fotografía de Angerer y Joos las tres líneas que pertenecen a la órbita 1S aparecen como tres anchas líneas de absorción, lo cual comprueba que el término 1S debe ser un término muy profundo.

Por lo que respecta a los cuantos internos, nuestra clasificación está de perfecto acuerdo con la de Beals (1). Los valores de j que figuran en la tabla 3 quedan perfectamente determinados por las siguientes razones:

1.^a Las líneas que no deben aparecer por no ser permitidas por el principio de combinación no aparecen.

2.^a Las transiciones entre niveles que tienen valores de j relativamente elevados son, en general, de mayor intensidad que las correspondientes a valores pequeños de j .

3.^a Los valores absolutos quedan determinados con toda precisión por la ausencia de las tres transiciones de tipo $0 \rightarrow 0$ que hay en la tabla; una de estas tres líneas, la que sería $^1S \eta$ (ν 38088.0, λ 2624.72), si en vez de corresponder a una transición prohibida de tipo $0 \rightarrow 0$ lo fuera a una transición $j \rightarrow j$, con valor j distinto de cero, debería ser una línea de intensidad bastante grande en arco y en los espectros de absorción debería aparecer fuertemente absorbida; en las tablas de longitudes de onda aparece una línea de chispa λ 2624.76 (1) que, por su longitud de onda, pudiera ser la línea en cuestión, pero que no obstante por sus propiedades, es decir, por presentarse solamente en chispa y con tan pequeña intensidad, parece muy difícil que sea la transición $^1S \eta$.

En la tabla III no hacemos figurar las combinaciones de los niveles ν y ξ por la razón de que todas las líneas que pudieran originar solamente tres caerían dentro de la región estudiada y ninguna de esas tres ha sido observada.

La determinación de los valores l de los niveles es un problema un poco complejo. Que el nivel 1S es un término simple se deduce fácilmente por la posición que ocupa en el esquema, tan alejado de los demás términos, y por su comportamiento en absor-

(1) C. S. Beals, l. c.

TABLA III.—ESQUEMA DE INTENSIDADES, II.

μ_1	λ_2	λ_1	λ_3	ϑ_2	η_0	ζ_3	ε_2	δ_1	γ_4	β_3	α_2	Designación.	Diferencias.
67.4	402.8	510.5	1046.4	723.6	694.4	417.8	795.3	252.7	476.5	1382.4			
+	+	+	+	+	+	2	0	-	12	7*	50	a_3	215.32
+	+	+	+	+	-	2	5	7*	-	15	3	b_2	514.00
+	+	+	+	+	8	-	4	6	-	-	0	$c_{2,1}$	2802.85
+	2	c	3	1	1	4	2	8	-	2	1	d_1	151.41
+	3	-	2	1	-	7	1	7	-	-	4	e_2	2086.38
-	c	2	3	-	-	12	-	4	7	40	c	f_1	237.27
c	c	9	2	1	0	8	2	15	-	5	30	g_4	9.28
c	2h	2h	c	c	c	2h	3	2hv	-	-	9	h_2	2.06
-	8	-	4	2	-	20	20	12	10	7	1	i_1	3.30
-	8	-	4	5	-	3	30	-	2	8	20	k_1	121.73
-	c	-	3	5	-	c	-	-	20	15	c	l_3	50.79
-	-	-	-	-	-	30	-	-	2	1	4	m_2	13.68
-	-	-	-	-	-	-	-	-	20	1	-	n_3	12.97
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	o_4	347.95
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	p_0	795.17
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	$b'_{3,2}$	1970.05
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	q_2	56.94
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	r_1	153.64
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	s_3	38.73
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	t_4	20.43
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	u_1	40.51
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	v_2	107.20
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	w_2	5.91
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	$x_{2,3}$	119.43
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	y_0	2921.51
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	z_1	35.69
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	a'_2	

+ indica que la línea cae fuera de la región observada; c que la línea es solamente calculada, y p que la línea es "penultimate line," de Meggers.

ción; de modo análogo pueden clasificarse los términos 3D y 1D . En el caso del término que designamos con 1G ? creemos que nuestra designación debe ser exacta; no obstante, la damos con interrogante, porque la región en donde deberían estar las líneas formadas por supuestos niveles próximos a él que pudieran completar ese término, está todavía poco estudiada (como puede comprobarse fácilmente comparando la tabla de líneas publicada por Meggers con nuestra tabla de líneas clasificadas) para decidir con seguridad la cuestión.

De la intensidad de las líneas que forman los niveles α , δ y η se deduce, de acuerdo con lo que Beals ha obtenido por el efecto Zeeman, que esos tres niveles forman un término 3P . Por lo que respecta a los demás niveles, podremos hacer solamente algunas hipótesis, hipótesis que se apoyen en las diferencias de intensidad de las líneas, pero nada seguro puede resolverse con los efectos Zeeman que en la actualidad disponemos, ya que en unos casos el número de componentes Zeeman medidas es muy corto, y en otros la concordancia entre los valores dados por los dos observadores Purvis y Beals deja mucho que desear. Aplicando el criterio de intensidad, deducimos que los niveles γ_4 , β_3 y δ_2 forman un término 3F , parcialmente invertido, que debe ser análogo al término \bar{f}^{1a} del níquel (1). Los niveles g_4 y s_3 parecen formar parte de un término 3G ; si ello es cierto, al múltiplete $(\gamma_4, \beta_3, \delta_2) - {}^3G$ le debe faltar su línea más intensa que debe corresponder a la transición $\gamma_4 - {}^3G_5$; la intensidad de esta línea deberá ser mayor que 40, ya que ésta es la intensidad de la línea $\beta_3 - g_4 (= {}^3G_4)$. En las tablas se encuentra una línea, y sólo una, que satisface a esas condiciones, y es λ 5295.61, ν 18878.32, de intensidad 50, la cual, si suponemos que representa la transición $\gamma_4 - {}^3G_5$, nos da un valor para el término 3G_5

$${}^3G_5 = 54806.3 \text{ cm}^{-1}.$$

Las intensidades de las restantes líneas del múltiplete hipotético están de acuerdo con los valores esperados; los satélites son

(1) Comparar con K. Bechert y L. A. Sommer, l. c.

mucho más débiles que las líneas principales. No obstante, como no podemos calcular ninguna otra combinación del nivel 3G_5 , porque solamente se combina con niveles $j = 4$, y no tenemos ninguno disponible de ese valor, no puede ser comprobada la existencia real de ese nivel hipotético 3G_5 , y por consiguiente, la del supuesto término 3G .

Algunos de los restantes niveles parece que deben pertenecer a multiplicidades diferentes de tripletes, ya que algunas de las líneas que son permitidas por el principio de selección de j no se encuentran en las tablas. Un caso especial es, por ejemplo, el nivel k ; tres de las líneas a que da origen son de una apariencia comparable, igualmente difusas y débiles, y la cuarta línea restante es también muy débil. Quizás este nivel pertenezca a un término de quintetes.

De las líneas de absorción de Meggers han quedado tres sin clasificar, que son: λ 2231.61, 2360.53 y 2489.00 (1). Deben pertenecer probablemente a niveles próximos a ν y a ξ .

En la figura 1 damos un esquema de niveles del espectro del paladio. Como la mayor parte de los valores de l para los niveles nos son desconocidos, no podríamos representar en la figura los términos, sino únicamente los niveles. El número de éstos es, sin embargo, tan grande, que difícilmente podrían ser dibujados todos en la escala tan pequeña en que forzosamente está dibujado el esquema. Por ello hemos representado los niveles máximo y mínimo de cada grupo de términos con líneas horizontales y hemos rayado las zonas entre esos límites para indicar que entre ellos hay otros niveles no representados individualmente. Hemos separado los términos, unos a la derecha y otros a la izquierda, eligiéndolos de tal modo que los términos de cada lado se combinan con los del lado opuesto y no entre sí. Las flechas que se han dibujado indican las combinaciones posibles. Esta clasificación que hemos hecho, interpretada con las ideas de Heisenberg (2), significa que la suma de los cuantos azimutales para cada uno de los términos de la

(1) Por lo que se refiere a la línea λ 2489.00 de las tablas de Meggers, acaso sea un valor erróneo porque los valores de Kayser o de Exnery Haschek, corregidos a I. A., dan λ 2488.92.

(2) Heisenberg, *Z. S. f. Phys.*, **32**, 841, 1925.

porque la equivalencia de los electrones lo prohíbe. Análogamente en el grupo IV se han de encontrar los miembros de las series que comienzan en el grupo III. Los cuantos azimutales de algunos de estos niveles pueden ser fijados con certeza. Supongamos que en el Pd^+ la configuración con 9 electrones en órbita 4_3 , 2D es especialmente estable; de ello se deducen, como configuraciones probables del paladio neutro, las de 10 electrones en 4_3 , 1S y 9 electrones en 4_3 y 1 en 5_1 , 3D , 1D . Estos términos existen, como ya hemos visto más arriba. El $^1G?$ puede ser explicado por la configuración 8 electrones en 4_3 y 2 en 5_1 . Pero esta configuración también podría dar un término 3F , al que podría pertenecer el nivel que hemos clasificado como $^1G?$; en este último caso, deberíamos encontrar otros dos niveles relativamente próximos a él, y ya hemos dicho anteriormente que, por ahora, con las longitudes de onda de que se dispone, no es posible decidir completamente este asunto.

El término $10-4_3^1S$ es el más profundo del átomo; el paladio sin excitar muestra, por consiguiente, un piso N_3 completo de electrones. Sommerfeld y Grimm hacen notar que la existencia de $j=0$ en el término fundamental del Pd, está probablemente relacionada con la valencia de la plata (1). Comparando las valencias del Cu, Ag y Au se ve que la plata es siempre monovalente, a diferencia de los otros elementos que presentan valencia variable. Si suponemos que es posible obtener, con alguna seguridad, de la configuración de la Ag^+ la del paladio neutro, debemos llegar a la conclusión probable que el paladio sin excitar debe tener una notable estabilidad y, que por consiguiente, contiene un piso completo de electrones. El cobre y el oro, por el contrario, muestran valencias mayores que la unidad, lo cual podría explicar el que ni el níquel ni el platino (2) presenten $j=0$ en el término fundamental. Comparando los términos que son análogos en los tres espectros del níquel, paladio y platino, se ve que los del paladio son más altos (si unos y otros son calculados desde el término fundamental), lo cual parece indicar una mayor estabilidad.

Volviendo ahora al esquema de términos del paladio, vemos

(1) A. Sommerfeld y Grimm. En publicación.

(2) K. Bechert y M. A. Catalán, todavía no publicado

que el término ${}^1G^2$ solamente puede ser explicado por una configuración $8 - 4_3, 2 - 5_1$, a no ser que acudamos a ciertas configuraciones de probabilidad muy pequeña. Comparando la posición de todos los términos profundos, resalta a nuestra vista, lo siguiente: la configuración $10 - 4_3$ da origen al término fundamental, después la $9 - 4_3, 1 - 5_1$ origina los términos que siguen al fundamental, y últimamente aparece el término ${}^1G^2$ por una configuración $8 - 4_3, 2 - 5_1$ en la que son dos los electrones que han salido del piso N_3 .

En el grupo II (ver figura 1), debemos ante todo esperar los miembros altos de las series $10 - 4_3, {}^1S$ y $9 - 4_3, 1 - 5_1, {}^3D, {}^1D$: en lugar de 1S debemos encontrar los términos que pertenecen a $9 - 4_3, 1 - 5_1$, es decir, ${}^3S, {}^3\bar{P}, {}^3D, {}^3\bar{F}, {}^3G, {}^1S, {}^1\bar{P}, {}^1D, {}^1\bar{F}, {}^1G$ al mismo tiempo que 3D y 1D que proceden de $9 - 4_3, 1 - 6_1$.

En el grupo III tenemos $9 - 4_3, 1 - 5_2$; de esta configuración resultan los términos ${}^3P, {}^3\bar{D}, {}^3F, {}^1P, {}^1\bar{D}, {}^1F$. Puede fácilmente observarse contemplando la tabla de niveles que en el grupo III hay los niveles necesarios y suficientes, desde σ_2 hasta μ_1 , para completar los términos teóricos. Es quizás de interés el hacer notar que aplicando el criterio de intensidad a los niveles del grupo III, sin ayuda del esquema de Heisenberg, habíamos llegado a la misma conclusión que con ese esquema llegamos ahora, pero como las medidas de efectos Zeeman de Beals no concuerdan con esa clasificación, hemos preferido dejar en suspenso la clasificación definitiva hasta que nuevas medidas de mayor precisión permitan resolver el asunto de modo definitivo (1).

Los dos términos (ν, ξ), únicos hasta ahora encontrados del grupo IV, forman probablemente el comienzo de un conjunto de niveles que debe contener los miembros de las series que comienzan en los niveles del grupo III.

Como casi todos los términos del paladio se originan por la configuración $9 - 4_3$ y un electrón de valencia, debemos suponer que

(1) Es quizás probable la siguiente clasificación: $(\alpha_2, \delta_1, \eta_0) = {}^3P, (\gamma_4, \beta_3, \theta_2) = {}^3F$ [parcialmente invertido], $(\zeta_3, \varepsilon_2, \varkappa_1) = {}^3D$ [parcialmente invertido], $\tau_3 = {}^1F_1, \lambda_2 = {}^1D, \mu_1 = {}^1P$. Los términos del grupo II pueden también clasificarse siguiendo el criterio de las intensidades; en especial, las intercombinaciones se distinguen por su pequeña intensidad. No obstante, por las razones arriba expuestas, dejamos el asunto sin resolver definitivamente.

el término fundamental del Pd^+ debe ser de tipo 2D invertido y, por consiguiente, los límites de los niveles del paladio neutro en general deben ser los dos niveles de ese término 2D . Haciendo un cálculo detallado por el método de Hund (1) de los términos que tienen igual límite, encontramos que 3G_5 , 3F_4 , 3D_3 , 3P_2 , 3S_1 , 1G_4 , 1F_3 , 1D_2 , 1P_1 y 1S_0 convergen en 2D_3 que es el límite más profundo, y los términos 3G_4 , 3G_3 , 3F_3 , 3F_2 , 3D_2 , 3D_1 , 3P_1 , 3P_0 deben tener por límite el nivel 2D_2 . Conforme se vaya hacia los miembros más altos de las series, los niveles se irán separando en dos grupos, cada uno convergiendo en un nivel de 2D ; esto no puede ser observado en nuestra tabla de niveles porque los términos son todavía demasiado profundos; tampoco pueden por ello ser obtenidos los valores de l por este método.

El espectro del paladio, considerado en conjunto, comparado con los de los elementos análogos, es de una simplicidad excepcional. El número de líneas es relativamente mucho más pequeño que el del níquel o platino.

Si comparamos las separaciones en el grupo del hierro y en el del paladio, vemos que en ambos grupos, desde el principio de las llamadas triadas en adelante, las separaciones crecen muy deprisa, mientras que en el resto (K a Fe y Rb a Ru) el crecimiento de las separaciones es mucho más lento. Los términos de la triada del paladio, análogamente a los de la triada del hierro, son todos invertidos. Por el contrario, los términos fundamentales del grupo de elementos del Fe no siempre tienen los mismos valores de l que los correspondientes del grupo del Pd; tampoco las configuraciones atómicas de ambos grupos son análogas, como a continuación puede verse (2):

(1) Hund, *Z. S. f. Phys.*, **34**, 296, 1925.

(2) La bibliografía del grupo del Fe véase en Hund, *Z. S. f. Phys.*, **33**, 345, 1925. Para el grupo del paladio: Rb y Sr, Fowler, Report, Paschen Gotze, *Seriengesetze*; Y e Y^+ , Meggers, *Journ. Wash. Acad.*, **14**, 419, 1924 y **15**, 207, 1925; Nb, Meggers, *Journ. Wash. Acad.*, **14**, 442, 1924 (en ese trabajo se da también el término fundamental del Zr); Mo, M. A. Catalán, estos ANALES, **21**, 213, 1923 y Kiess, *Sc. Pap. Bureau of Standards*, 474, 1923; Ru, O. Laporte y W. F. Meggers, *Science*, **61**, 635, 1925 y L. A. Sommer, *Naturwissenschaft.*, 1925; Rh, L. A. Sommer, *Naturwiss.*, **13**, cuaderno 18, 1925.

TABLA IV

MOMENTOS MAGNÉTICOS DE LOS GRUPOS DEL Fe Y DEL Pd.

Grupo del Fe.	μ (Bohr).		Grupo del Pd.
18 A	(0)	(0)	36 Kr
19 K	1	1	37 Rb
20 Ca	0	0	38 Sr
21 Sc	1.20	1.20	39 Y
22 Ti	1.33	0	40 Zr
23 V	0.60	1.67	41 Nb
24 Cr	6	6	42 Mo
25 Mn	5	(7)	43 Ma
26 Fe	6	7	44 Ru
27 Co	6	6	45 Rh
28 Ni	5	0	46 Pd
29 Cu	1	1	47 Ag
30 Zn	0	0	48 Cd

En la tabla V hemos reunido todas las líneas que hemos clasificado hasta la fecha, que son en total 189, o sea el 50 por 100 aproximadamente de las líneas que figuran en las tablas de Exner y Haschek, Kayser y Meggers. En la primera columna damos las longitudes de onda en el sistema internacional. Desde λ 2235 hasta λ 4497 los valores son de Exner y Haschek, y desde ahí en adelante de Meggers. En el violeta damos las intensidades de absorción del espectro de chispa bajo el agua de Meggers y las del espectro ordinario de Exner y Haschek. En la región roja todas las intensidades son de Meggers. En las tablas, p significa «penultimate line», R raya invertida, h difusa, v ensanchada por el borde violeta. En las dos últimas columnas figuran los valores de los números de onda y la designación de las líneas.

TABLA V

LÍNEAS CLASIFICADAS EN EL ESPECTRO DE ARCO DEL PALADIO.

λ I. A.	Int.	Int absorción.	ν_{vac}	Designación.
2235.30	(1)	—	44721.4	$^3D_3 - \zeta_2$
2254.33	(1)	20	44345.3	$^3D_3 - \nu_{3,2}$
2296.53	(3)	5	43530.5	$^3D_2 - \zeta_2$
2316.49	(1)	—	43155.5	$^3D_2 - \nu_{3,2}$
2426.88	(2)	—	41192.3	$^3D_1 - \zeta_2$
2447.92	(8 R)	100	40838.7	$^1S_0 - \mu_1$
2476.41	(8 R)	75	40368.7	$^1S_0 - \nu_1$
2551.01	(1)	—	39188.5	$^1D_2 - \nu_{3,2}$
2763.09	(15 R)	30	36180.6	$^1S_0 - \delta_1$
2922.52	(10)	10	34207.2	$^3D_3 - \lambda_2$
3002.66	(10)	10	33294.2	$^3D_3 - \iota_3$
3021.74	(3)	—	33083.9	$^3D_2 - \mu_1$
3027.91	(20)	20	33016.5	$^3D_2 - \lambda_2$
3065.31	(20)	10	32613.8	$^3D_2 - \nu_1$
3114.04	(30)	30	32103.4	$^3D_2 - \iota_3$
3218.86	(3)	—	31057.0	$^3D_2 - \delta_2$
3242.69	(100 R)	100	30829.8	$^3D_3 - \zeta_3$
3251.61	(30)	20	30745.1	$^3D_1 - \mu_1$
3258.77	(30)	30	30677.6	$^3D_1 - \lambda_2$
3287.24	(10)	5	30412.0	$^3D_3 - \epsilon_2$
3302.11	(30 R)	40	30275.0	$^3D_1 - \nu_1$
3373.00	(30 R)	40	29638.8	$^3D_2 - \zeta_3$
3404.59 (1)	(100 R)	200	29363.8	$^3D_3 - \gamma_4$
3421.23 (1)	(50 R)	100	29220.9	$^3D_2 - \epsilon_2$
3433.43	(20 R)	40	29117.0	$^1D_2 - \mu_1$
3441.41	(20 R)	50	049.6	$^1D_2 - \lambda_2$
3460.74	(50 R)	75	28887.3	$^3D_3 - \beta_3$
3481.16	(50 R)	60	717.9	$^3D_1 - \delta_2$
3489.78	(15)	20	646.9	$^1D_2 - \nu_1$
3516.94	(100 R)	60	425.7	$^3D_2 - \delta_1$
53.09	(50 R)	50	136.5	$^1D_2 - \iota_3$
71.16	(20 R)	25	27994.2	$^3D_1 - \eta_0$
3609.55 (1)	(100 R)	100	696.4	$^3D_2 - \beta_3$
34.69 (1)	(200 R)	200	504.9	$^3D_3 - \alpha_2$
3690.34	(20 R)	10 p	090.1	$^1D_2 - \delta_2$
3718.91	(15)	4 p	26882.0	$^3D_1 - \epsilon_2$
99.18	(10)	3 p	314.1	$^3D_2 - \alpha_2$
3832.30	(10)	3 p	086.6	$^3D_1 - \delta_1$
94.19	(20)	5 p	25672.1	$^1D_2 - \zeta_3$
3958.63	(20)	2 p	254.1	$^1D_2 - \epsilon_2$
4087.37	(10)	—	24458.8	$^1D_2 - \delta_1$
4169.86	(5)	—	23974.9	$^3D_1 - \alpha_2$
4212.95	(20)	3 p	729.6	$^1D_2 - \beta_3$
4251.49	(1)	—	514.6	$\eta_0 - z_1$
4358.58	(1 u)	—	22936.7	$\beta_3 - t_4$
4379.58	(1 u)	—	826.8	$\delta_2 - a_2$
4386.48	(2)	—	791.1	$\delta_2 - z_1$

(1) Rayas últimas de Gramont.

λ I. A.	Int.	ν_{vac}	Designación.
6681.56	3	14962.44	$\iota_3 - h_2$
85.71	2	953.16	$\iota_3 - g_4$
86.79	3	950.74	$\alpha_2 - b_2$
6774.54	12	757.08	${}^1G_4? - \iota_3$
84.52	50	735.37	$\alpha_2 - a_3$
6833.42	8	629.92	$\nu_1 - m_2$
78.35	2	534.38	$\mu_1 - p_0$
6914.98	2, h	457.38	$\nu_1 - k_1$
16.56	9	454.08	$\kappa_1 - i_1$
17.56	2	451.99	$\nu_1 - h_2$
7016.44	8	248.32	$\eta_0 - d_1$
26.91	1	227.10	$\lambda_2 - m_2$
37.58	3	205.51	$\kappa_1 - f_1$
52.04	2	176.39	$\lambda_2 - l_3$
60.29	5	159.83	$\mu_1 - m_2$
7115.84	3	049.12	$\lambda_2 - h_2$
49.11	6	13983.90	$\mu_1 - i_1$
7242.90	2	802.83	$\lambda_2 - f_1$
78.44	2	735.43	$\mu_1 - f_1$
7310.06	5	676.02	$\vartheta_2 - e_2$
68.14	15	568.20	$\beta_3 - b_2$
91.91	8	524.59	$\vartheta_2 - d_1$
7486.93	7	352.94	$\beta_3 - a_3, \delta_1 - c_2$
7763.99	12	12876.45	$\gamma_4 - a_3$
86.66	7	838.95	$\delta_1 - b_2$
7915.84	7	629.43	$\iota_3 - e_2$
61.04	4	557.72	$\varepsilon_2 - c_2$
8132.85	6	292.42	${}^1G_4? - \zeta_3$
8300.81	5	043.70	$\varepsilon_2 - b_2$
53.54	2	11967.69	$\kappa_1 - d_1$
8451.93	0	828.37	$\varepsilon_2 - a_3$
8532.67	2	716.45	$\lambda_2 - e_2$
81.99	2	649.10	$\mu_1 - e_2$
99.06	2	625.98	$\zeta_3 - b_2$
8644.38	1	565.04	$\lambda_2 - d_1$
95.03	1	497.66	$\mu_1 - d_1$
8761.34	2	410.66	$\zeta_3 - a_3$
9234.02	1	10826.55	${}^1G_4? - \gamma_4$

Antes de terminar, queremos expresar nuestro agradecimiento: Al profesor A. Sommerfeld, del *Institut für theor. Physik*, de Munich, por los muchos consejos con que nos ha ayudado; a los Sres. Angerer y Joos, de Munich, por la fotografía del espectro de absorción del paladio que pusieron a nuestra disposición; al profesor Meggers, de Washington, por las tablas de longitudes de onda e intensidades de absorción que tuvo a bien enviarnos, y, por último, al *International Education Board*, que concedió a uno de los autores (B.) una beca que ha hecho posible la realización de este trabajo.