

Más aún, hasta se puede pensar en partículas con masa $m = \frac{E}{c^2}$ que "viven" en término medio un tiempo Δt , salidas de "la nada"!

5.7. PRIMITIVA TEORÍA CUÁNTICA DEL ÁTOMO DE HIDROGENO

Para familiarizarse con la historia del átomo lo mejor es leer pequeños libros de buena divulgación científica. Se puede encontrar aún en quioscos "De los Átomos a los Quarks" de James S. Trefil, de la Biblioteca Científica Salvat, Libro N° 8,. Otros en librerías como "El Inquieto Universo" de Max Born, EUDEBA (con figs. animadas), "Alrededor del Cuanto", de L Ponomarion, Ed. MIR, etc: Aquí nosotros necesariamente debemos ser breves y apuntar directamente a los puntos del programa.

5.7.1. Modelos Atómicos

De J. J. THOMPSON: en 1910 aproximadamente J.J. Thomson (descubridor del electrón) propuso que el átomo estaría formado por una "masa" de carga eléctrica positiva que contenía a los electrones, negativos (fig.5-20). El conjunto es neutro. Se solía decir que el átomo era una especie de "Pudding", en dónde la pasta sería la carga positiva (+) y las pasas de uva los electrones. Esta concepción del átomo no funciona por dos aspectos principales:

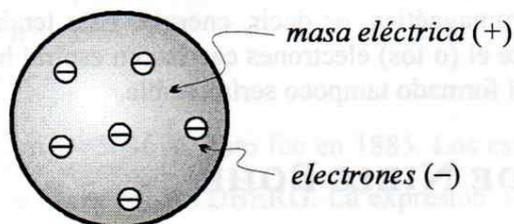


FIGURA 5-20

- 1) una tal mezcla de cargas estáticas no es **estable**, el mismo Thompson lo sabía,
- 2) si se le dispara con cargas positivas pesadas, como los iones de Helio (He^{4++}), de masa 4, llamados partículas alfa, no deberían desviarse mucho, pues el campo eléctrico que tal "pudding" produce, no es relativamente elevado, pero en realidad las partículas α lanzadas contra los átomos (por ej. átomos de oro) se desvían mucho más y aún "rebotan". Esto fue comprobado por GEIGER y MARSDEN, lo que indujo a pensar a RUTHERFORD que la carga positiva estaría concentrada casi puntualmente en el centro y los electrones alrededor. En las figs.5-21 y 5-22 se muestra la diferencia en

la desviación de las partículas α para un átomo de Thomson y otro de Rutherford, esto último es lo que ocurre realmente. Las trayectorias de los "proyectiles" α son hipérbolas de rama alejada como se estudia en fuerzas centrales en mecánica. En la fig.5-21 el círculo imaginario de radio b se denomina SECCION EFICAZ para la desviación ϑ . Toda partícula que incide en esta sección se desvía un ángulo mayor que ϑ .

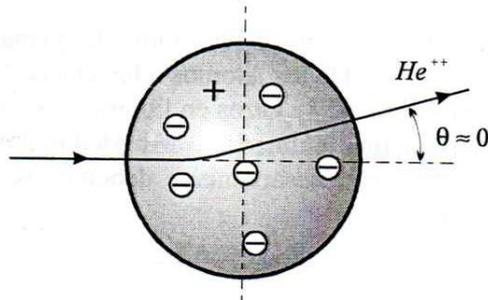


FIGURA 5-21

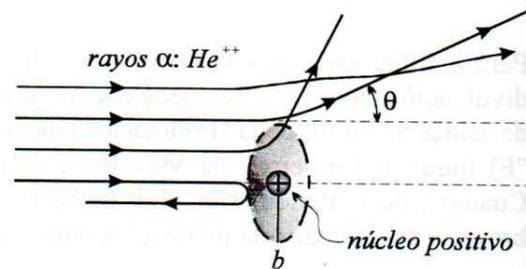


FIGURA 5-22

De modo que RUTHERFORD terminó pensando que el átomo estaría formado por un núcleo casi puntual positivo (+) alrededor del cual ORBITAN electrones negativos (-). El átomo de RUTHERFORD sería semejante a un sistema planetario. También este modelo adolece de serias dificultades: si bien la orbitación parece conducir a la estabilidad (como en el sistema planetario) se tiene que según MAXWELL las cargas eléctricas aceleradas (los electrones alrededor del núcleo tendrían aceleración por lo menos CENTRIPETA) emiten radiación electromagnética, es decir, energía. Esta tendría que salir del propio átomo y así rápidamente el (o los) electrones caerían en espiral hacia el núcleo, resultando así que el sistema así formado tampoco sería estable.

5.8. MODELO DE NIELS BOHR

5.8.1 Antecedentes experimentales. Espectros de Bandas (de emisión y absorción)

Gracias a los espectroscópios (de prisma o de red de difracción) se había comprobado que los gases a baja presión, "encendidos" por descarga eléctrica de alta tensión (por ejemplo en los tubos de Neón de carteles luminosos) emiten radiación electromagnética de frecuencias agrupadas en bandas (o intervalos) muy estrechos (líneas), separados por intervalos de frecuencias no existentes (oscuridad). Cada sustancia tiene su propio "espectro" que la identifica. En la fig.5-23 esquematizamos un espectroscopio descomponiendo la luz proveniente de un tubo (de PLÜKER) lleno de hidrógeno y se muestra el

espectro obtenido (espectro visible). Las líneas para el hidrógeno se designan con la letra H y subíndices del alfabeto griego. Las longitudes de onda son $H_\alpha = 6562,8 \text{ \AA}$, $H_\beta = 4861,3 \text{ \AA}$, $H_\gamma = 4340,5 \text{ \AA}$, $H_\delta = 4101,7 \text{ \AA}$, ... etc.

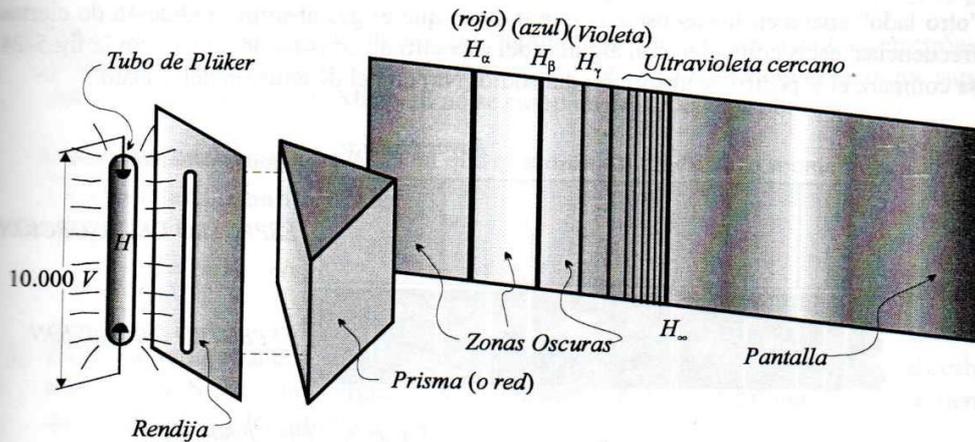


FIGURA 5-23

Un maestro de escuela suizo, BALMER, encontró que estas longitudes responden a una serie cuyos elementos o **términos** responden a la expresión:

$$\lambda = 3646 \frac{n^2}{n^2 - 4},$$

donde $n = 3, 4, 5, \dots$ $\lim_{n \rightarrow \infty} \lambda = 3646 \text{ \AA}$. Esto fue en 1885. Los estudios fueron intensificados y extendidos a otros gases por RYDBERG. La expresión de BALMER se puede escribir con el número de onda $\frac{1}{\lambda}$ y una constante, llamada de Rydberg R , que para el hidrógeno es $R_H \cong 10,967 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, así:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 3, 4, 5, \dots$$

Recalcamos que estas expresiones que dan las longitudes de onda de las líneas visibles del espectro eran EMPIRICAS, es decir **no** eran obtenidas a partir de un modelo del átomo.

mo, aunque si inspiradas en la idea generalizada que la naturaleza responde a los números

Los espectros como el anterior lo podemos denominar de EMISION. También se tienen los espectros de **absorción**: cuando la luz blanca proveniente de un sólido incandescente (por ej. el filamento de una lámpara o el Sol) atraviesa un gas relativamente frío, del "otro lado" aparecen líneas oscuras que indican que el gas absorbió radiación de ciertas frecuencias: estas coinciden con algunas del espectro de emisión de tal gas. En la fig.5-24 se compara el espectro de absorción del sodio (Na) con el de emisión del mismo.

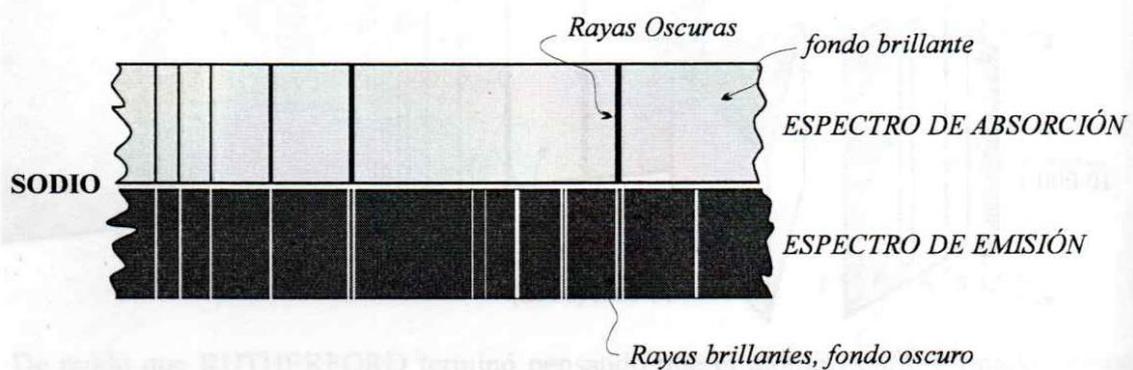


FIGURA 5-24

Todo está de acuerdo con la ley de KIRCHHOFF de la radiación estudiada en Física II: *a una dada temperatura, si una sustancia emite en una banda, debe absorber en esa misma banda. Lo contrario haría posible la rotura espontánea del equilibrio térmico.*

En síntesis, el panorama a comienzo del siglo XX, era así: el átomo de Thomson no era estable ni coincidía con las grandes desviaciones que experimentaban los "proyectiles" α que incidían sobre él. El átomo de RUTHERFORD, si bien explicaba las grandes desviaciones, según las ecuaciones de Maxwell debía radiar continuamente hasta colapsar cayendo los electrones hacia el núcleo. Además, había que explicar las series de líneas de emisión (y absorción)!

Niels Bohr (físico DANES) en 1913 desarrolló un modelo de átomo de hidrógeno, que en realidad es aproximadamente válido para cualquier ION que tenga un sólo electrón y Z protones en el núcleo (Z se denomina n° atómico), por ej. el propio átomo neutro de H° ($Z = 1$), el ION He^+ simplemente ionizado ($Z = 2$), el ión de Li^{++} doblemente ionizado ($Z = 3$), etc.

5.8.2. Hipótesis de Bohr

- 1) el electrón se mueve en órbita circular alrededor del núcleo, atraído por la fuerza central coulombiana $K_o \frac{e^2}{r^2}$
- 2) para que el átomo sea estable hay que suponer que hay órbitas donde el electrón, a pesar que posee una aceleración centrípeta, NO RADIA. Esto es lo mismo que suponer que las ecuaciones de Maxwell no se cumplen del todo en el átomo.

Las órbitas estables son aquellas en que el **momento cinético** (o momentum angular) $\vec{\ell} = \vec{r} \times m\vec{V}$ está **cuantificado** así:

$$|\vec{\ell}| = rmV = n\hbar, \quad (n = 1, 2, 3, \dots).$$

- 3) El átomo radia cuando el electrón pasa de una órbita exterior a otra interior y absorbe a la inversa. Si E_i es la energía inicial del **átomo** y E_f la final, tal que $E_i > E_f$ se tiene que la frecuencia del **fotón emitido** es: *electrón*

$$f = \frac{E_i - E_f}{h}$$

Bohr utiliza aquí la hipótesis de Einstein en el efecto fotoeléctrico.

Supondremos en primera instancia que el núcleo está fijo respecto a un sistema de referencia inercial. Esto es aproximadamente cierto dado que m masa es miles de veces superior a la del electrón satélite: podemos decir aproximadamente que la relación de masas es:

$$\frac{m_{\text{nucleo}}}{m_{\text{electron}}} \cong 1836 \times N$$

dónde N es el número másico = n° de protones + n° de neutrones. En el hidrógeno $N = 1$.

Veamos algunas consecuencias de estos postulados.

Radios "permitidos"

En la fig.5-25 se esquematiza a un átomo con carga eléctrica Ze en el núcleo, positiva (+) y un electrón en órbita circular de carga e , negativa (-). La fuerza de atracción coulombiana es:

$$|\vec{F}| = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

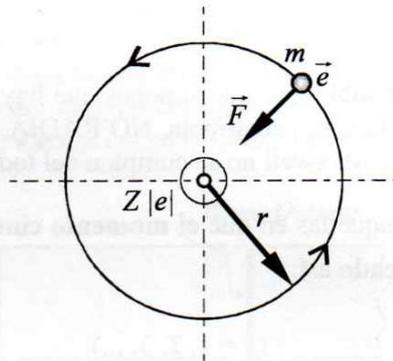


FIGURA 5-25

Las órbitas permitidas de Bohr son aquellas que cumplen con la cuantificación del momento cinético:

$$|\vec{\ell}| = rmV = n\hbar \quad [5-3]$$

Aplicando la ley de Newton de la dinámica:

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m \frac{V^2}{r} \quad [5-4]$$

de [4-3] $V = \frac{n\hbar}{mr}$, reemplazando en [5-4] y despejando r :

$$r = \left(4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2}{mZe^2} \right) \cdot n^2 \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

Podemos calcular el menor radio del átomo de hidrógeno: $Z = 1$, $n = 1$ resulta:

$$r_1 = 5,3 \times 10^{-11} m \cong 0,5 \text{ \AA}$$

Podemos también calcular la velocidad de orbitación en el estado $n = 1$ (fundamental):

$$V = \frac{n\hbar}{mr} = \frac{\hbar}{m} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}$$

$$V = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 n\hbar}, \text{ para } \begin{cases} n=1 \\ Z=1 \end{cases}$$

$V_1 = 2,2 \times 10^6 \text{ m/seg}$ que es pequeña comparada con la velocidad de la luz $C \cong 3 \times 10^8 \text{ m/seg}$ (aproximadamente el 1%), de modo que se justifica haber utilizado la masa en reposo del electrón.

Energía total del átomo

La energía total E desde el punto de vista clásico es:

$$E = \frac{1}{2} mV^2 + U_{pot.},$$

en este caso la energía potencial corresponde a la eléctrica de dos cargas puntuales, que como sabemos es: $-\frac{Ze \times e}{4\pi\epsilon_0 r}$, así:

$$E = \frac{1}{2} mV^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Eliminemos V^2 en base a la ley de Newton

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m \frac{V^2}{r} \rightarrow V^2 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 mr},$$

reemplazando:

$$E = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

(la mitad de la potencial), teniendo en cuenta la expresión del radio permitido resulta:

$$E = - \left(\frac{mZ^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0) 2\hbar^2} \right) n^{-2} \quad (n=1, 2, \dots)$$

En la fig.5-26 se grafican los niveles de energía (para $Z = 1$), para $n \rightarrow \infty$, $E = 0$ y el electrón se aleja indefinidamente del núcleo, el átomo se ioniza.

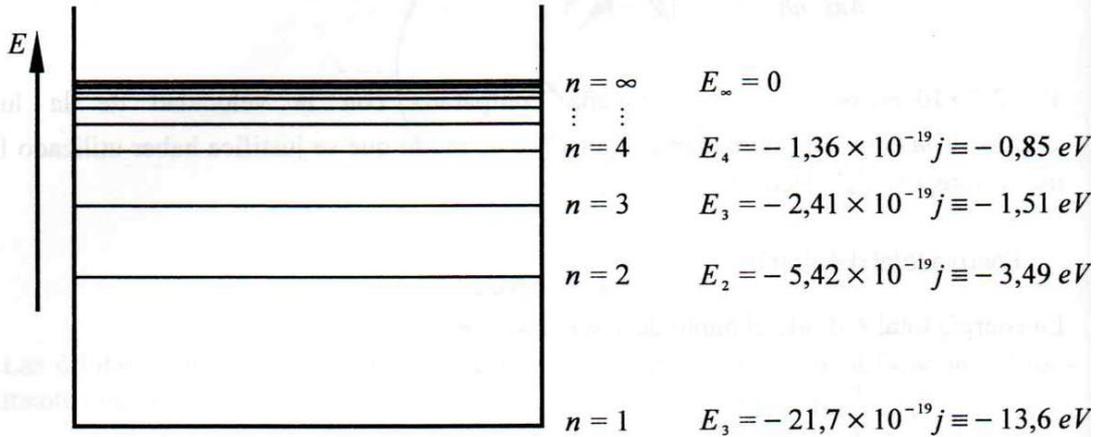


FIGURA 5-26

El nivel energético E_1 correspondiente al **número cuántico** $n = 1$ se denomina ESTADO FUNDAMENTAL, los demás son estados excitados.

Para el hidrógeno es $Z = 1$, de modo que el estado fundamental tiene una energía (es la energía de "ligadura" del electrón en el átomo):

$$E_1 = - \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} = -13,6 \text{ eV}$$

5.8.3. Explicación de las Series Espectrales

Hemos dicho que BALMER, basado en resultados empíricos encontró que la serie

$$R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5 \dots$$

da los "números" de onda $1/\lambda$ de las rayas espectrales VISIBLES del hidrógeno. Otros investigadores experimentales encontraron otras series: LYMAN en el ULTRAVIOLE-

TA, PASCHEN, BRACKETT Y PFUND en el INFRARROJO. Ahora bien, con el modelo de Bohr es factible **deducir** estas series, en efecto, por el postulado nº 3 se tiene que la frecuencia del FOTON emitido por un átomo (o ION) mono electrónico es:

$$f = \frac{E_i - E_f}{h}$$

además como $\lambda f = C$ ($C =$ velocidad de la luz en el vacío $\cong 3 \times 10^8 \text{ m / seg}$) resulta

$$\frac{f}{C} = \frac{1}{\lambda} \quad \text{y así} \quad \frac{1}{\lambda} = \frac{E_i - E_f}{hC}$$

reemplazando E_i y E_f , es decir, las energías correspondientes a los niveles cuánticos $n = n_i$; $n = n_f$ (valor inicial y final, respectivamente) y sacando factor común, se tiene:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{mZ^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 C} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

Para el hidrógeno, $Z = 1$, resulta que $\left(\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3 C} \right)$ es precisamente la cte. de RYDBERG $R_H = 10,97 \times 10^8 \text{ m}^{-1}$ lo que resulta un éxito notable del modelo.

La serie de BALMER surge al hacer $n_f = 2$, de modo que las rayas luminosas surgen por la emisión del átomo de hidrógeno al cambiar este de los niveles E_3, E_4, E_5, \dots al E_2 . Podemos decir que el electrón salta desde un nivel superior a la órbita correspondiente a $n_f = 2$.

También se explican así las demás series:

de LYMAN, en el ULTRAVIOLETA, $n_f = 1: \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n_i^2} \right), n_i = 2, 3, 4 \dots$

de BALMER, en el VISIBLE, $n_f = 2: \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_i^2} \right), n_i = 3, 4, 5 \dots$

de PASCHEN, en el INFRARROJO, $n_f = 3: \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n_i^2} \right), n_i = 4, 5, 6 \dots$

de BRACKETT, en el INFRARROJO, $n_f = 4: \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n_i^2} \right), n_i = 5, 6, 7 \dots$

de PFUND, en el INFRARROJO, $n_f = 5: \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$, $n_i = 6, 7, 8...$

Algunas rayas espectrales de estas tres últimas del infrarrojo se SOLAPAN.

5.8.4. Relación entre el modelo de Bohr y la teoría ondulatoria de D'Broglie

Recordando que según D'Broglie el electrón también se comporta como una onda de longitud

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mV}$$

podemos pensar que las órbitas estables de Bohr son aquellas cuya longitud ($2\pi r$) coinciden con un número entero n de longitudes de onda λ :

$$2\pi r = n\lambda = n \frac{h}{mV}$$

En efecto, transponiendo términos reencontramos el 2º postulado de Bohr:

$$r m V = \left| \vec{\ell} \right| = n \frac{h}{2\pi} = n \hbar$$

Esto implica una notable armonía entre las dos teorías.

Gráficamente el átomo resulta **análogo** a anillos delgados elásticos vibrando en sus modos principales (figs.5-27) (anillos de distintos radios).

Si n es fraccionario, es decir no entra un número entero de λ en el perímetro de las órbitas la onda resultante no es estacionaria y se desvanece por interferencia "destructiva".

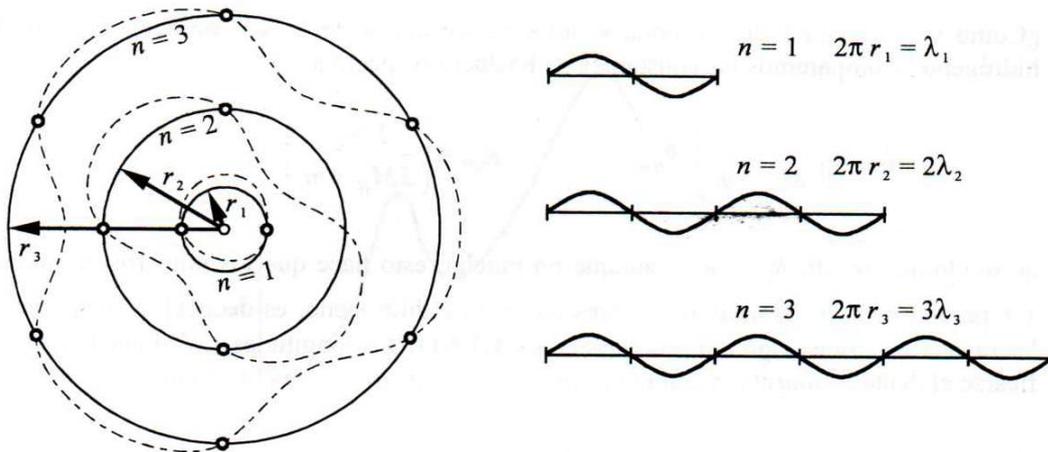


FIGURA 5-27

Nota

Se ha supuesto en el modelo que la masa M del núcleo es tan grande comparada con la del electrón, m , en órbita, que respecto a un referencial inercial el núcleo no se mueve (como en primera aproximación se supone para el Sol y los planetas). Pero sabemos en rigor que ambas masas orbitan alrededor del CENTRO DE MASAS común. Podemos seguir suponiendo que el núcleo está fijo en un referencial especial (no inercial) con tal de tomar en lugar de la masa m del electrón la **masa reducida** del sistema:

$$\mu = \frac{Mm}{M + m}$$

Por lo tanto es fácil demostrar que la constante de Rydberg para el hidrógeno (o cualquier elemento) se puede escribir

$$R_{H\mu} = \frac{\mu e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 C} = \frac{Mm}{(M + m)} \cdot \frac{e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 C} = \frac{M}{(M + m)} \cdot R_{H\infty}$$

dónde $R_{H\infty}$ es la constante supuesto el núcleo ∞ masivo (fijo), en un referencial inercial. Es claro que $R_{H\mu} < R_{H\infty}$, aunque muy poco (haga el alumno el cálculo numérico con $M \simeq 1836 m$).

EI DEUTERIO

El deuterio es un ISOTOPO del hidrógeno, posee un **protón** más un **neutrón** en el núcleo, de modo que la masa nuclear del deuterio es $M_D \simeq 2M_H$. En el hidrógeno natural hay $\simeq 1/6000$ parte de deuterio. Con el oxígeno forma "AGUA PESADA D_2O ".

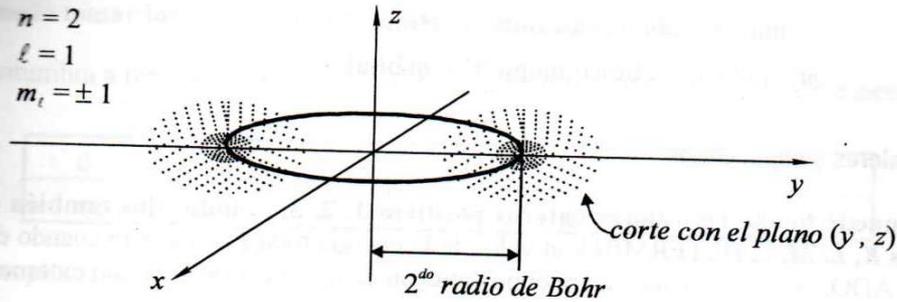


FIGURA 6-15

Es interesante señalar que estas distribuciones espaciales para este átomo (H) u otros átomos más complicados ha permitido explicar el porqué de las estructuras moleculares. También se suelen denominar ORBITALES.

En el libro de Beiser, pág.180 se puede observar una lámina que contiene distribuciones espaciales de probabilidad para diversos estados del átomo de hidrógeno.

Comentario sobre los ejes coordenados

Al comenzar el estudio del átomo de hidrógeno hemos supuesto ejes coordenados elegidos arbitrariamente en el espacio, con el núcleo del átomo en el origen. El ángulo θ que forma el vector posición del electrón se mide respecto del eje z . La simetría esférica del campo central de Coulomb no permite ninguna dirección espacial preferencial, sin embargo la distribución de probabilidades, como por ejemplo la de fig.6-15 ($n=2$, $\ell=1$, $m_\ell = \pm 1$), parece indicar una preferencia por el eje z . No es así, porque para cada n que define la energía del átomo hay varias funciones ψ de distribución, por ejemplo para $n=2$, tenemos 2 probabilidades si mediríamos sólo el promedio entre esas cuatro distribuciones y se puede demostrar que ese promedio resulta esféricamente simétrico.

La aplicación de un campo (magnético o eléctrico) sí incorporaría una dirección preferencial, al tiempo que se eliminan ciertos grados de degeneración y se pierde la simetría esférica.

6.5.2. Resumen de números cuánticos para el caso de un átomo o ión monoeléctrico

La ecuación de SCHRÖDINGER aplicada a un átomo o ión con un solo electrón (por ejemplo el H) ha permitido encontrar tres números cuánticos:

n : número cuántico principal

ℓ : número cuántico azimutal u **orbital**

m_ℓ : número cuántico **magnético orbital**

Valores y significados

" n " puede tomar los valores enteros positivos 1, 2, 3, ... indicados también con las letras **K, L, M, ...** DETERMINA el valor de la energía total E del átomo cuando éste está AISLADO, es decir, cuando sobre él no actúa un campo electromagnético externo.

En este caso se tiene:

$$E = - \frac{cte}{n^2} \quad [6-5]$$

dónde la constante es.

$$\left(\frac{\mu z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \right)$$

dónde μ es la masa reducida del electrón:

$$\mu = \frac{mM}{M+m}$$

(M = masa del núcleo) y z es el número atómico (número de protones del núcleo). Para el hidrógeno, haciendo $\mu \approx m$, $z = 1$, resolviendo se tiene

$$cte \cong 13,6eV$$

de modo que

$$\text{(hidrógeno)} \quad E = - \frac{13,6eV}{n^2}$$

13,6 eV es la energía de ionización del hidrógeno: el electrón se libera del núcleo ($n \rightarrow \infty$, $E \rightarrow 0$).

" ℓ " puede tomar los valores positivos o nulo: 0, 1, 2, ..., (n-1).

Se acostumbra a representar con letras minúsculas a estos números (notación espectral):

0	1	2	3	4	5	...
s	p	d	f	g	h	...

Por ejemplo, si $n = 3$: $\ell = 0, 1, 2$.

DETERMINA el valor del módulo del momento cinético orbital (\vec{L}) respecto del centro de masas del átomo:

$$|\vec{L}| = \sqrt{\ell(\ell+1)} \cdot \hbar \quad [6-6]$$

A su vez L determina el momento dipolar magnético orbital \vec{M}_L :

$$\vec{M}_L = -\left(\frac{|e|\hbar}{2m}\right)\vec{L} \quad [6-7]$$

Se ha explicitado el signo de la carga del electrón. La constante $\left(\frac{|e|\hbar}{2m}\right) = g_L$ se denomina "razón giromagnética orbital".

La expresión [6-7] se puede demostrar sin necesidad de recursos cuánticos: en la fig.6-16 se tiene un electrón orbitando circularmente alrededor del núcleo, con velocidad \vec{v} , el módulo del momento cinético es $L = m v r$, por otro lado el momento magnético M_L se puede considerar igual al de una espira circular, de radio r , con corriente $I = \left(\frac{|e|\hbar}{T}\right)$, donde T es el período de revolución:

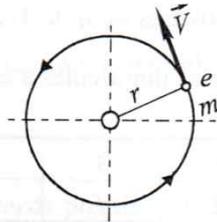


FIGURA 6-16

$$M_L = I(\pi r^2) = \frac{|e|}{T} \pi r^2$$

además

$$V = \frac{2\pi r}{T} = \frac{L}{mr}$$

reemplazando

$$T = \frac{2\pi r^2 m}{L}$$

en M_L se tiene la expresión [6-7], en módulo.

Sabemos que si un dipolo de momento \vec{M}_L se encuentra en campo magnético externo \vec{B} (fig.6-17), de modo que \vec{M}_L forme un ángulo θ , la energía potencial campo-dipolo resulta:

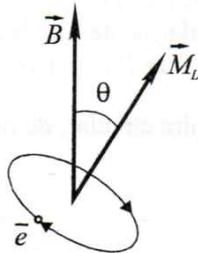


FIGURA 6-17

$$U_L = - \vec{M}_L \cdot \vec{B} \quad [6-8]$$

tomando $U_L = 0$ para el caso en que el dipolo se encuentre en posición perpendicular al campo. En base al concepto de producto escalar la [6-8] es:

$$U_L = - |\vec{M}_L| |\vec{B}| \cos \theta = - \frac{|e| \hbar}{2m} |\vec{L}| |\vec{B}| \cos \theta$$

por [5-6] es $|\vec{L}| = \sqrt{\ell(\ell+1)} \cdot \hbar$, luego

$$U_L = - \frac{|e| \hbar}{2m} \sqrt{\ell(\ell+1)} \cdot B \cos \theta$$

Se denomina MAGNETON de BOHR a

$$\mu_m = \frac{|e| \hbar}{2m} = g_L \hbar$$

$$\mu_m \cong 9,27 \times 10^{-24} \left(\frac{\text{joule}}{\text{Tesla}} \right)$$

de modo que

$$U_L = - \mu_m \sqrt{\ell(\ell+1)} \cdot B \cos \theta \quad [6-9]$$

" m_ℓ " puede tomar los valores enteros positivos, nulos y negativos:

$$\ell, \ell-1, \dots, 2, 1, 0, -1, -2, \dots, (-\ell+1), -\ell$$

es decir de ℓ hasta $-\ell$ pasando por todos los valores intermedios enteros, por ejemplo, si $\ell=3$, $m_\ell = 3, 2, 1, 0, -1, -2, -3$, que constituyen siete valores, en general, el número de valores que puede tomar m_ℓ es $(2\ell+1)$.

DETERMINA: en presencia de un campo magnético \vec{B} , las componentes de \vec{L} posibles en esa dirección de \vec{B} , que llamaremos eje z (fig.6-18). Podemos afirmar que:

$$L_z = m_\ell \hbar$$

[6-10]

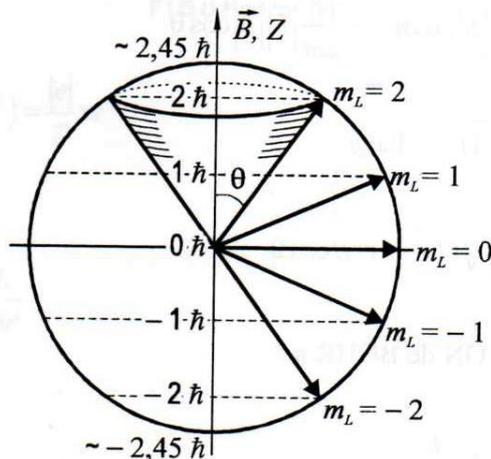


FIGURA 6-18

De modo que la componente de L_z de \vec{L} está cuantificada, lo que implica que no sólo el módulo de \vec{L} está cuantificado por el número (ℓ) sino también la dirección del vector \vec{L} , como se indica en la fig.6-18. \vec{L} no puede tomar otras posiciones que las indicadas en esa fig. Se ha supuesto que $\ell = 2$, luego

$$|\vec{L}| = \sqrt{\ell(\ell+1)} \cdot \hbar = \sqrt{6} \cdot \hbar \approx 2,45\hbar$$

$$m_\ell = 2, 1, 0, -1, -2. \text{ (cinco valores)}$$

Debido a la "torca" de fuerza ($\vec{M}_L \times \vec{B}$) que aparece sobre el dipolo magnético éste precesiona (como un trompo) alrededor de \vec{B} , de modo que el vector \vec{L} describe conos de vértice O (fig.6-18). Vemos que \vec{L} no puede quedar exactamente alineado con \vec{B} como en física clásica.

Además de establecer las direcciones posibles de \vec{L} respecto de \vec{B} , m_ℓ determina las energías dipolares posibles en el campo \vec{B} ; de (5-9) tenemos $U_L = -\mu_m \sqrt{\ell(\ell+1)} \cdot B \cos\theta$, pero $L \cos\theta = L_z$, luego combinando [6-10]:

$$U_L = -\mu_m \cdot m_\ell \cdot B \quad [6-11]$$

6.5.3. Efecto ZEEMAN normal

Cuando un átomo pasa del estado de energía especificado por $n = 3$ a $n = 2$ (por ejemplo), debe emitir un fotón de energía $hf = E_3 - E_2$, es decir, de frecuencia

$$f = \frac{E_3 - E_2}{h}$$

Esto es así efectivamente cuando el átomo está aislado, sin campo externo \vec{B} , pues en este caso n basta para especificar el nivel de energía del átomo. Tenemos así en el espectroscopio **una sola** raya espectral correspondiente a este salto. Pero si ahora se aplica un campo magnético \vec{B} la raya espectral se **TRIPLICA**. Esto lo pudo explicar Zeeman antes de la física cuántica con electromagnetismo clásico, pero la física cuántica explica también este efecto y además otro efecto llamado de Zeeman **ANORMAL**, que luego veremos.

La explicación de efecto Zeeman **NORMAL**, por medio de la cuántica, se realiza con el número cuántico m_ℓ que cuantifica la dirección de \vec{L} y especifica las energías posibles de un dipolo en el campo \vec{B} y con las **REGLAS DE SELECCION** que limitan las posibilidades de variar de ℓ y m_ℓ en una transición de estado. En efecto, con las ecuaciones de SCHRÖDINGER dependiente del tiempo, se puede demostrar que cuando el átomo emite radiación dipolar, sólo se pueden producir variaciones de ℓ y m_ℓ tales que

$$\text{reglas de selección} \left(\begin{array}{l} \Delta\ell = \pm 1 \\ \Delta m_\ell = \pm 1, 0 \end{array} \right)$$

En la fig.6-19(a) se tiene esquematizado el "salto cuántico" del electrón, sin campo \vec{B} , desde el estado ($n = 3, \ell = 2$) a ($n = 2, \ell = 1$). Sin \vec{B} , ℓ no determina la energía, sólo la determina n . Se ha representado debajo la única raya espectral, de frecuencia f .

En la fig.6-19(b) se muestra la multiplicación de los niveles de energías en presencia de un campo \vec{B} y la triplificación de las rayas espectrales.

Aparece una raya central de frecuencia f igual que sin campo, pero además otras dos de frecuencias

$$f' = \frac{hf + \mu_m B}{h} = f + \frac{\mu_m B}{h} > f$$

y

$$f'' = \frac{hf - \mu_m B}{h} = f - \frac{\mu_m B}{h} < f$$

(μ_m es el magnetón de BOHR).

Vemos que la separación entre ellos aumenta a mayor \vec{B} . Se muestra un salto "imaginado", en líneas de trazos, tal que viola la regla de selección $\Delta m_\ell = \pm 1, 0$ pues es $\Delta m_\ell = 2$. Este salto no se da realmente.

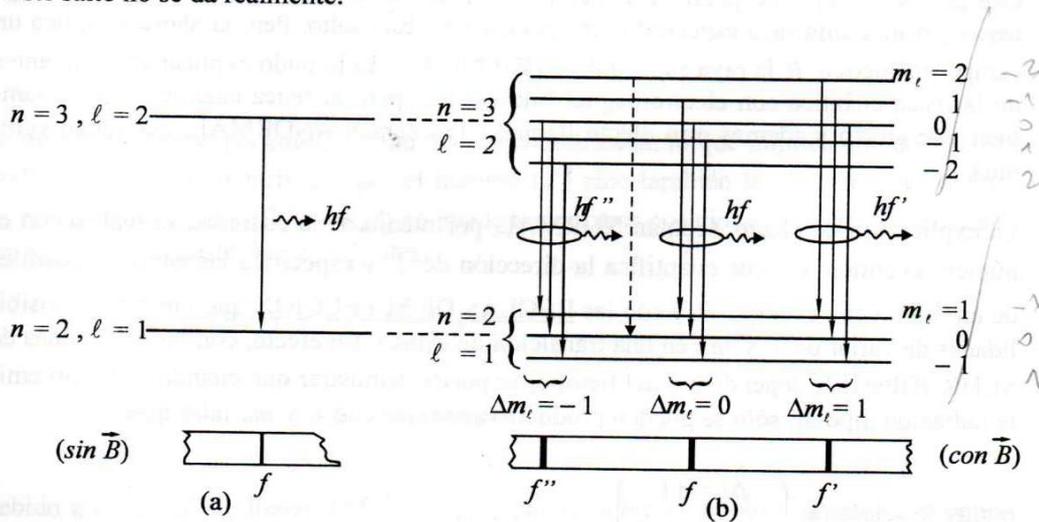


FIGURA 6-19

Efecto Zeeman Anómalo. Número cuántico de SPIN

Un análisis espectral más fino muestra una mayor multiplicidad de rayas espectrales que implica una mayor multiplicidad de niveles de energía por acción de un campo magnético.