

Evolución de los modelos atómicos hasta arribar al modelo de Bohr: Un análisis de su poder de predicción

Emiliano L. Muñoz^{1,2}

¹Departamento de Física e Instituto de Física La Plata (IFLP, CCT La Plata, CONICET-UNLP), Facultad de Ciencias Exactas, Universidad Nacional de La Plata, CC 67, 1900 La Plata, Argentina.

²Instituto de Pesquisas Energéticas y Nucleares-IPEN-CNEN/SP, São Paulo, Brazil.

E-mail: munoz@fisica.unlp.edu.ar

Recibido el 23 de febrero de 2013; aceptado el 24 de octubre de 2014

REVISTA
DE
ENSEÑANZA
DE LA
FÍSICA

Resumen

El presente trabajo es un ensayo acerca de como evolucionaron los distintos modelos atómicos creados por la comunidad científica hasta desembocar en el modelo de Bohr. Se hace una introducción histórica acerca de los avances que precedieron a dicho modelo. Se presentan dos maneras alternativas de establecer el postulado de cuantificación de Bohr, una de ellas es el postulado creado por el autor y la otra es vía los postulados de dualidad onda partícula de De Broglie y los de cuantificación de Wilson y Sommerfeld. Se analiza el poder de predicción del modelo de Bohr aplicado a átomos monoeléctricos comparando las longitudes de onda calculadas con este modelo con las reportadas en la literatura para los iones He^{1+} , Li^{2+} , Be^{3+} y B^{4+} (isoelectrónicos con el átomo de hidrógeno). Y por último, se definen las series de líneas emitidas de átomos monoeléctricos y se estiman los rangos de emisión para los iones citados anteriormente.

Palabras clave: modelo, átomo, Bohr, hidrógeno, longitud de onda.

Abstract

This paper is a work about atomic model evolution in the scientific knowledge until the Bohr model. A historical introduction of the previous atomic model is presented. Two alternative forms to derive the Bohr quantization postulate are showed. The first form is the classical deduction performed by N. Bohr and the other form is achieved from the De Broglie postulates and the Wilson-Sommerfeld rules. The power prediction of the Bohr model applied to the He^{1+} , Li^{2+} , Be^{3+} and B^{4+} ions (isoelectronics with the Hydrogen atom) is evaluated. Finally, the emitted lines series of the mono-electronic atoms are defined and the wave lengths emission ranges are estimated.

Keywords: model, atom, Bohr, hydrogen, wave length.

I. INTRODUCCIÓN

En la primera década del 1900, se demostró experimentalmente que los electrones, además de existir en estado libre, son partículas que forman parte de la estructura atómica por medio de experimentos de dispersión de rayos X por átomos. Además estos experimentos proporcionaron una estimación del número de electrones en el átomo (Z). Debido a la neutralidad de los átomos, a partir de estos experimentos se dedujo que un átomo neutro contiene una cantidad Z tanto de cargas negativas como de cargas positivas. Estos resultados condujeron a la comunidad científica de la época a la elaboración de modelos que describan la distribución de cargas dentro del átomo. Inicialmente, Thomson (1904) propuso un modelo atómico donde los electrones estaban colocados dentro de una distribución homogénea de carga positiva que ocupaba todo el volumen atómico.

En 1911, a partir de experimentos de dispersión de partículas alfa (núcleos de He) por átomos, Rutherford (1911) probó que el modelo de Thomson era inadecuado y dedujo que la carga positiva constituyente de cada átomo debía estar localizada en una pequeña región colocada en el centro del volumen total atómico. Posteriormente y basándose en sus experimentos, Rutherford elabora su modelo atómico suponiendo que toda su carga positiva está concentrada en una región muy pequeña en el centro

del átomo, llamada núcleo, y los electrones giraban a su alrededor gobernados por las leyes de la física clásica.

La deficiencia del modelo de Rutherford era la inestabilidad que presentaba su descripción atómica por lo que en 1913, Bohr (1913) enuncia su simple teoría de la estructura atómica. A partir de esta teoría basada en postulados de naturaleza cuántica, Bohr logra reproducir resultados sorprendentes tales como la estabilidad atómica, la emisión y/o absorción de radiación en forma cuantificada, estados estables atómicos discretos, entre otros.

En 1916, Wilson y Sommerfeld (1915; 1916) enunciaron un conjunto de reglas de selección para aquellos sistemas físicos donde las coordenadas fuesen funciones periódicas del tiempo. En particular, estas reglas incluían el caso especial de la regla de cuantificación de Bohr (Bohr, 1918).

En 1924, Louis De Broglie (1924) motivado por los estudios llevados a cabo por su hermano Maurice acerca de los tópicos de la Física de principios de siglo XX propuso la existencia de ondas de materia en su tesis doctoral presentada en la Facultad de Ciencias de la Universidad de París. Las ideas esenciales de su tesis fueron consideradas carentes de realidad física por su aparente falta de evidencias experimentales. Sin embargo, Albert Einstein reconoció la importancia y validez del trabajo y con esto atrajo la atención de otros físicos. Finalmente, cinco años después De Broglie ganaría el premio Nobel de física luego de que sus ideas fueron corroboradas experimentalmente.

Tal fue el interés de Einstein en el trabajo de De Broglie que en 1925 publicó un trabajo citando sus ideas precursoras. Y fue a partir de este artículo que Erwin Schrödinger tomó conocimiento de De Broglie. En noviembre de 1925, Schrödinger presentó un seminario sobre la teoría de De Broglie enfatizando un análisis del átomo de hidrógeno utilizando conceptos ondulatorios para las propiedades del electrón. Finalmente, entre diciembre de 1925 y enero de 1926, Schrödinger desarrolló su mecánica ondulatoria con la cual se puede resolver el átomo H de manera exacta.

En el presente trabajo se describen los detalles de cada modelo atómico precedente al modelo de Bohr, se enumeran las características de cada uno poniendo énfasis en los aciertos y errores de cada modelo y su evolución hasta llegar al modelo de Bohr en el marco del inicio de la Física Moderna. Además se detallan las ideas centrales elaboradas por De Broglie acerca de la dualidad onda partícula que presenta la materia y las reglas de cuantificación de Wilson y Sommerfeld. Posteriormente, se muestra como puede obtenerse el postulado de cuantificación de Bohr a partir de estas ideas. Finalmente, se analiza el poder de predicción del modelo de Bohr para describir las líneas emitidas por átomos monoeléctricos.

II. EVOLUCIÓN DE LOS MODELOS ATÓMICOS

En su modelo Thomson propuso una esfera de radio atómico (radio del orden de 10^{-10} m) de carga positiva distribuida uniformemente y los electrones estaban colocados homogéneamente dentro de esta. Debido a la repulsión Coulombiana, los electrones deberían estar distribuidos uniformemente en toda la esfera atómica. Considerando esta geometría, históricamente este modelo fue bautizado en la literatura como budín de pasas. Se pensaba que el estado fundamental del átomo en este modelo consistía en los electrones en reposo en su posición de equilibrio, mientras que un estado excitado se correspondía con los electrones vibrando alrededores de sus posiciones de equilibrio. De este modo era posible entender cualitativamente la emisión de radiación de un átomo excitado para alcanzar un estado de menor energía debido a que la teoría electromagnética clásica predice que una carga acelerada, tal como un electrón vibrando, emite radiación electromagnética.

Ernest Rutherford, alumno de Thompson en su juventud, a partir de experimentos de dispersión de partículas alfa por átomos demostró que la carga positiva constituyente de cada átomo debía estar localizada en una pequeña región colocada en el centro del volumen total atómico, esto es el núcleo del átomo. Este experimento fue uno de los más importantes en la física atómica y la evidencia experimental fundacional de la física nuclear. Para ese momento, Rutherford ya había sido galardonado en 1908 con el premio Nobel en química por sus investigaciones relacionadas con el decaimiento de los elementos y la química de las sustancias radiactivas.

Rutherford sabía que las partículas alfa, átomos de He doblemente ionizados (núcleos de átomos de He), eran emitidas a gran velocidad de manera espontánea por diversos átomos radiactivos. En la Figura 1 se esquematiza el dispositivo experimental utilizado por el grupo de Rutherford para medir la dispersión de partículas alfa a través de láminas de diferentes materiales. La fuente radiactiva emite partículas alfa las cuales son colimadas por un par de diafragmas (colimador), produciendo un haz fino y paralelo. Este haz incide sobre una lámina metálica de oro lo suficientemente delgada como para no modificar en demasía la velocidad de las partículas. Sin embargo al atravesar la lámina, las partículas alfa sufren deflexiones pequeñas debido a la interacción Coulombiana entre las partículas y las cargas positivas y negativas de los átomos de la lámina. La dispersión de cada partícula dependerá de su trayectoria

particular y su interacción con un dado átomo. Por lo que el haz de partículas alfa emergerá divergente de la lámina y no paralelo. Entonces midiendo el número de partículas alfa en función del ángulo de desviación sobre la pantalla de centelleo de sulfuro de zinc es posible obtener una medida cuantitativa de la divergencia.

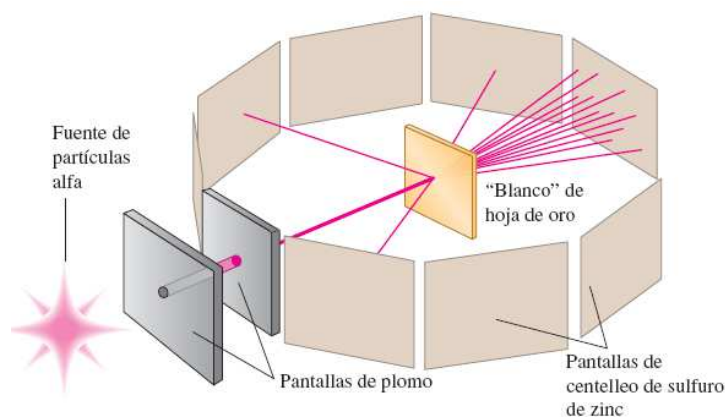


FIGURA 1: Esquema del dispositivo experimental utilizado por Rutherford en sus experimentos de dispersión de partículas α .

Debido a que los electrones tienen una masa muy pequeña comparada con la de la partícula alfa, entonces solo son capaces de producir una pequeña deflexión de tales partículas. Y considerando el modelo de Thomson, el átomo no puede producir una deflexión apreciable puesto que la masa positiva está distribuida uniformemente alrededor del átomo. Sin embargo, en sus experimentos Rutherford encontró una cantidad pequeña pero apreciable de partículas alfa por unidad de ángulo sólido a grandes ángulos (cercanos a los 180°). Este hecho no podía explicarse en el marco del modelo de Thomson y condujo a Rutherford a enunciar su modelo en 1911.

En su modelo, Rutherford supone que toda la carga positiva, y por ende toda su masa, se encuentra concentrada en una región muy pequeña en el centro del átomo y denominada núcleo. De este modo, si el volumen del núcleo es lo suficientemente pequeño, entonces una partícula alfa que pase cerca de éste debe ser dispersada bajo un ángulo grande debido a la intensa repulsión Coulombiana experimentada.

La verificación experimental de las predicciones del modelo de átomo nuclear de Rutherford dio lugar a ciertas dudas en cuanto a su validez. Según el modelo en el centro del átomo hay un núcleo de carga igual $+Ze$ y alrededor de este hay Z electrones de carga $-Ze$ que mantiene al átomo eléctricamente neutro. Pero la estabilidad de esta configuración es al menos dudosa. Si los electrones estuviesen en reposo no existe ninguna configuración espacial de ellos tal que no provoque su caída hacia el núcleo debido a la inherente atracción Coulombiana. Tampoco puede especularse con un pastel de pasas de tamaño nuclear debido a que ya en la época había suficiente evidencia experimental que mostraba que el átomo tenía un radio mayor en cuatro órdenes de magnitud respecto al radio nuclear. Otra hipótesis más razonable quizás sea suponer que los electrones giran alrededor del núcleo del mismo modo que los planetas lo hacen alrededor del sol. De este modo, este sistema en principio sería mecánicamente estable al igual que el sistema solar. Sin embargo, los electrones son cargas eléctricas negativas las cuales estarían girando (acelerándose) continuamente y según la electrodinámica clásica, una carga acelerándose irradia energía electromagnética a expensas de la energía mecánica del electrón por lo que el electrón caería en forma de espiral hacia el núcleo y nuevamente obtendríamos un átomo de dimensiones nucleares. Además, el modo de emisión electromagnética citada anteriormente sería de forma continua en contradicción con las emisiones discretas que ya eran conocidas a principios del siglo XX.

La naturaleza de los espectros de emisión atómicos se corresponde con un patrón de líneas discretas cada una de ellas asociada a una longitud de onda característica emitida por un dado átomo. En contraste, los espectros de emisión de cuerpos que se encuentran a alta temperatura como por ejemplo una lámpara incandescente son de carácter continuo. La investigación de los espectros emitidos por diferentes tipos de átomos muestra que cada átomo tiene su espectro característico. Este hecho es de gran importancia práctica debido a que convierte a la espectroscopia en una técnica más de caracterización de materiales. En particular, el átomo de Hidrógeno posee un espectro de emisión bastante simple y teniendo en cuenta que la mayor parte del universo consiste de átomos H aislados, entonces el conocimiento de este espectro cobra gran importancia práctica. En la Figura 2 se muestra el espectro de emisión del átomo H en el rango del espectro visible y del ultravioleta cercano. Se puede apreciar que el espaciado entre longitudes de onda decrece conforme decrece la longitud de onda de las líneas. La regularidad del espectro del átomo H

llevó a muchos investigadores a buscar una fórmula empírica que determine las longitudes de onda emitidas. De este modo, Balmer en 1885 determinó que las longitudes de onda del espectro de emisión del átomo H en el rango visible siguen la siguiente expresión (Eisberg, 1989):

$$\lambda = 364.6 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (\text{en unidades de nm}), \tag{1}$$

donde $n=3$ se corresponde con H_α , $n=4$ con H_β , $n=5$ con H_γ , $n=6$ con H_δ y $n \rightarrow \infty$ con H_∞ .

Esta fórmula era capaz de predecir las primeras nueve longitudes de onda de la serie que además eran las únicas que se habían medido hasta ese momento.

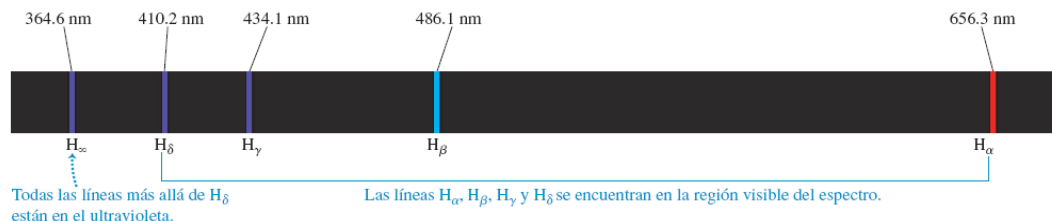


FIGURA 2: Espectro de emisión del átomo H en el rango visible y ultravioleta cercano.

Este descubrimiento dio inicio a varias investigaciones buscando fórmulas empíricas similares que den cuenta de las series de líneas emitidas de varios elementos. En particular, Rydberg alrededor de 1890 dedujo que era más conveniente trabajar con el inverso de la longitud de onda. En este marco, la fórmula de Balmer toma la forma:

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

donde R_H es la constante de Rydberg y su valor es $R_H=1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$.

Se han encontrado series de este tipo para varias series de líneas. En particular, para el átomo H se han encontrado cinco series las cuales se muestran en la Tabla I (Eisberg, 1989).

TABLA I: Series de las líneas emitidas del átomo de hidrógeno.

Nombre	Rango de λ	k	Número cuántico
Lyman	Ultravioleta	$R_H(1/1^2 - 1/n^2)$	$n = 2, 3, 4, \dots$
Balmer	Visible	$R_H(1/2^2 - 1/n^2)$	$n = 3, 4, 5, \dots$
Paschen	Infrarrojo	$R_H(1/3^2 - 1/n^2)$	$n = 4, 5, 6, \dots$
Brackett	Infrarrojo	$R_H(1/4^2 - 1/n^2)$	$n = 5, 6, 7, \dots$
Pfund	Infrarrojo	$R_H(1/5^2 - 1/n^2)$	$n = 6, 7, 8, \dots$

Finalmente, estos detalles de los espectros atómicos deberían explicarse mediante un modelo adecuado que describa la estructura del átomo. Adicionalmente, la gran precisión de los datos espectroscópicos impone a tal modelo un alto grado de precisión en sus predicciones de las líneas espectroscópicas.

Como se dijo anteriormente, Niels Bohr desarrolló un modelo que estaba en acuerdo con determinados datos espectroscópicos, en particular con el espectro del átomo H. Tal modelo poseía una matemática simple lo que lo hacía más atractivo. Los postulados enunciados por Bohr fueron (Eisberg, 1989):

- 1° Un electrón en un átomo se mueve en una órbita circular alrededor del núcleo bajo la influencia de la atracción Coulombiana entre el electrón y el núcleo, sujeto a las leyes de la mecánica clásica.
- 2° En lugar de una infinidad de órbitas que serían posibles en la mecánica clásica, para un electrón solo es posible moverse en una órbita para la cual su momento angular orbital L es un múltiplo entero de \hbar .
- 3° A pesar que el electrón se acelera constantemente, cuando se mueve en una de las órbitas permitidas no irradia energía electromagnética.

4° Se emite radiación electromagnética si un electrón que inicialmente se mueve en una órbita de energía total E_i cambia su movimiento de manera discontinua y pasa a moverse en una órbita de energía total E_f . De este modo, la frecuencia de la radiación emitida es igual a $E_i - E_f$ dividido por la constante de Planck h .

El primer postulado acepta la existencia del núcleo atómico. El segundo postulado introduce la cuantificación. A partir de la cuantificación $L = n\hbar$ y usando el primer postulado para relacionar la fuerza centrípeta que mantiene al electrón girando con la atracción Coulombiana, se puede deducir la cuantificación de la energía total de cada órbita. El tercer postulado resuelve el problema de la estabilidad del electrón que se mueve en una órbita circular, debido a que según la electrodinámica clásica este electrón emite radiación EM de manera continua hasta colapsar con el núcleo. Bohr postuló arbitrariamente que este hecho particular no es válido para un electrón atómico. Este postulado se basa en que experimentalmente se ha observado la estabilidad atómica a pesar de contradecir la teoría clásica. Finalmente, el cuarto postulado es el postulado de Einstein que afirma que la frecuencia de un fotón es la energía del fotón dividida por la constante de Planck.

A partir de los postulados de Bohr es posible obtener la energía de cada órbita permitida (Eisberg, 1989). Con el propósito de extender el modelo de Bohr a átomos monoeléctricos de número atómico Z , en lo que sigue se supone que el electrón interactúa con un núcleo de carga $+Ze$. A partir del 1° postulado se sabe que la fuerza centrípeta que mantiene al electrón girando alrededor del núcleo es la fuerza de atracción Coulombiana entre ellos:

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2}, \quad (3)$$

donde ϵ_0 es la permitividad del vacío.

De este modo la energía mecánica del electrón en la órbita permitida de radio r nos queda:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} \right) \quad (4)$$

Usando el postulado de cuantificación de Bohr ($L = mvr = n\hbar$) y la ecuación (3) se obtiene el radio de la n -ésima órbita permitida:

$$r = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{mZe^2} n^2 = \frac{a_0}{Z} n^2, \quad (5)$$

donde a_0 es el radio de Bohr.

Finalmente, reemplazando esta expresión en la ecuación (4) se obtiene la energía cuantificada de las órbitas permitidas del átomo de Bohr.

$$E_n = -\frac{mZ^2e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2\hbar^2} \frac{1}{n^2} = -\frac{13.6 \text{ eV} \cdot Z^2}{n^2} \quad (6)$$

En la ecuación (6), el factor constante que depende de m , e , ϵ_0 y \hbar , y que multiplica a Z^2/n^2 , fue calculado en unidades de eV. En efecto, si en dicha ecuación suponemos que $Z=1$ y calculamos la energía de la primera órbita del átomo H en el modelo de Bohr, se tiene $E_1 = -13.6 \text{ eV}$. Entonces, 13,6 eV es la energía necesaria para extraer el electrón del átomo de hidrógeno en su estado fundamental, es decir la *energía de ionización* del átomo H.

Las reglas de cuantificación de Wilson-Sommerfeld se sintetizan en tres postulados generales a saber:

1° Para cualquier sistema físico en el cual las coordenadas son funciones periódicas del tiempo, existe una condición cuántica para cada coordenada.

2° La condición de cuantificación está dada por:

$$\oint p_q dq = n_q h, \quad (7)$$

donde q indica una determinada coordenada p_q la componente asociada a dicha coordenada.

3° n_q es un número cuántico que toma valores enteros y la integral debe ser hecha sobre un período de la coordenada q .

La hipótesis de De Broglie consiste en que el comportamiento dual de la radiación debe ser también aplicable a la materia. De este modo, así como el fotón tiene asociado una onda de luz que gobierna su movimiento, una partícula de materia como ser un electrón tiene asociada una onda de materia que gobierna su movimiento. Pero como el universo en general está formado por radiación y materia, entonces la idea de De Broglie contiene implícitamente una simetría de la naturaleza. Explícitamente, De Broglie propuso que tanto para la materia como para la radiación, la energía total de un ente está relacionada con la frecuencia de la onda asociada a su movimiento según la ecuación:

$$E = h\nu . \quad (8)$$

Y el impulso del ente se relaciona con la longitud de onda de la onda asociada según:

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (9)$$

Entonces, los conceptos corpusculares de E y p se relacionan con los conceptos ondulatorios de ν y λ vía la constante h de Planck.

Resulta interesante deducir el postulado de cuantificación de Bohr a partir de los postulados de dualidad onda-partícula de De Broglie y de las reglas de cuantificación de Wilson-Sommerfeld (Eisberg, 1989). A partir de De Broglie es posible asignarle una onda al electrón y considerando las reglas de Wilson-Sommerfeld, las órbitas permitidas serán las que encierren un número entero de longitudes de onda de De Broglie del electrón:

$$2\pi r = n\lambda = n \frac{h}{mv} \Rightarrow mvr = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar \quad (10)$$

III. ANÁLISIS DEL PODER DE PREDICCIÓN DEL MODELO DE BOHR

En este apartado se comparan las longitudes de onda calculadas con el modelo de Bohr para los iones He^{1+} , Li^{2+} , Be^{3+} y B^{4+} , los cuales son isoelectrónicos con el átomo H, con las longitudes de onda reportadas en la literatura. Para esta comparación se calcularon las longitudes de onda entre 100 y 900 nm. En la Tabla II se comparan las longitudes de onda correspondientes a dichos iones.

A partir de los resultados comparados en la Tabla II se puede apreciar un excelente acuerdo entre las líneas reportadas en la literatura y las líneas predichas en el marco del modelo de Bohr. Sin embargo, dada la simplicidad del modelo es necesario remarcar que este no puede dar cuenta de la separación de tales líneas debido a que no considera el momento angular orbital y el momento de spin del electrón. Recordemos que la teoría de Bohr, enunciada en 1913, es previa al surgimiento de la teoría formal de la mecánica cuántica. Se puede considerar el inicio de esta teoría el año 1925, año en que Schrödinger desarrolló su teoría cuántica resolviendo el átomo de hidrógeno y Heisenberg desarrolló la mecánica cuántica matricial. Resulta interesante destacar que a pesar de las falencias del modelo de Bohr presenta un poder de predicción muy aceptable al describir los saltos de electrones en átomos monoelectrónicos lo que lo hace muy práctico dada su matemática altamente simple.

En la Figura 3 se grafican las distintas series de decaimiento en un esquema energético de estados permitidos para el átomo de Bohr. Cada Serie se caracteriza por el estado final estable alcanzado por el electrón en el átomo monoelectrónico. De este modo, la *Serie 1* corresponde a las emisiones electromagnéticas originadas por el átomo cuando el electrón salta desde una dada órbita al nivel final $n=1$ y la *Serie m* corresponderá a la emisión de fotones correspondientes a las transiciones del electrón desde un nivel determinado hasta el nivel final $n=m$.

TABLA II: Comparación de las longitudes de onda reportadas en la literatura (Fuente: http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html) y predichas por el modelo de Bohr de las líneas emitidas por los iones He^+ , Li^{2+} , Be^{3+} y B^{4+} . Se detalla la transición para cada λ y el error relativo de la predicción.

<i>Líneas emitidas por el ión He^{1+}</i>			
λ (nm)	λ_{Bohr} (nm)	Salto energético	$\Delta\lambda/\lambda$ (%)
102.52	102.67	6 \rightarrow 2	0.1
108.49	108.65	5 \rightarrow 2	0.1
121.51	121.69	4 \rightarrow 2	0.1
164.04	164.28	3 \rightarrow 2	0.1
273.33	273.80	6 \rightarrow 3	0.2
320.31	320.86	5 \rightarrow 3	0.2
468.57	469.38	4 \rightarrow 3	0.2
656.02	657.13	6 \rightarrow 4	0.2
<i>Líneas emitidas por el ión Li^{2+}</i>			
λ (nm)	λ_{Bohr} (nm)	Salto energético	$\Delta\lambda/\lambda$ (%)
121.50	121.69	6 \rightarrow 3	0.2
142.39	142.68	5 \rightarrow 3	0.2
208.23	208.61	4 \rightarrow 3	0.2
291.53	292.05	6 \rightarrow 4	0.2
449.90	450.70	5 \rightarrow 4	0.2
828.26	829.71	6 \rightarrow 5	0.2
<i>Líneas emitidas por el ión Be^{3+}</i>			
λ (nm)	λ_{Bohr} (nm)	Salto energético	$\Delta\lambda/\lambda$ (%)
117.16	117.34	4 \rightarrow 3	0.2
164.02	164.28	6 \rightarrow 4	0.2
253.03	253.52	5 \rightarrow 4	0.2
465.87	466.71	6 \rightarrow 5	0.2
<i>Líneas emitidas por el ión B^{4+}</i>			
λ (nm)	λ_{Bohr} (nm)	Salto energético	$\Delta\lambda/\lambda$ (%)
104.98	105.14	6 \rightarrow 4	0.2
161.99	162.25	5 \rightarrow 4	0.2
121.50	121.69	10 \rightarrow 5	0.2
131.81	132.01	9 \rightarrow 5	0.2
149.49	149.77	8 \rightarrow 5	0.2
186.04	186.33	7 \rightarrow 5	0.2
298.14	298.69	6 \rightarrow 5	0.2
204.97	205.35	10 \rightarrow 6	0.2
236.13	236.56	9 \rightarrow 6	0.2
299.86	300.40	8 \rightarrow 6	0.2
494.46	495.37	7 \rightarrow 6	0.2
350.12	350.75	10 \rightarrow 7	0.2
451.99	452.80	9 \rightarrow 7	0.2
761.87	763.24	8 \rightarrow 7	0.2

En la Tabla III se detallan las longitudes de onda mínima y máxima de los rangos de emisión correspondientes al átomo H y a los iones He^+ , Li^{2+} , Be^{3+} y B^{4+} . Solo se muestran los rangos que presentan contribuciones en el intervalo 100 – 900 nm. Resulta interesante notar que las series 1, 2 y 3 no se superponen pero a partir de la serie N°4 comienzan a solaparse. Es decir que los rangos de emisión (en longitudes de onda por ejemplo) de las series 1, 2 y 3 no se solapan, mientras que el extremo superior de la 3° serie se superpone con el inicio de la 4° serie. De este modo, como la longitud de onda es inversamente proporcional a Z^2 , entonces a medida que Z crece los rangos de longitud de onda corresponden a longitudes de onda cada vez más cortas. Se puede apreciar que las series de emisión que pertenecen al rango 100 – 900 nm crecen conforme al crecimiento de Z. En particular, se observa que para el átomo H, las series 1, 2 y 3 contribuyen en dicho rango; para el ión He^+ lo hacen las series 2, 3 y 4; para el ión Li^{2+} , las series 3, 4 y 5; para el ión Be^{3+} , las series 4, 5 y 6; y para el ión B^{4+} , las series 5, 6 y 7 (la 4° serie lo hace parcialmente). Estos comportamientos se deben como se dijo anteriormente a la dependencia funcional de λ con el número atómico Z.

TABLA III: Series de emisión y longitudes de onda mínimas y máximas de dichas series correspondientes al átomo H y a los iones monoeléctricos He⁺, Li²⁺, Be³⁺ y B⁴⁺.

<i>Series de emisión del átomo H</i>		
<i>Serie</i>	$\lambda_{\text{mín}}$	$\lambda_{\text{máx}}$
1	91.26	121.69
2	365.07	657.13
3	821.41	1877.52
<i>Series de emisión del ión He¹⁺</i>		
<i>Serie</i>	$\lambda_{\text{mín}}$	$\lambda_{\text{máx}}$
1	22.81	30.42
2	91.26	164.28
3	205.35	469.38
4	365.07	1014.09
<i>Series de emisión del ión Li²⁺</i>		
<i>Serie</i>	$\lambda_{\text{mín}}$	$\lambda_{\text{máx}}$
1	10.14	13.52
2	40.56	73.01
3	91.26	208.61
4	162.25	450.70
5	253.52	829.71
<i>Series de emisión del ión Be³⁺</i>		
<i>Serie</i>	$\lambda_{\text{mín}}$	$\lambda_{\text{máx}}$
1	5.70	7.60
2	22.81	41.07
3	51.33	117.34
4	91.26	253.23
5	142.60	466.71
6	205.35	774.02
<i>Series de emisión del ión B⁴⁺</i>		
<i>Serie</i>	$\lambda_{\text{mín}}$	$\lambda_{\text{máx}}$
1	3.65	4.86
2	14.60	26.28
3	32.85	75.10
4	58.41	162.25
5	91.26	298.69
6	131.42	495.37
7	178.88	763.24

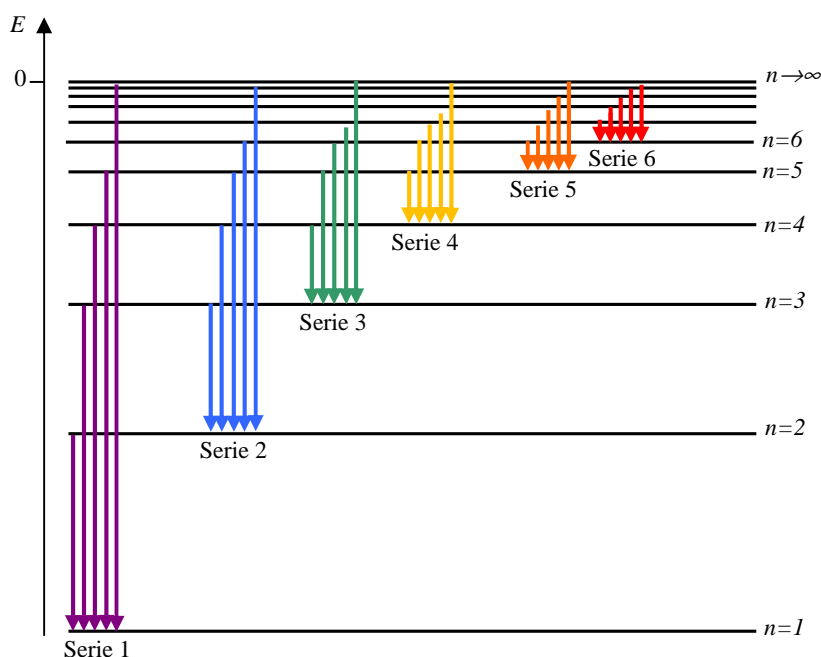


FIGURA 3: Esquema de estados de energía de un átomo hidrogenoide. En el gráfico se señalan los números cuánticos n de cada estado y las series de líneas emitidas.

IV. COMENTARIOS FINALES

En el presente ensayo se realizó un recorrido cronológico de los modelos atómicos elaborados por la comunidad científica para interpretar las propiedades del átomo. El trabajo comienza con el modelo de Thomson enunciando sus principales características y falencias, siguiendo con el modelo de Rutherford y el descubrimiento del núcleo atómico y culmina con el modelo atómico de Bohr, enunciando sus postulados y mostrando una manera alternativa de deducir su postulado de cuantificación. En la segunda parte del ensayo, se analizaron las potencialidades del modelo de Bohr calculando las longitudes de onda emitidas por diferentes átomos monoeléctricos y comparándolos con las longitudes de onda reportadas en la literatura. Es de destacar que el error cometido en el cálculo vía el modelo de Bohr no superó el 0.2% y además los saltos electrónicos predichos por el modelo coinciden con los saltos reportados en la literatura para los casos citados. Sin embargo, dadas las limitaciones del modelo (recordemos que el modelo solo da cuenta del número cuántico principal del átomo) no es posible obtener información de la estructura fina de los átomos. Por último, se esquematizaron las series de emisión en un esquema energético, se definieron las series y se calcularon los rangos de emisión en unidades de longitud de onda para cada una de estas series. En este punto resulta interesante observar que la descripción realizada a partir del modelo de Bohr acerca de los rangos de emisión coincide con los rangos experimentales debido a que estos valores solo dependen del número cuántico principal n .

Cabe destacar que si bien en el presente trabajo se ha analizado el poder de predicción del modelo de Bohr para el caso de iones isoelectrónicos con el átomo de hidrógeno, este modelo también ofrece una explicación cualitativa acerca de los estados energéticos asociados al número cuántico principal n del electrón de valencia de los átomos alcalinos tales como Litio ($\text{Li}:[\text{He}]2s^1$), Sodio ($\text{Na}:[\text{Ne}]3s^1$) o Potasio ($\text{K}:[\text{Ar}]4s^1$). En los átomos del grupo I, los electrones de capa cerrada, cuya configuración electrónica es coincidente con la de gas noble, apantallan el potencial atractivo nuclear, por lo que el efecto resultante es que el electrón de valencia experimenta una atracción debido a un potencial efectivo similar al generado por el protón en el átomo de hidrógeno.

A modo de conclusión del trabajo resulta importante destacar la bondad del modelo de Bohr aplicado a átomos monoeléctricos. Si bien la complejidad de los elementos químicos que abundan en la naturaleza hace que los iones y átomos isoelectrónicos con el átomo de hidrógeno sea un grupo minúsculo del total, es necesario resaltar la simplicidad del modelo de Bohr frente a su gran poder de predicción en el grupo particular de átomos citados. Finalmente, su simplicidad y su alto grado de aplicabilidad hacen

de este modelo un caso ejemplar para ser enseñado en los cursos de Física Moderna de los últimos años de la enseñanza media y de Profesorados de Ciencias Naturales.

Por lo dicho anteriormente, el modelo de Bohr es un tema particularmente útil para introducir a los estudiantes en el estudio de la Física Atómica. A su vez, la naturaleza de los átomos y la composición de la materia son temas que interrelacionan la Física, la Química y la Biología por lo que este tópico es ideal para relacionarlas puesto que aporta una explicación matemáticamente simple acerca de la cuantificación de los estados energéticos caracterizados por el número principal n en los átomos con un electrón de valencia.

REFERENCIAS

Bohr, N. (1913). On the constitution of atoms and molecules. *Philosophical Magazine Series 6*, 26(151), pp. 1-25; 26(153), pp. 476-502; 26(155)3, pp. 857-875.

Bohr, N. (1918). On the Quantum Theory of Line-Spectra. *Danske Vidensk. Selsk. Skrifter, naturvidensk. og mathem.*, 8(4), pp. 1-40.

De Broglie, L. (1924). A tentative theory of light quanta. *Philosophical Magazine Series 6*, 47(278), pp. 446-458.

Eisberg, R.M y Resnick R. (1989) *Física cuántica: átomos, moléculas, sólidos y partículas*, Ed. Limusa México, 1º ed..

Rutherford, E. (1911). The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom. *Philosophical Magazine Series 6*, 21(125), pp. 669-688.

Sommerfeld, A. (1915). *Ber. Akad. München*, pp. 425-459; (1916) p. 131; (1917) p. 83.

Sommerfeld, A. (1916). *Annalen der Physik*. 51, p. 1.

Thomson, J.J. (1904). On the structure of the atom: an investigation of the stability and periods of oscillation of a number of corpuscles arranged at equal intervals around the circumference of a circle; with application of the results to the theory of atomic structure, *Philosophical Magazine Series 6*, 7(39), pp. 237-265.