

I. Teoría cuántica temprana

Contenido

1. Radiación de cuerpo negro y la hipótesis cuántica de Planck.....	1
2. La teoría fotónica de la luz y el efecto fotoeléctrico.....	4
3. Energía, masa y cantidad de movimiento de un fotón	7
4. El efecto Compton	8
5. Interacciones de fotones y producción de pares.....	10
6. Dualidad onda-partícula y principio de complementariedad	11
7. La naturaleza ondulatoria de la materia	12
8. Microscopios electrónicos.....	15
9. Primeros modelos atómicos	16
10. Los espectros atómicos.....	17
11. El modelo de Bohr.....	20
12. Explicación de las líneas espectrales.....	23
13. Principio de correspondencia	25
14. La hipótesis de De Broglie aplicada a los átomos.....	25

Introducción

El segundo aspecto de la revolución que conmocionó al mundo de la física en la primera parte del siglo XIX fue la teoría cuántica (el otro fue la teoría de la relatividad de Einstein). A diferencia de la teoría especial de la relatividad, la revolución de la teoría cuántica requirió casi tres décadas para desarrollarse, y muchos científicos contribuyeron a su desarrollo. Comenzó en 1900, con la hipótesis cuántica de Planck, y culminó a mediados de la década de 1920 con la teoría de la mecánica cuántica de Schrödinger y Heisenberg, que es muy efectiva para explicar la estructura de la materia.

1. Radiación de cuerpo negro y la hipótesis cuántica de Planck

Una de las observaciones que quedó sin explicar a finales del siglo XIX fue el espectro de luz emitido por los objetos calientes. Todos los objetos emiten radiación, cuya intensidad total es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura (absoluta) Kelvin (T^4). A temperaturas normales (~ 300 K), no se está al tanto de esta radiación electromagnética en virtud de su baja intensidad. A temperaturas superiores, hay suficiente radiación infrarroja que uno puede sentir como calor si está cerca del objeto. A temperaturas todavía más altas (en el orden de 1000 K), los objetos en realidad brillan, como el quemador de una estufa eléctrica al rojo vivo o el elemento calefactor de un tostador. A temperaturas por arriba de 2000 K, los objetos brillan con un color amarillento o blanquecino, como el hierro candente y el filamento de una lamparita. La luz emitida es de un rango continuo de longitudes de onda o frecuencias, y el espectro es una gráfica de intensidad en función de la longitud de onda o frecuencia. Conforme la temperatura aumenta, la radiación electromagnética emitida por los objetos no sólo aumenta en intensidad total, sino que alcanza un máximo a frecuencias cada vez más altas. En la figura 1 se ilustra el espectro de luz emitido por un objeto caliente denso para un cuerpo negro idealizado. Un cuerpo negro es un cuerpo que absorbería toda la radiación que llegara a él (y por lo tanto parecería negro bajo reflexión cuando se ilumine por otras fuentes). La radiación que tal cuerpo negro idealizado, emitiría cuando es caliente y luminoso, la llamada radiación de cuerpo negro

(aunque no necesariamente de color negro), se aproxima a la de muchos objetos reales. La curva de 6000 K en la figura 1, que corresponde a la temperatura de la superficie del Sol, llega a su pico en la parte visible del espectro. Para temperaturas más bajas, la radiación total cae considerablemente y el pico se presenta a longitudes de onda más largas (o frecuencias más bajas). (Por eso los objetos brillan con un color rojo cuando están alrededor de 1000 K). Experimentalmente se descubrió que la longitud de onda en el pico del espectro, λ_p , se relaciona con la temperatura Kelvin T mediante la siguiente ecuación, que se conoce como **ley de Wien**:

$$\lambda_p T = 2,90 \cdot 10^{-3} \text{ m.K} \quad (1)$$

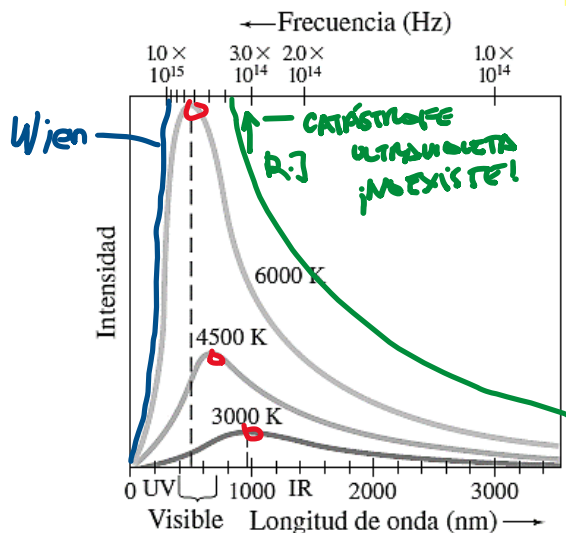
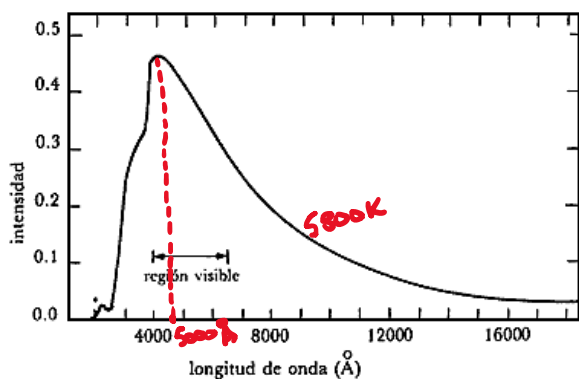


Figura 1.

Espectros de longitudes de onda y frecuencias emitidas por un cuerpo negro a tres temperaturas diferentes. Observe que los máximos de intensidad se desplazan hacia longitudes de onda mayores a medida que aumenta la temperatura de emisión.

Ejemplo 1

Estime la temperatura de la superficie del Sol, considerando que el Sol emite luz cuyo pico de intensidad se presenta en el espectro visible, alrededor de los 500 nm.



$$T?, \lambda = 500 \cdot 10^{-9} \text{ m}$$

El espectro de emisión del Sol. El Sol emite la mayor parte de su energía en la región de la luz visible y en el infrarrojo; también es considerable su emisión en el ultravioleta cercano. La emisión en longitudes de onda menores que el ultravioleta o mayores que el infrarrojo es muy pequeña en condiciones normales.

$$\lambda \cdot T = 2,9 \cdot 10^{-3}$$

$$T = \frac{2,9 \cdot 10^{-3}}{500 \cdot 10^{-9}} \approx 5800 \text{ K}$$

visible: 400 nm - 700 nm
violeta Rojo

Ejemplo 2

Suponga que una estrella tiene una temperatura superficial de 32500 K. ¿De qué color parecería esa estrella?

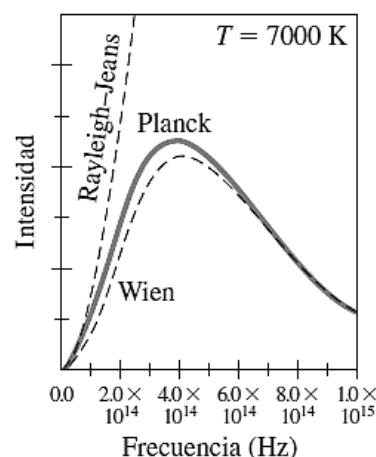
$$T = 32500 \text{ K} \rightarrow \lambda = \frac{2,9 \cdot 10^{-3}}{32500} = 8,9 \cdot 10^{-8} \text{ m} = 0,89 \text{ nm} \rightarrow \text{ULTRAVIOLETA}$$

Un gran problema que enfrentaron los científicos en la década de 1890 fue explicar la radiación de cuerpo negro. La teoría electromagnética de Maxwell predijo que cargas eléctricas oscilatorias producirían ondas electromagnéticas, y la radiación emitida por un objeto caliente podría deberse a las oscilaciones de cargas eléctricas en las moléculas del material. Aunque esto explicaría de dónde proviene la radiación, no predice correctamente el espectro observado de la luz emitida. Dos importantes curvas teóricas basadas sobre ideas clásicas fueron las propuestas por W. Wien (en 1896) y Lord Rayleigh (en 1900). La última fue modificada más tarde por J. Jeans y desde entonces se

conoce como teoría Rayleigh-Jeans. Conforme se dispuso de datos experimentales, se dejó en claro que ni las formulaciones de Wien ni las de Rayleigh-Jeans estaban en concordancia con los experimentos, como representa la figura 2.

Figura 2.

Comparación de las teorías de Wien y de Rayleigh-Jeans con la de Planck, que coincide con los datos de los experimentos. Las líneas punteadas muestran la falta de concordancia de las teorías de fines del siglo XIX con los datos empíricos.



En el año 1900 Max Planck (1858-1947) propuso una fórmula empírica que se ajustaba muy bien a los datos (ahora con frecuencia se llama fórmula de radiación de Planck):

$$I(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2 \lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

$I(\lambda, T)$ es la intensidad de la radiación como función de la longitud de onda λ a la temperatura T ; k es la constante de Boltzmann, c es la velocidad de la luz en el vacío y h es la nueva constante, ahora llamada **constante de Planck**.

El valor de h lo estimó Planck al ajustar su fórmula para la curva de radiación de cuerpo negro con el experimento. El valor aceptado en la actualidad es $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$.

Para dar una base teórica para su fórmula, Planck hizo una nueva y radical suposición: que la energía de las oscilaciones de los átomos dentro de las moléculas no puede tener sólo un valor cualquiera; en vez de ello, cada una tiene energía que es un múltiplo de un valor mínimo relacionado con la frecuencia de oscilación por

$$E = hf \quad \epsilon = \frac{hc}{\lambda}$$

La suposición de Planck sugiere que la energía de cualquier vibración molecular podría ser sólo un múltiplo entero de la energía mínima hf :

$$E = n hf \quad n=1,2,3, \dots \quad (2)$$

donde n se llama número cuántico (“cuanto” significa “cantidad discreta”, en oposición a “continua”). Con frecuencia, esta idea se llama hipótesis cuántica de Planck, aunque en aquella época se brindó poca atención a este aspecto. De hecho, parece que Planck la consideró más como un dispositivo matemático para obtener la “respuesta correcta”, y no como un importante descubrimiento por derecho propio. Planck mismo continuó buscando una explicación clásica para la introducción de h . El reconocimiento de que ésta fue una importante y radical innovación no llegaría sino más tarde, después de 1905, cuando otros, en particular Einstein, empezaron a investigar sobre esta nueva perspectiva.

La hipótesis cuántica, ecuación 2, establece que la energía de un oscilador puede ser $E = hf$, o $2hf$, o $3hf$, etcétera, pero no puede haber vibraciones con energías entre estos valores. Esto es, la energía no sería una cantidad continua como se creyó durante siglos; más bien está cuantizada: existe sólo en cantidades discretas. La menor cantidad de energía posible (hf) se llama **cuanto de energía**.

La energía de una oscilación es proporcional a la amplitud al cuadrado. Otra forma de expresar la hipótesis cuántica es que no sólo cualquier amplitud de vibración es posible. Los posibles valores para la amplitud se relacionan con la frecuencia f . Una analogía simple nos ayudará. Compare una rampa, sobre la que se puede colocar una caja a cualquier altura, con un tramo de escalera sobre

cuyos escalones la caja sólo puede tener ciertas cantidades discretas de energía potencial, como se ilustra en la figura 3.

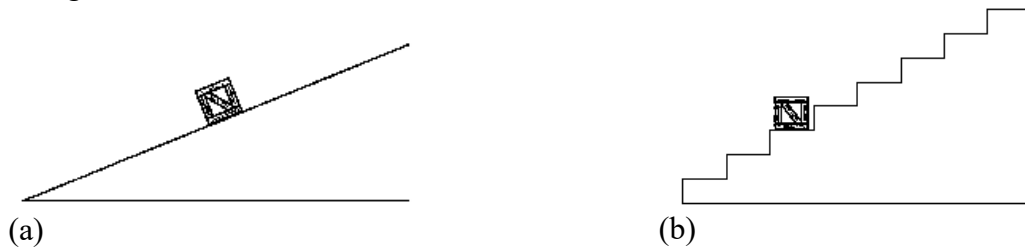


Figura 3.

Analogía de una rampa comparada con una escalera. a) Sobre una rampa, una caja puede tener valores continuos de energía potencial. b) En cambio, en las escaleras, la caja sólo puede tener valores discretos (cuantizados) de energía.

Una deducción detallada de la ecuación de Planck se puede consultar en el capítulo 3 del texto de Física Moderna de Serway y Moses.

2. La teoría fotónica de la luz y el efecto fotoeléctrico

En 1905, el mismo año en que presentó la teoría especial de la relatividad, Einstein realizó una soberbia extensión de la idea cuántica al proponer una nueva teoría de la luz. El trabajo de Planck sugirió que la energía vibratoria de las moléculas en un objeto que irradia está cuantizada, con energía $E = n h f$, donde n es un entero y f es la frecuencia de vibración molecular. Einstein argumentó que, cuando un oscilador molecular emite luz, la energía vibratoria de la molécula de $n h f$ debe disminuir por una cantidad $h f$ (o por $2 h f$, etcétera) a otro entero por $h f$, como $(n-1) h f$. Entonces, para conservar energía, la luz debe emitirse, con frecuencia f , en paquetes, o **cuantos**, cada uno con energía

$$E = h f \quad (3)$$

Como toda la luz a final de cuentas proviene de una fuente que irradia, esto sugiere que quizá la luz se transmite mediante pequeñas partículas, o **fotones**, como ahora se les llama, así como a través de las ondas predichas por la teoría electromagnética de Maxwell. La teoría fotónica de la luz fue una divergencia radical de las ideas clásicas. Einstein propuso una prueba de la teoría cuántica de la luz: mediciones cuantitativas en el efecto fotoeléctrico.

Cuando la luz incide sobre una superficie metálica, se emiten electrones desde la superficie. Este efecto se llama **efecto fotoeléctrico** y ocurre en muchos materiales, pero se observa con mayor facilidad en los metales. Se puede observar con el aparato que se ilustra en la figura 4. Una placa metálica P y un electrodo más pequeño C se colocan dentro de un tubo de vidrio al vacío, llamado fotocelda. Los dos electrodos se conectan a un amperímetro y una fuente de fem.

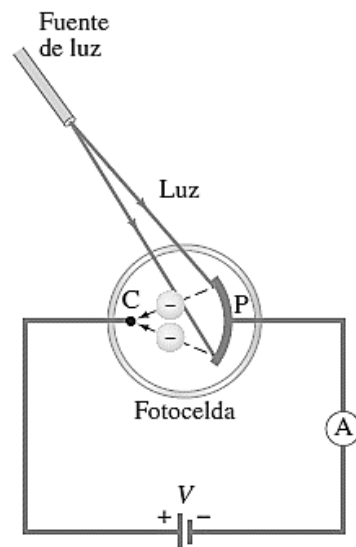


Figura 4.
Efecto fotoeléctrico

Cuando la fotocelda está en la oscuridad, el amperímetro registra cero. Pero cuando luz de frecuencia suficientemente alta ilumina la placa, el amperímetro indica una corriente que fluye en el circuito.

Para completar el circuito, imagine que los electrones expulsados de la placa por la radiación incidente fluyen a través del tubo desde la placa hasta el “colector” C.

El hecho de que los electrones deben emitirse cuando la luz brilla sobre un metal es congruente con la teoría de las ondas electromagnéticas (EM) de la luz: el campo eléctrico de una onda EM podría ejercer una fuerza sobre los electrones en el metal y expulsar algunos de ellos. Sin embargo, Einstein puntualizó que la teoría ondulatoria y la teoría fotónica de la luz dan predicciones muy diferentes acerca de los detalles del efecto fotoeléctrico. Por ejemplo, algo que se puede medir con el aparato de la figura 4 es la máxima energía cinética ($K_{\text{máx}}$) de los electrones emitidos. Esto se logra al usar una fuente de voltaje variable e invertir las terminales de manera que el electrodo C sea negativo y P positivo. Los electrones emitidos de P serán repelidos por el electrodo negativo, pero si este voltaje inverso es suficientemente pequeño, los electrones más rápidos todavía llegarán a C y habrá una corriente en el circuito. Si el voltaje invertido aumenta, se llega a un punto donde la corriente tiende a cero: ningún electrón tiene suficiente energía cinética para llegar a C. A esto se le llama potencial de frenado, o voltaje de frenado, V_0 , y a partir de su medición, es posible determinar $K_{\text{máx}}$ con base en la conservación de la energía (pérdida de energía cinética = ganancia en energía potencial):

$$K_{\text{máx}} = eV_0$$

Examinemos los detalles del efecto fotoeléctrico desde el punto de vista de la teoría ondulatoria, frente a la teoría corpuscular de Einstein.

Comencemos por la teoría ondulatoria, suponiendo luz monocromática. Las dos importantes propiedades de una onda de luz son su intensidad y su frecuencia (o longitud de onda). Cuando estas dos cantidades varían, la teoría ondulatoria hace las siguientes predicciones:

1. Si la intensidad de la luz aumenta, el número de electrones expulsados y sus energías cinéticas máximas deberían aumentar porque la intensidad más alta significa una mayor amplitud de campo eléctrico, y el campo eléctrico más grande debería expulsar electrones con mayor rapidez.
2. La frecuencia de la luz no debe afectar la energía cinética de los electrones expulsados. Sólo la intensidad debe afectar a $K_{\text{máx}}$.

La teoría fotónica hace predicciones completamente diferentes. Primero, advierta que, en un haz monocromático, todos los fotones tienen la misma energía (hf). Aumentar la intensidad del haz de luz significa aumentar el número de fotones en el haz, pero no afecta la energía de cada fotón en tanto que la frecuencia no cambie. De acuerdo con la teoría de Einstein, *un electrón se expulsa del metal*

por una colisión con un solo fotón. En el proceso, toda la energía fotónica se transfiere al electrón y el fotón deja de existir. Como los electrones se mantienen en el metal mediante fuerzas de atracción, se requiere alguna energía mínima W_0 para sacar un electrón a través de la superficie. W_0 se llama **función trabajo** y es de algunos electronvolts ($1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$) para la mayoría de los metales. Si la frecuencia f de la luz incidente es tan baja que hf sea menor que W_0 , entonces los fotones no tendrán suficiente energía para expulsar electrones en absoluto. Si $hf > W_0$, entonces se expulsarán electrones y la energía se conservará en el proceso. Esto es, la energía entrante (del fotón), hf , igualará la energía cinética K saliente del electrón más la energía requerida para sacarlo del metal, W :

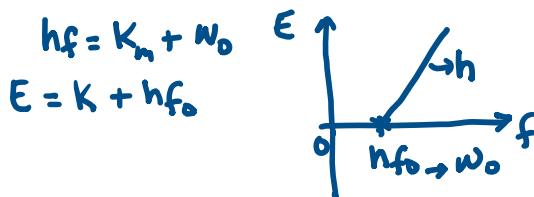


$$hf = K + W \quad (4a)$$

Los electrones ligados con menor intensidad se emitirán con más energía cinética ($K_{\text{máx}}$), en cuyo caso W en esta ecuación se convierte en la función trabajo W_0 , y K se convierte en $K_{\text{máx}}$:

$$hf = K_{\text{máx}} + W_0 \quad (\text{electrones ligados con menor intensidad}) \quad (4b)$$

Muchos electrones requerirán más energía que el mínimo (W_0) para salir del metal, y por ende la energía cinética de tales electrones será menor que el máximo.



A partir de estas consideraciones, la teoría fotónica hace las siguientes predicciones:

1. Un aumento en intensidad del haz de luz significa que más fotones son incidentes, de manera que se expulsarán más electrones; pero, dado que la energía de cada fotón no cambia, la máxima energía cinética de los electrones no cambia por un aumento en intensidad.
2. Si la frecuencia de la luz aumenta, la máxima energía cinética de los electrones aumenta linealmente, de acuerdo con la ecuación 4b. Esto es,

$$K_{\text{máx}} = hf - W_0 \quad (\text{Esta relación se grafica en la figura 5})$$

3. Si la frecuencia f es menor que la frecuencia "de corte" f_0 , donde $hf_0 = W_0$, no se expulsarán electrones, sin importar cuán grande sea la intensidad de la luz.

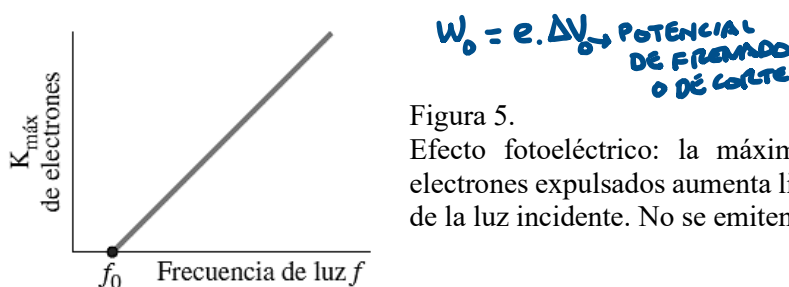


Figura 5.

Efecto fotoeléctrico: la máxima energía cinética de los electrones expulsados aumenta linealmente con la frecuencia de la luz incidente. No se emiten electrones si $f < f_0$.

Estas predicciones de la teoría fotónica claramente *son muy diferentes* de las predicciones de la teoría ondulatoria. Entre 1913 y 1914, R. Millikan realizó cuidadosos experimentos. Los resultados estuvieron en completa concordancia con la teoría fotónica de Einstein.

Otro aspecto del efecto fotoeléctrico también confirmó la teoría fotónica. Si se usa luz con intensidad extremadamente baja, la teoría ondulatoria predice un retraso temporal antes de la emisión de electrones, de manera que un electrón pueda absorber suficiente energía para superar la función trabajo. La teoría fotónica no predice tal demora, pues sólo se requiere un fotón (si su frecuencia es suficientemente alta) para expulsar un electrón, y los experimentos no demostraron demora. Esto también confirmó la teoría fotónica de Einstein.

Ejemplo 3

Calcule la energía de un fotón de luz azul, $\lambda = 450 \text{ nm}$ en el aire (o en el vacío).

$$E = h \cdot \frac{c}{\lambda} = 6,6 \cdot 10^{-34} \cdot \frac{3 \cdot 10^8}{450 \cdot 10^{-9}} \rightarrow E = 4,4 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 2,75 \text{ eV}$$

Obs. $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$

Ejemplo 4

Estime cuántos fotones de luz visible emite por segundo una bombilla de 100 W. Suponga que la bombilla tiene una eficiencia típica de aproximadamente el 3% (esto es, el 97% de la energía se manifiesta como calor).

$$P = \frac{E}{t} = 100 \text{ J/s} \rightarrow E_T = 100 \text{ J} \cdot \frac{1 \text{ s}}{1} = 100 \text{ J} \rightarrow E_e = 100 \cdot 0,03 = 3 \text{ J (visible)}$$

1 FOTÓN VISIBLE $\rightarrow \lambda_v = 500 \cdot 10^{-9} \text{ m} \rightarrow E_{\text{individual}} = h \frac{c}{\lambda} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{500 \cdot 10^{-9}}$
 $E_{\text{individual}} = 3,96 \cdot 10^{-19} \text{ J} \rightarrow n = \frac{E_T}{E_{\text{ind}}} = \frac{3}{3,96 \cdot 10^{-19}} = 7,6 \cdot 10^{18} \text{ fotones}$

Ejemplo 5

¿Cuál es la energía cinética y la rapidez de un electrón expulsado de una superficie de sodio cuya función trabajo es $W_0 = 2,28 \text{ eV}$ cuando se ilumina con luz de a) 410 nm, b) 550 nm de longitud de onda?

$$W_0 = 2,28 \text{ eV} = 2,28 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 3,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

VIOLETA VERDE

$$\text{a) } \lambda = 410 \cdot 10^{-9} \text{ m} \rightarrow E = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{410 \cdot 10^{-9}} = 4,8 \cdot 10^{-19} \text{ J} \rightarrow K_m = E - W_0 = 4,8 \cdot 10^{-19} - 3,6 \cdot 10^{-19}$$

$K_m = 1,2 \cdot 10^{-19} \text{ J}$

$$K_m = \frac{m \cdot v_m^2}{2} \rightarrow v_m = \sqrt{\frac{2 \cdot K_m}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,2 \cdot 10^{-19}}{9,1 \cdot 10^{-31}}} = 5,1 \cdot 10^5 \text{ m/s}$$

$$\text{b) } \lambda = 550 \cdot 10^{-9} \text{ m} \rightarrow E = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{550 \cdot 10^{-9}} = 3,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} \rightarrow K_m = E - W_0 = (3,6 - 3,6) \cdot 10^{-19}$$

$K_m = 0 \text{ J} \Rightarrow \text{NO SE EMITEN FOTOELECTRONES}$
 $\lambda > 550 \cdot 10^{-9} \text{ m} \rightarrow$

$$W_0 = \frac{hc}{\lambda_0} \rightarrow \lambda_0 = \frac{hc}{W_0}$$

Ejercicios

- I. Compare un haz de luz que contiene luz infrarroja de una sola longitud de onda, 1000 nm, con un haz UV monocromático a 100 nm, ambos de la misma intensidad. ¿Hay más fotones de 100 nm o más fotones de 1000 nm?
- II. Determine la menor frecuencia y la mayor longitud de onda necesarias para emitir electrones de sodio.

3. Energía, masa y cantidad de movimiento de un fotón

La energía total de un fotón individual está dada por la ecuación $E = hf$. Puesto que un fotón siempre viaja con la rapidez de la luz, verdaderamente es una partícula relativista. Por consiguiente, se deben usar ecuaciones relativistas para lidiar con su energía y cantidad de movimiento. La cantidad de movimiento de cualquier partícula de masa m está dada por:

$$p = m v / \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

Puesto que $v = c$ para un fotón, el denominador es cero. Para evitar tener una cantidad de movimiento infinita, se concluye que la masa del fotón debe ser cero: $m = 0$. Esto también tiene sentido porque un fotón nunca puede estar en reposo (siempre se mueve con la rapidez de la luz). La energía cinética de un fotón es su energía total: $K = E = hf$

La cantidad de movimiento de un fotón se obtiene por la ecuación relativista $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$ donde se establece que $m = 0$, de manera que $E^2 = p^2 c^2$ o $p = E/c$.

Puesto que $E = hf$ para un fotón, su cantidad de movimiento se relaciona con su longitud de onda mediante:

$$p = E/c = hf/c = \underline{h/\lambda} \quad (5)$$

Ejemplo 6

Suponga que los 10^{19} fotones emitidos por segundo de la bombilla de 100 W en el ejemplo 4 se enfocaron todos sobre un trozo de papel negro y se absorbieron.

- Calcule la cantidad de movimiento de un fotón,
- estime la fuerza que todos estos fotones podrían ejercer sobre el papel.

$$N = 10^{19}$$

$$\begin{aligned} \text{a) } P &= 100 \text{ W} = 100 \frac{\text{J}}{\text{s}} \Rightarrow E = P \cdot \Delta t = 100 \text{ J} \cdot 1 \text{ s} = 100 \text{ J} \\ E &= N \cdot h \cdot f \Rightarrow E_0 = \frac{100 \text{ J}}{N} = \frac{100}{10^{19}} \approx 1 \cdot 10^{-17} \text{ J} \\ E_0 &= p_0 \cdot c \\ p_0 &= \frac{E_0}{c} = \frac{1 \cdot 10^{-17}}{3 \cdot 10^8} = 3,3 \cdot 10^{-26} \text{ Kg m/s} \\ \text{b) } F &= \frac{\Delta p}{\Delta t} \Rightarrow F = \frac{N \Delta p_0}{\Delta t} = 10^{19} \cdot \frac{(3,3 \cdot 10^{-26} - 0)}{1 \text{ s}} = \boxed{3,1 \cdot 10^{-7} \text{ N}} \end{aligned}$$

Ejemplo 7

En la fotosíntesis, pigmentos como la clorofila en las plantas capturan la energía de la luz solar para convertir el CO_2 en carbohidrato útil. Se necesitan aproximadamente nueve fotones para transformar una molécula de CO_2 a carbohidrato y O_2 . Suponiendo luz con $\lambda = 670 \text{ nm}$ (la clorofila absorbe con más intensidad en el intervalo de 650 nm a 700 nm), ¿qué tan eficiente es el proceso fotosintético? La reacción química inversa libera una energía de 4,9 eV/molécula de CO_2 .

$$\begin{aligned} \lambda &= 670 \cdot 10^{-9} \text{ m} \rightarrow E_0 = \frac{h \cdot c}{\lambda} \rightarrow E = 9 \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda} \\ N &= 9 \\ E &= 9 \cdot 6,6 \cdot 10^{-34} \cdot \frac{3 \cdot 10^8}{670 \cdot 10^{-9}} \\ \text{para los 9 fotones} \rightarrow E &= 2,6 \cdot 10^{-18} \text{ J} \Rightarrow 2,6 \cdot 10^{-18} \cdot \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19}} = \boxed{16,6 \text{ eV}} \\ \text{efic} &= \frac{4,9}{16,6} \cdot 100 \approx \boxed{29 \%} \\ \text{OBS: } 1 \text{ eV} &= 1 \text{ V} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} \\ 1 \text{ eV} &= 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} \end{aligned}$$

4. El efecto Compton

Además del efecto fotoeléctrico, a principios del siglo XX se realizaron algunos otros experimentos que también apoyaron la teoría fotónica. Uno de tales experimentos permitió conocer el efecto Compton (1923), llamado así en honor de su descubridor, A. Compton (1892-1962). Compton dispersó luz con longitud de onda corta (en realidad rayos X) de varios materiales. Encontró que la luz dispersada tenía una longitud de onda ligeramente más larga que la luz incidente, y por lo tanto una frecuencia ligeramente menor, lo que indicaba una pérdida de energía. Él explicó este resultado sobre la base de la teoría fotónica, como fotones incidentes que chocaban con electrones del material (figura 7).

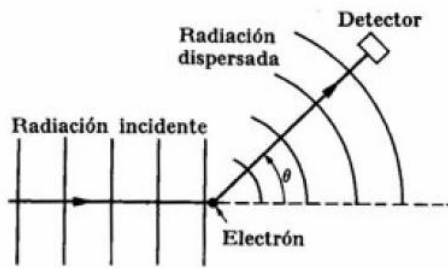


Figura 7.

El efecto Compton.

Un solo fotón con longitud de onda λ_0 choca con un electrón en algún material, y lo saca de su átomo. El fotón dispersado tiene menos energía (parte de la energía se entrega al electrón) y, por lo tanto, tiene una longitud de onda mayor λ' . El detector identifica variaciones en la longitud de onda.

Con la ecuación 5 para cantidad de movimiento de un fotón, Compton aplicó las leyes de conservación de la cantidad de movimiento y de la energía a la colisión de la figura 7, y dedujo la siguiente ecuación para la longitud de onda de los fotones dispersados:

$$\lambda' = \lambda_0 + \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \phi) \quad (6a)$$

donde m_e es la masa del electrón. Para $\phi = 0$, la longitud de onda no cambia (no hay colisión para este caso del fotón que pasa en línea recta). A cualquier otro ángulo, λ' es mayor que λ_0 . La diferencia en longitud de onda,

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \phi) \quad (6b)$$

se llama **corrimiento Compton**. La cantidad $h/m_e c$, que tiene las dimensiones de longitud, se llama **longitud de onda Compton** λ_C de un electrón libre,

$$\lambda_C = \frac{h}{m_e c} = 2,43 \cdot 10^{-3} \text{ nm} = 2,43 \text{ pm}$$

Las ecuaciones 6a y 6b predicen que λ' depende del ángulo ϕ al que los fotones se detectan. Las mediciones de Compton de 1923 fueron congruentes con esta fórmula, lo que confirmó el valor de λ_C y la dependencia de λ' con respecto a ϕ , como lo representa la figura 8.

La teoría ondulatoria de la luz predice que no hay corrimiento de longitud de onda: una onda electromagnética entrante con frecuencia f debería poner a los electrones a oscilar con la misma frecuencia f , y tales electrones en oscilación deberían volver a emitir ondas EM de esta misma frecuencia f y no cambiarían con el ángulo ϕ . De esta forma, el efecto Compton se agrega al firme cimiento experimental para la teoría fotónica de la luz.

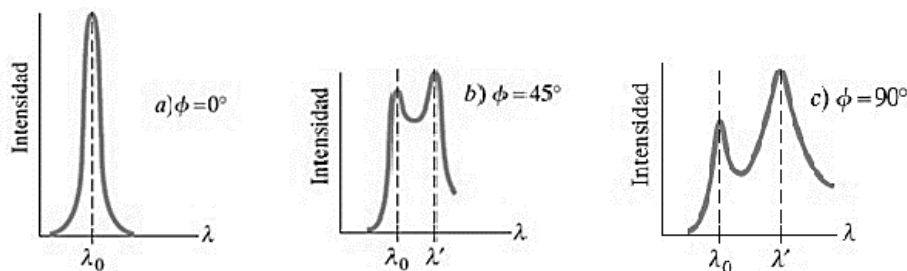


Figura 8.

Gráficas de intensidad de la radiación dispersada desde un blanco como grafito (carbono), para tres diferentes ángulos. Los valores para λ' coinciden con la ecuación 6a.

Para a) $\phi = 0^\circ$, $\lambda' = \lambda_0$. En b) y c), se encontró un pico no sólo en λ' debido a fotones dispersos de electrones libres (o casi libres), sino también un pico casi precisamente en λ_0 . Esto último se debe a la dispersión de electrones ligados muy firmemente a sus átomos, de manera que la masa en la ecuación 6b se vuelve muy grande (masa del átomo) y $\Delta\lambda$ se vuelve muy pequeña.

Ejemplo 8

Rayos X con longitud de onda de 0,140 nm se dispersan en una rebanada muy delgada de carbono. ¿Cuáles serán las longitudes de onda de los rayos X dispersados a a) 0°, b) 90°, c) 180°?

a) $\phi = 0^\circ \rightarrow \lambda_0 = 0,140 \text{ nm}$

¿ λ' ? $\rightarrow \lambda' = \lambda_0 + 2,43 \cdot 10^{-12} (1 - \cos 0^\circ)$
 $\lambda' = 0,140 + 0,00245 \text{ nm} (1 - \underbrace{\cos 0^\circ}_1) = 0,140 \text{ nm}$

b) $\phi = 90^\circ \rightarrow \lambda' = 0,140 + 0,00245 (1 - \underbrace{\cos 90^\circ}_0) = 0,142 \text{ nm}$

c) $\phi = 180^\circ \rightarrow \lambda' = 0,140 + 0,00245 (1 - \underbrace{\cos 180^\circ}_{-1}) = 0,140 + 0,0049$
 $\lambda' = 0,1449 \text{ nm}$

Ejercicio

- III. Cuando un fotón se dispersa a partir de un electrón mediante el efecto Compton, ¿cuál de las siguientes magnitudes aumenta: su energía, frecuencia o longitud de onda?

Dado que el fotón pierde energía (E) al chocar con el electrón, su energía disminuye. Para que la energía disminuya, su frecuencia (f) también debe disminuir, ya que son directamente proporcionales ($E = hf$). Por otro lado, la longitud de onda (λ) debe aumentar, ya que la energía y la longitud de onda son inversamente proporcionales ($E = hc/\lambda$).

En resumen, el fotón dispersado tiene **menor energía**, **menor frecuencia** y **mayor longitud de onda** que el fotón incidente.

Una deducción muy completa del efecto Compton se puede consultar en el tema 1.5 del libro de Física, tomo III, de Alonso & Finn.

5. Interacciones de fotones y producción de pares

Cuando un fotón pasa a través de la materia, interactúa con los átomos y electrones.

Existen cuatro tipos importantes de interacciones que un fotón puede experimentar:

1. El efecto fotoeléctrico: Un fotón puede sacar un electrón de un átomo y, en el proceso, el fotón desaparece.
2. El fotón puede sacar un electrón atómico a un estado energético superior en el átomo si su energía no es suficiente para sacar por completo al electrón. En este proceso el fotón también desaparece y entrega toda su energía al átomo. Se dice entonces que tal átomo está en un estado excitado.
3. El fotón puede dispersarse a partir de un electrón (o un núcleo) y, en el proceso, perder algo de energía; éste es el efecto Compton. Pero note que el fotón no se frena. Todavía viaja con rapidez c , pero su frecuencia será menor porque parte de su energía pasó a ser energía del electrón.

4. Producción de pares: Un fotón realmente puede crear materia, como la producción de un electrón y un positrón, figura 9. (Un positrón tiene la misma masa que un electrón, pero con carga opuesta, $+e$).

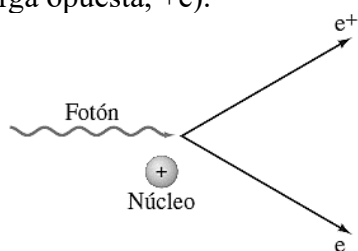


Figura 9.

Producción de pares:

un fotón desaparece y produce un electrón y un positrón.

El proceso necesita la presencia de un núcleo atómico que adquiere parte de la cantidad de movimiento del sistema.

En el proceso 4, producción de pares, el fotón desaparece al crearse el par electrón-positrón. Éste es un ejemplo de masa creada a partir de energía, y ocurre en concordancia con la ecuación de Einstein $E = mc^2$. Advierta que un fotón no puede crear un electrón solo, pues entonces la carga eléctrica no se conservaría. El inverso de la producción de pares también ocurre: si un electrón choca con un positrón, ambos se aniquilan y sus energías, incluidas sus masas, aparecen como energía electromagnética de fotones. A causa de este proceso, los positrones generalmente no duran mucho tiempo en la naturaleza.

Ejemplo 9

a) ¿Cuál es la energía mínima de un fotón capaz de producir un par electrón-positrón?

b) ¿Cuál es la longitud de onda de este fotón?

$$a) \text{ PAR} \rightarrow E = 2(mc^2) = 2(9,1 \cdot 10^{-31} \cdot (3 \cdot 10^8)^2)$$

$$E = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J} \rightarrow \text{ENERGÍA MÍNIMA} \rightarrow \text{crea un par } e^-, e^+$$

$$\text{OBS: } E_e = mc^2 = 0,8 \cdot 10^{-13} \text{ J}$$

$$E_e = 0,5 \cdot 10^6 \text{ eV} = 0,5 \text{ MeV}$$

$$b) E = \frac{hc}{\lambda} \rightarrow \lambda = \frac{hc}{E} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1,6 \cdot 10^{-13}} = 1,2 \cdot 10^{-12} \text{ m} \rightarrow \text{RATOS } \times$$

La producción de pares **no ocurre en espacio vacío**, pues la cantidad de movimiento no podría conservarse. Así, en el ejemplo 9, la energía se conserva, pero sólo se suministró suficiente energía para crear el par electrón-positrón en reposo, y por ende con cantidad de movimiento cero, lo que no podría igualar la cantidad de movimiento inicial del fotón. De hecho, es posible demostrar que, a cualquier energía, un objeto masivo adicional, como un núcleo atómico, debe tomar parte en la interacción para llevarse algo de la cantidad de movimiento.

6. Dualidad onda-partícula y principio de complementariedad

El efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y otros experimentos colocaron la teoría corpuscular de la luz sobre una firme base experimental. Pero ¿qué pasa con los experimentos clásicos de Young y otros acerca de interferencia y difracción, los cuales demostraron que la teoría ondulatoria de la luz también descansa sobre una firme base experimental?

Parece haber un dilema. Algunos experimentos indican que la luz se comporta como una onda; otros indican que se comporta como una corriente de partículas. Estas dos teorías parecen ser incompatibles, pero ambas demostraron tener validez. Los físicos finalmente llegaron a la conclusión de que esta dualidad de la luz se debe aceptar como un hecho de la vida. Se le conoce como la dualidad onda-partícula. Aparentemente, la luz es un fenómeno más complejo que una simple onda o un simple haz de partículas.

Para clarificar la situación, el físico danés Niels Bohr (1885-1962, figura 10) propuso el principio de complementariedad. En él afirma que, para comprender un experimento, a veces se encuentra una explicación con la teoría ondulatoria y en ocasiones con la teoría corpuscular. Aunque si uno quiere

tener una comprensión completa de la luz, debe estar consciente de los aspectos ondulatorio y corpuscular de la luz. Por lo tanto, estos dos aspectos de la luz se complementan mutuamente.

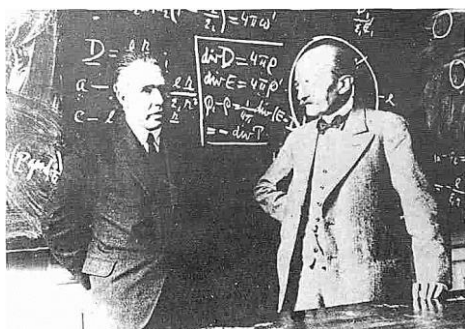


Figura 10.

Una imagen de dos fundadores de la física cuántica, N. Bohr (izquierda) y M. Planck, en 1930.

Crédito: Archivo Visual AIP Emilio Segre / Science Source

No es fácil “visualizar” esta dualidad. No se puede imaginar con facilidad una combinación de onda y partícula. En vez de ello, se debe reconocer que los dos aspectos de la luz son diferentes “identidades” que la luz presenta a los experimentadores.

Parte de la dificultad surge de los procesos de pensamiento. Las imágenes (o modelos) en la mente se basan en lo que se ve en el mundo cada día. Los conceptos de onda y partícula se aplican a la luz porque, en el mundo macroscópico, se observa que la energía se transfiere de un lugar a otro mediante estos dos métodos. No se puede ver directamente si la luz es una onda o una partícula, así que se realizan experimentos indirectos. Para explicar los experimentos, se aplican los modelos de ondas o de partículas a la naturaleza de la luz. Pero éstas son abstracciones de la mente humana.

Cuando se trata de concebir qué “es” en realidad la luz, se insiste en una imagen visual.

Aunque no hay razón por la cual la luz deba conformarse a esos modelos (o imágenes) tomados del mundo macroscópico. La “verdadera” naturaleza de la luz, si eso significa algo, no es posible de visualizar. Por eso es importante reconocer que el conocimiento está limitado a los experimentos indirectos, y que, en términos del lenguaje y las imágenes cotidianas, la luz revela propiedades tanto de onda como de partícula.

Vale la pena hacer notar que la ecuación $E = hf$ en sí misma vincula las propiedades corpusculares y ondulatorias de un haz de luz. En esta ecuación, E se refiere a la energía de una partícula; y en el otro lado de la ecuación, se tiene la frecuencia f de la onda correspondiente.

No es adecuado decir que la luz es una onda y/o una partícula. La luz puede actuar como una onda o como una partícula.

7. La naturaleza ondulatoria de la materia

En 1923 Louis de Broglie (1892-1987) extendió la idea de la dualidad onda-partícula. Él apreció la simetría en la naturaleza y argumentó que, si la luz a veces se comporta como onda y a veces como partícula, entonces tal vez aquellas cosas en la naturaleza que se consideraban partículas, como los electrones, también podrían tener propiedades ondulatorias. De Broglie propuso que la longitud de onda de una partícula material se relacionaría con su cantidad de movimiento en la misma forma que para un fotón, ecuación 5, $p = h / \lambda$. Esto es, para una partícula que tenga cantidad de movimiento lineal $p = m v$, la longitud de onda λ estará dada por

$$\lambda = \frac{h}{p} \rightarrow \lambda = \frac{h}{m v} \quad (7)$$

y es válida de manera clásica ($p = m v$, para $v \ll c$) y relativista ($p = \gamma m v$). A esto en ocasiones se denomina la **longitud de onda de De Broglie de una partícula**.

Ejemplo 10

Calcule la longitud de onda de De Broglie de una pelota de 0,20 kg que viaja con una velocidad de módulo 15 m/s.

$$\lambda = \frac{h}{m v} \rightarrow \lambda_{\text{pelota}} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{0,20 \cdot 15} = 2,2 \cdot 10^{-34} \text{ m}$$

Ejemplo 11

Determine la longitud de onda de un electrón que se acelera a través de una diferencia de potencial de 100 V.

Diagrama: Un electrón (e^-) se acelera desde 0V hacia una placa a 100V. El vector de aceleración $\vec{a}$ apunta hacia la derecha.

$$E = \Delta V \cdot q = 100 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} = 1.6 \cdot 10^{-17} \text{ J}$$
$$E = \frac{mv^2}{2} \quad p^2 = m^2 v^2 = m \cdot mv^2$$
$$p = mv \quad \frac{p^2}{2} = m \frac{mv^2}{2} \rightarrow \frac{p^2}{2} = mE$$
$$p = \sqrt{2mE}$$
$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$$
$$\lambda = \frac{6.6 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{2 \cdot 9.1 \cdot 10^{-31} \cdot 1.6 \cdot 10^{-17}}} = 1.2 \cdot 10^{-10} \text{ m} > r_0 = 0.5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

ILUMINACIÓN ELECTRONES

radio de Bohr para átomo de Hidrógeno

Ejercicio

- IV. Conforme una partícula viaja más rápido, ¿su longitud de onda de De Broglie disminuye, aumenta o permanece igual?

Del ejemplo 11 se ve que los electrones pueden tener longitudes de onda en el orden de 10^{-10} m, e incluso menores. Aunque pequeña, esta longitud de onda se puede detectar: la separación de los átomos en un cristal está en el orden de 10^{-10} m y el arreglo ordenado de los átomos en un cristal se puede usar como un tipo de rejilla de difracción, como se hizo anteriormente con los rayos X. En 1927, C. Davisson y L. Germer realizaron un experimento crucial; dispersaron electrones de la superficie de un cristal metálico y observaron que los electrones se dispersaban en un patrón de picos regulares. Cuando interpretaron esos picos como un patrón de difracción, descubrieron que la longitud de onda del electrón difractado era justo la predicha por De Broglie, ecuación 7. En el mismo año, G. Thomson (hijo de J. Thomson, descubridor del electrón) utilizó un arreglo experimental diferente y también detectó difracción de electrones. (Véase la figura 11a. Compárela con la difracción de rayos X.) Experimentos posteriores demostraron que protones, neutrones y otras partículas también tienen propiedades ondulatorias.

En consecuencia, la dualidad onda-partícula se aplica a objetos materiales, así como a la luz. El principio de complementariedad se aplica también a la materia. Esto es, debemos estar conscientes de ambos aspectos, corpuscular y ondulatorio, para comprender la materia, incluidos los electrones. Pero de nuevo debemos reconocer que no es posible una imagen visual de una “onda-partícula”.

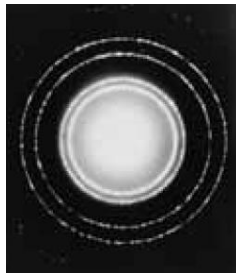


Figura 11a.
Patrón de difracción de electrones
dispersados de una hoja de aluminio,
registrado en película.

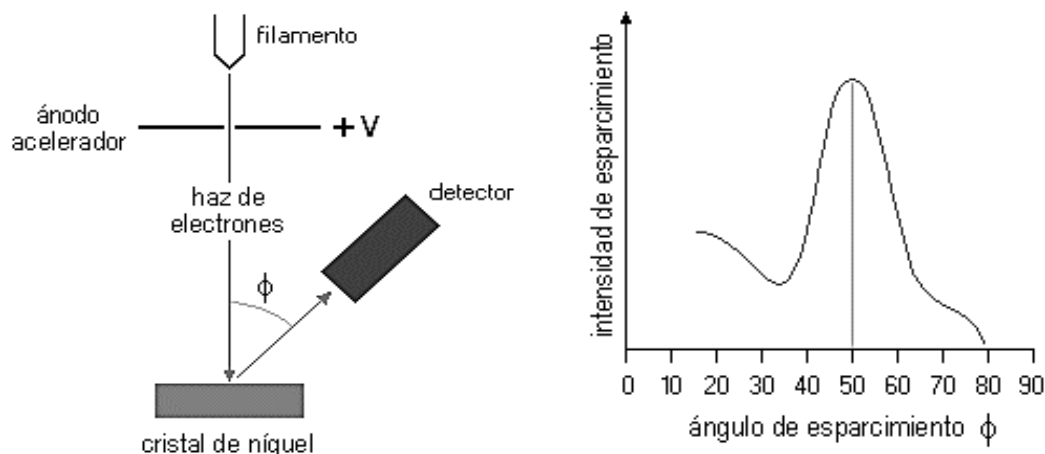


Figura 11.b.

Esquema del dispositivo C. Davisson y L. Germer para detectar la difracción de electrones.

Fuente: <http://la-mecanica-cuantica.blogspot.com.es/2009/08/ondas-de-materia.html>.

Ejemplo 12

La naturaleza ondulatoria de los electrones se manifiesta en experimentos donde un haz de electrones interactúa con los átomos en la superficie de un sólido.

Al estudiar la distribución angular de los electrones difractados, es posible medir indirectamente el arreglo geométrico de los átomos.

Suponga que los electrones inciden de manera perpendicular sobre la superficie de un sólido (véase la figura 12) y que su energía es baja, $K = 100$ eV, de manera que interactúan sólo con la capa superficial de átomos.

Si el ángulo más pequeño al que ocurre máxima difracción es de 24° , ¿cuál es la separación d entre los átomos en la superficie?

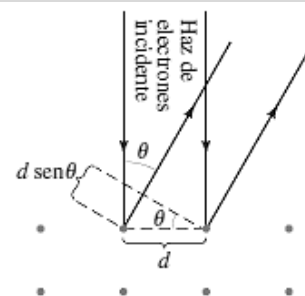


Figura 12.

Los puntos representan átomos en un arreglo ordenado en un sólido.

Ejercicio

- V. Experimentalmente se descubrió que:
- la luz se comporta como onda.
 - la luz se comporta como partícula.
 - los electrones se comportan como partículas.
 - los electrones se comportan como ondas.
 - todo lo anterior es cierto.
 - ninguno de los incisos anteriores es verdadero.

¿Qué es un electrón?

Los primeros experimentos de J. J. Thomson indicaron un destello en un tubo, y ese destello se movió cuando se aplicó un campo magnético. Los resultados de éstos y otros experimentos se interpretaron mejor al considerarlos como provocados por pequeñas partículas con carga negativa, que ahora se llaman electrones. Sin embargo, nadie en realidad ha visto directamente un electrón. Los dibujos que a veces se hacen de los electrones, como pequeñas esferas con una carga negativa, son simples representaciones convenientes (ahora reconocidas como imprecisas). De nuevo, debemos apoyarnos en resultados experimentales, algunos de los cuales se interpretan mejor con el modelo corpuscular y otros con el modelo ondulatorio.

Estos modelos son meras imágenes que se usan para extrapolar del mundo macroscópico al pequeño mundo microscópico del átomo. Y no hay razón para esperar que estos modelos reflejen de algún modo la realidad de un electrón. Por lo tanto, uno usa un modelo de onda o de partícula (cualquiera que funcione mejor en una situación) de manera que pueda hablar de lo que ocurre. Pero ello no debe conducir a creer que un electrón es una onda o una partícula. En vez de ello, podríamos decir que un electrón es el conjunto de sus propiedades que se pueden medir. Bertrand Russell tenía razón cuando escribió que un electrón es “una construcción lógica”.

8. Microscopios electrónicos

La idea de que los electrones tienen propiedades ondulatorias condujo al desarrollo del microscopio electrónico, el cual produce imágenes mucho más amplificadas que un microscopio óptico. Las figuras 13 y 14 son diagramas de dos tipos, desarrollados alrededor de mediados del siglo XX: el microscopio electrónico de transmisión, que produce imágenes bidimensionales, y el microscopio electrónico de barrido (SEM, por las siglas de scanning electron microscope), que produce imágenes con una calidad tridimensional.

En ambos tipos, las lentes de objetivo y ocular en realidad son campos magnéticos que ejercen fuerzas sobre los electrones para llevarlos a un foco. Los campos se producen mediante bobinas de alambre portadoras de corriente cuidadosamente diseñadas. En la figura 13 se presentan fotografías con cada tipo. La máxima resolución de detalles en un objeto es aproximadamente del tamaño de la longitud de onda de la radiación que se usa para verlo. Los electrones acelerados por voltajes en el orden de 10^5 V tienen longitudes de onda de aproximadamente 0,004 nm. La máxima resolución que se puede lograr estaría en este orden, pero en la práctica, aberraciones en las lentes magnéticas limitan la resolución en los microscopios electrónicos de transmisión cuando mucho de aproximadamente 0,1 a 0,5 nm. Esto todavía es 10^3 veces mejor que la resolución que se logra con un microscopio de luz visible, y corresponde a una amplificación útil de más o menos un millón. Tales amplificaciones son difíciles de lograr, y las amplificaciones más comunes son de 10^4 a 10^5 . La máxima amplificación que se alcanza con un microscopio electrónico de barrido es un poco menor, por lo general de 5 a 10 nm, aunque los nuevos SEM de alta resolución se aproximan a 1 nm.

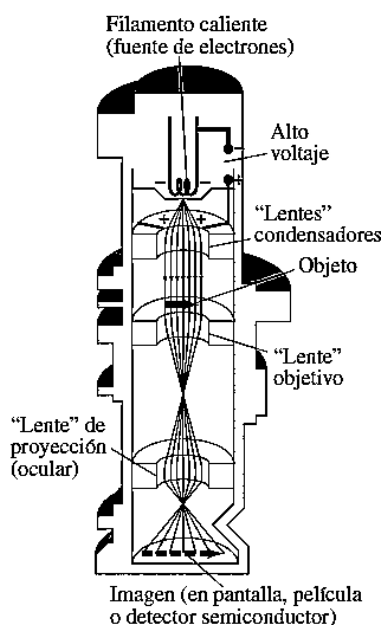


Figura 13.
Microscopio electrónico de transmisión. Las bobinas de campo magnético están diseñadas para ser “lentes magnéticas”, las cuales desvían las trayectorias de los electrones y los llevan a un foco.

Figura 14.

Microscopio electrónico de barrido. Bobinas de exploración dirigen un haz de electrones atrás y adelante a través del espécimen. Se recolectan electrones secundarios, que se producen cuando el haz incide sobre el espécimen, y éstos se encargan de modular la intensidad del haz en el TRC para producir una imagen.

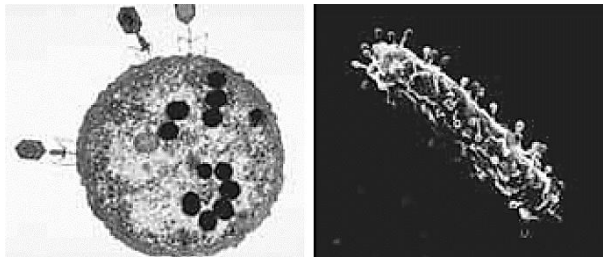
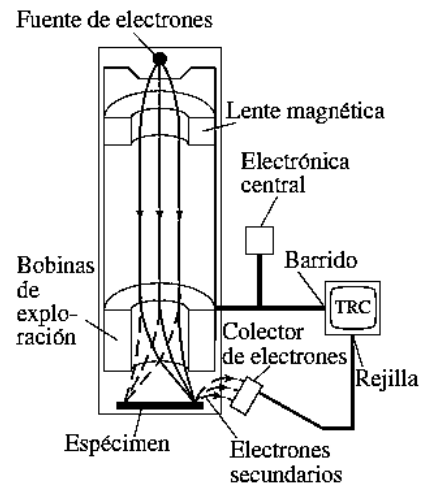


Figura 15.

Micrografías electrónicas de virus que atacan una célula de la bacteria *Escherichia coli*: a) micrografía electrónica de transmisión (~50000X); b) micrografía electrónica de barrido (~35000X).

9. Primeros modelos atómicos

Hacia 1900 la mayoría de los científicos aceptaron la idea de que la materia está constituida por átomos. Con el descubrimiento del electrón en la década de 1890, los científicos comenzaron a pensar en el átomo mismo como poseedor de una estructura con electrones como parte de tal estructura. Ahora se presenta el enfoque moderno al átomo y la teoría cuántica con la que se entremezcla. Un modelo típico del átomo en la década de 1890 visualizó al átomo como una esfera homogénea de carga positiva dentro de la cual había pequeños electrones con carga negativa, un poco como las pasas en un pudín, figura 16.

Alrededor de 1911, Ernest Rutherford (1871-1937) y sus colegas realizaron experimentos cuyos resultados contradijeron el modelo de pudín de pasas del átomo. En estos experimentos, un haz de partículas alfa (α) con carga positiva se dirigió hacia una delgada hoja metálica como el oro, figura 17a. (Estas partículas α recientemente descubiertas eran emitidas por ciertos materiales radiactivos y pronto se demostró que eran átomos de helio doblemente ionizados; esto es, con una carga de $+2e$).

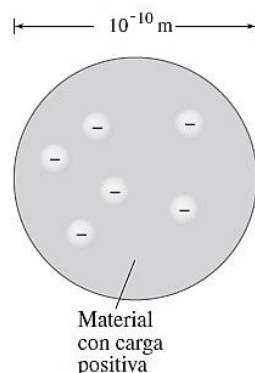


Figura 16.

Modelo del pudín de pasas del átomo.

A partir del modelo del pudín de pasas se esperaba que las partículas alfa no se desviarán significativamente, porque los electrones eran mucho más ligeros que las partículas alfa, y las partículas alfa no encontrarían ninguna concentración masiva de carga positiva para repelerlos con

fuerza. Los resultados experimentales contradijeron por completo estas predicciones. Se descubrió que la mayoría de las partículas alfa pasaban a través de la hoja sin problemas, como si la hoja fuera principalmente espacio vacío. Y de las partículas alfa que se desviaban, algunas se desviaban a ángulos muy grandes, unas incluso hacia atrás, casi en la dirección desde la cual llegaron. Esto podría ocurrir, razonó Rutherford, sólo si las partículas alfa con carga positiva se repelían mediante una masiva carga positiva concentrada en una región muy pequeña del espacio (véase la figura 17b). Rutherford consideró la hipótesis de que el átomo debe consistir en un pequeño pero masivo núcleo con carga positiva, que contiene el 99,9% de la masa del átomo, rodeado por electrones a cierta distancia. Los electrones estarían moviéndose en órbitas en torno al núcleo, en gran medida como los planetas giran alrededor del Sol, porque, si estuvieran en reposo, tenderían hacia el núcleo por la atracción eléctrica, figura 18. Los experimentos de Rutherford sugirieron que el núcleo debía tener un radio de aproximadamente 10^{-15} a 10^{-14} m. A partir de la teoría cinética, y especialmente a partir del análisis de Einstein del movimiento browniano, se estimó que el radio de los átomos era de alrededor de 10^{-10} m. Por consiguiente, los electrones estarían a una distancia aproximada del núcleo de 10000 a 100000 veces el radio del núcleo. (Si el núcleo tuviera el tamaño de una pelota de fútbol, el átomo tendría el diámetro de una gran ciudad de varios kilómetros de extensión). Así que el átomo sería principalmente espacio vacío.

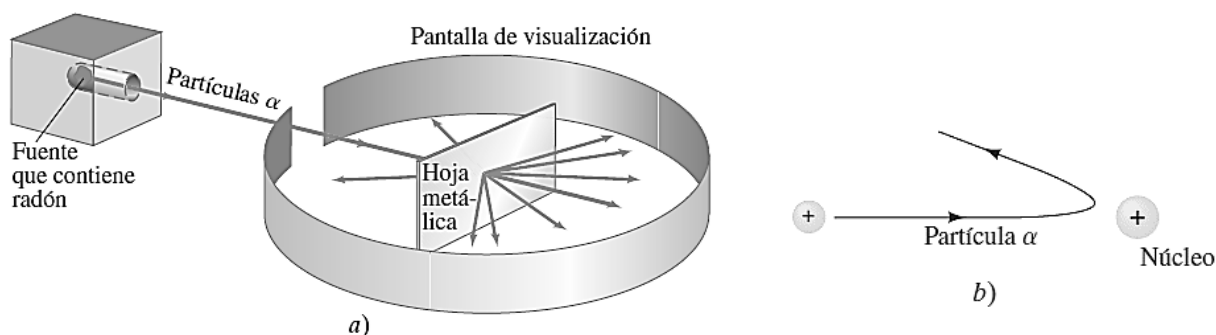


Figura 17.

a) Configuración para el experimento de Rutherford: las partículas α emitidas por radón se desviaban mediante una delgada hoja metálica y algunas retrocedían; b) el retroceso de las partículas α , explicada como la repulsión desde un pesado núcleo con carga positiva.

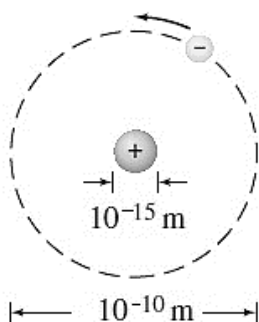


Figura 18.

Modelo de Rutherford del átomo, en el que los electrones giran en torno a un pequeño núcleo positivo (no a escala). El átomo se visualiza principalmente como espacio vacío.

El modelo “planetario” del átomo de Rutherford (también llamado “modelo nuclear del átomo”) fue un importante paso hacia la concepción actual del átomo. Sin embargo, no fue un modelo completo y presentó grandes problemas.

10. Los espectros atómicos

Los sólidos que se calientan (al igual que los líquidos y gases densos) emiten luz con un espectro continuo de longitudes de onda. Se supone que esta radiación se debe a oscilaciones de átomos y moléculas, las cuales están gobernadas por la interacción de cada átomo o molécula con sus vecinos.

Los gases enrarecidos (gases poco densos) también se pueden excitar para emitir luz. Esto se hace mediante calentamiento intenso o, más comúnmente, al aplicar alto voltaje a un “tubo de descarga” que contiene el gas a baja presión, figura 19. La radiación de los gases excitados se observó en el siglo XIX, y se descubrió que el espectro no era continuo, sino discreto. Puesto que los gases excitados emiten luz sólo de ciertas longitudes de onda, cuando esta luz se analizó a través de la rendija de un espectroscopio o espectrómetro, en vez de un espectro continuo se observó un espectro de líneas.

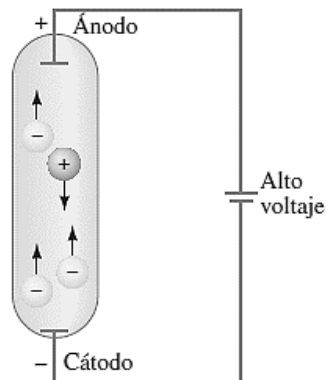


Figura 19.
Diagrama de un tubo de descarga de gas.

En la figura 20 se muestran los espectros de líneas en la región visible que emiten algunos elementos. El espectro de emisión es característico del material y puede servir como un tipo de “huella digital” para identificar el gas.

Si un espectro continuo pasa a través de un gas enrarecido, se observan líneas oscuras en el espectro saliente, a longitudes de onda correspondientes a líneas normalmente emitidas por el gas. A esto se le llamó espectro de absorción (figura 20c) y quedó claro que los gases pueden absorber luz a las mismas frecuencias a las que emiten. Con película sensible a luz ultravioleta y a la infrarroja, se encontró que los gases emiten y absorben frecuencias discretas en estas regiones, así como en la región visible.

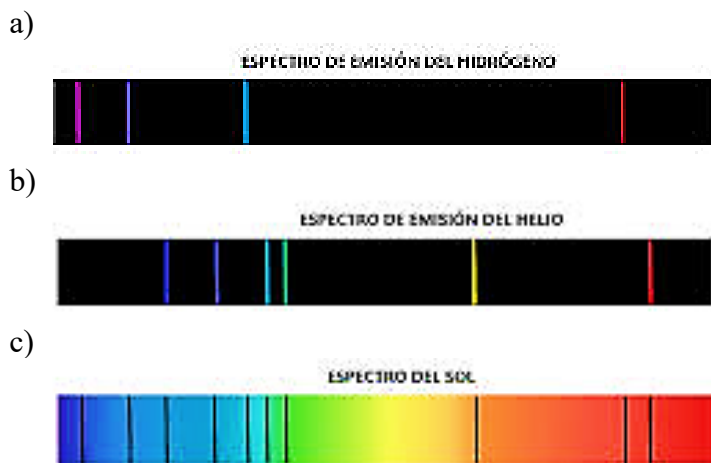


Figura 20.
Espectros de emisión de los gases:
a) hidrógeno atómico,
b) helio.
c) espectro de absorción solar.

En los gases de baja densidad, los átomos están muy separados en promedio y, por lo tanto, se supone que la luz emitida o absorbida se debe a átomos individuales y no a interacciones entre átomos, como en un sólido, líquido o gas denso. En consecuencia, los espectros de líneas sirven como una clave para la estructura del átomo: cualquier teoría de estructura atómica debe ser capaz de explicar por qué los átomos sólo emiten luz de longitudes de ondas discretas, y debe predecir cuáles son estas longitudes de onda.

El hidrógeno es el átomo más simple: sólo tiene un electrón. También tiene el espectro más sencillo. El espectro de la mayoría de los átomos muestra poca regularidad aparente. Pero la separación entre líneas en el espectro del hidrógeno disminuye en una forma regular, figura 21. De hecho, en 1885, J. J. Balmer (1825-1898) demostró que las cuatro líneas en la porción visible del espectro del hidrógeno

(con longitudes de onda medidas de 656 nm, 486 nm, 434 nm y 410 nm) tienen longitudes de onda que se ajustan a la fórmula:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=3, 4, 5, \dots \quad (8)$$

Aquí, n toma los valores 3, 4, 5, 6 para las cuatro líneas visibles, y R , la llamada **constante de Rydberg**, tiene el valor $R = 1,0974 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$. Más tarde se descubrió que esta serie de Balmer de líneas se extendía hacia la región UV, y terminaba en $\lambda = 365 \text{ nm}$, como se observa en la figura 21. La fórmula de Balmer, ecuación 8, también funcionó para estas líneas con valores enteros mayores de n . Las líneas cerca de 365 nm se juntaban mucho como para distinguirlas, pero el límite de la serie en 365 nm corresponde a $n = \infty$ (de manera que $1/n^2 = 0$ en la ecuación 8).

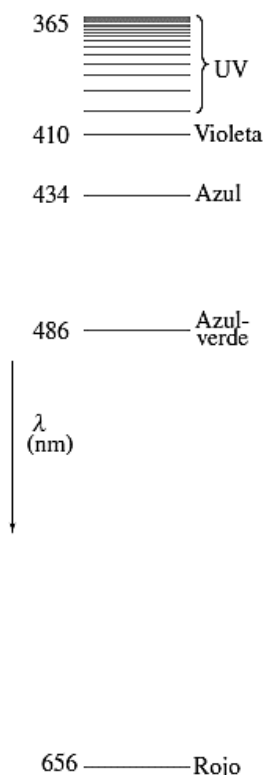


Figura 21.
Series de líneas de Balmer para el hidrógeno.

Experimentos posteriores con el hidrógeno demostraron que había series de líneas similares en las regiones UV e IR, y que cada serie tenía un patrón como la serie de Balmer, pero a diferentes longitudes de onda, figura 22. Cada una de estas series encajaba en una serie con la misma forma que la ecuación 8, pero con el $1/2^2$ sustituido por $1/1^2$, $1/3^2$, $1/4^2$, etcétera. Por ejemplo, la llamada serie de Lyman contiene líneas con longitudes de onda de 91 nm a 122 nm (en la región UV) y se ajusta a la fórmula:

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

Las longitudes de onda de la serie de Paschen (en la región IR) se ajusta a la fórmula:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=4, 5, 6, \dots$$

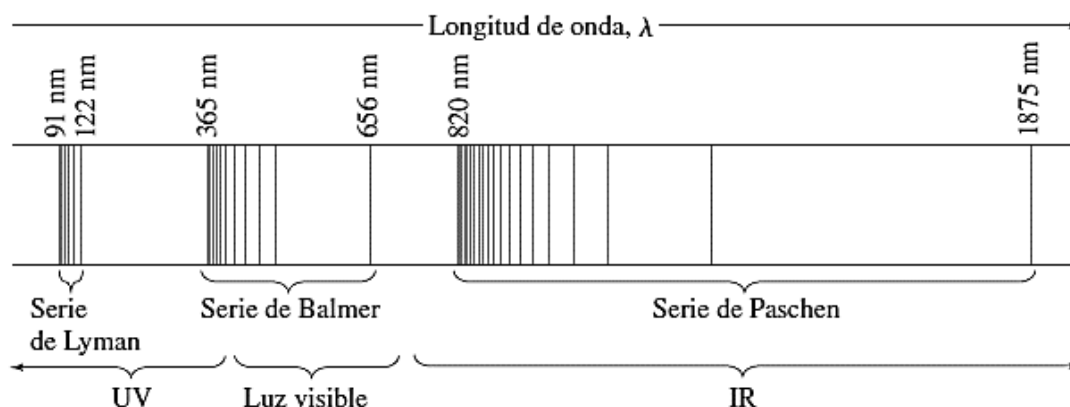


Figura 22.

Espectro de líneas del hidrógeno atómico. Cada serie se ajusta a la fórmula $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, donde $n'=1$ para la serie de Lyman, $n'=2$ para la serie de Balmer, $n'=3$ para la serie de Paschen, etcétera; n puede tomar todos los valores enteros, desde $n = n' + 1$ hasta infinito. Las únicas líneas en la región visible del espectro electromagnético son parte de la serie de Balmer.

El modelo de Rutherford no logró explicar por qué los átomos emiten espectros de líneas. También tenía otras dificultades. De acuerdo con el modelo de Rutherford, los electrones giran en órbita alrededor del núcleo y, puesto que sus trayectorias se curvan, los electrones están en aceleración. Por ende, deben emitir luz como cualquier otra carga en aceleración, con una frecuencia igual a su frecuencia orbital. Como la luz transporta energía y la energía se conserva, la energía propia del electrón debe disminuir. En consecuencia, se esperaría que los electrones cayeran en espiral hacia el núcleo. Conforme cayeran en espiral hacia dentro, su frecuencia aumentaría en un corto tiempo y, por lo tanto, también lo haría la frecuencia de la luz emitida.

Así que las dos principales dificultades con el modelo de Rutherford son las siguientes:

1. predice que se emitirá luz de un rango continuo de frecuencias, mientras que los experimentos demuestran espectros de líneas;
2. predice que los átomos son inestables (los electrones caerían rápidamente en espiral hacia el núcleo), pero se sabe que los átomos en general son estables, porque hay materia estable alrededor de todos nosotros.

Sin duda, el modelo de Rutherford no era suficiente. Era necesaria alguna especie de modificación, y Niels Bohr la aportó en un modelo que incluyó la hipótesis cuántica. Aunque el modelo de Bohr se considera obsoleto, constituyó un paso crucial para la comprensión actual. En la actualidad todavía son útiles algunos aspectos del modelo de Bohr, por lo que es conveniente analizar sus características.

11. El modelo de Bohr

Bohr estudió en el laboratorio de Rutherford durante varios meses en 1912 y se convenció de que el modelo planetario del átomo de Rutherford tenía validez. Pero, para hacerlo funcionar, sintió que de algún modo tendría que incorporarle la recientemente desarrollada teoría cuántica. La obra de Planck y Einstein demostró que, en los sólidos calientes, la energía de las cargas eléctricas oscilando debe cambiar de manera discontinua, de un estado de energía discreto a otro, con la emisión de un cuanto de luz. Quizás —Bohr argumentó— los electrones en un átomo tampoco pueden perder energía de manera continua, sino que deben hacerlo en “saltos” cuánticos. Al trabajar su modelo durante el año siguiente, Bohr postuló que los electrones se mueven en torno al núcleo

en órbitas circulares, pero que sólo se permiten ciertas órbitas. Además, postuló que un electrón en cada órbita tendría una energía definida y se movería en la órbita sin irradiar energía (aun cuando esto viole las ideas clásicas, pues se supone que las cargas eléctricas en aceleración emiten ondas EM). Por lo tanto, a las órbitas posibles las llamó **estados estacionarios**. Formuló la hipótesis de que la luz se emite sólo cuando un electrón salta de un estado estacionario más alto (superior) a

otro de menor energía, figura 23. Cuando tal transición ocurre, se emite un solo fotón de luz, cuya energía, por conservación de la energía, está dada por:

$$hf = E_U - E_L \quad (9)$$

donde E_U se refiere a la energía del estado superior y E_L a la energía del estado inferior.

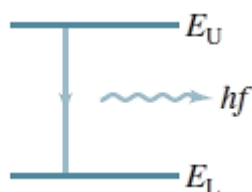


Figura 23.

Un átomo emite un fotón (energía = hf) cuando su energía cambia de E_U a una energía menor E_L .

Entre 1912 y 1913, Bohr se propuso determinar qué energías tendrían estas órbitas en el átomo más simple, el de hidrógeno; así, a partir de la ecuación 9 se podría predecir el espectro de la luz emitida. En la fórmula de Balmer tenía la clave que buscaba.

Bohr rápidamente encontró que su teoría estaría en concordancia con la fórmula de Balmer si suponía que la cantidad de movimiento angular L del electrón estaba cuantizada y era igual a un entero n por $h/2\pi$. La cantidad de movimiento angular está dada por $L = I\omega$, donde I es el momento de inercia y ω es la velocidad angular. Para una sola partícula de masa m que se desplaza en un círculo de radio r con rapidez v , $I = mr^2$ y $\omega = v/r$; por lo tanto, La condición cuántica de Bohr es

$$L = m v r_n = n \frac{h}{2\pi} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (10)$$

donde n es un entero y r_n es el radio de la n -ésima órbita posible. Las órbitas permitidas se numeran 1, 2, 3, ..., de acuerdo con el valor de n , que se llama **número cuántico principal** de la órbita.

La ecuación 10 no tenía un firme cimiento teórico. Bohr buscaba alguna "condición cuántica", y los intentos como $E = hf$ (donde E representa la energía del electrón en una órbita) no dieron resultados en concordancia con el experimento. La razón por la que Bohr empleó la ecuación 10 fue simplemente porque funcionaba. En particular, determinemos lo que predice la teoría de Bohr para las longitudes de onda mesurables de la luz emitida.

Un electrón en una órbita circular de radio r_n (figura 24) tendría una aceleración centrípeta v^2/r_n producida por la fuerza eléctrica de atracción entre el electrón negativo y el núcleo positivo. Esta fuerza está dada por la ley de Coulomb,

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_e e}{r_n^2}$$

La carga en el núcleo es $+Ze$, donde Z es el número de cargas positivas (es decir, protones). Para el átomo de hidrógeno, $Z = +1$.

En la deducción se incluye Z , de manera que se puedan tratar otros átomos de un solo electrón (hidrogenoides) como los iones He^+ ($Z = 2$) y Li^{2+} ($Z = 3$). El helio en el estado neutro tiene dos electrones: si un electrón se pierde, el ion He^+ restante consiste en un electrón que gira alrededor de un núcleo de carga $+2e$. De igual modo, el litio doblemente ionizado, Li^{2+} , también tiene un solo electrón y en este caso $Z=3$.

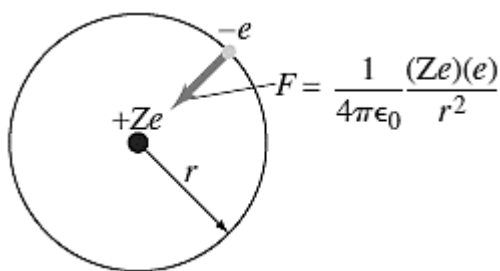


Figura 24.

En el modelo de Bohr, la fuerza eléctrica (ley de Coulomb) mantiene al electrón negativo en órbita alrededor del núcleo con carga positiva.

En la segunda ley de Newton, $F = ma$, se sustituye la ley de Coulomb por F y $a = v^2/r_n$ para una órbita particular permitida con radio r_n , y se obtiene:

$$F = m a \rightarrow \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z e^2}{r_n^2} = \frac{m v^2}{r_n}, \quad m v r_n = n \frac{h}{2\pi}$$

$$r_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z e^2}{m v^2} = \frac{4\pi^2 Z e^2 m r_n^2}{n^2 h^2}$$

$$r_n = \frac{n^2 h^2 \epsilon_0}{\pi m Z e^2} = \frac{n^2 r_1}{Z} \quad (11)$$

$$r_1 = \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2}$$

La ecuación 11 da los radios de todas las órbitas posibles. La órbita más pequeña es para $n = 1$, y para el hidrógeno ($Z = 1$) tiene el valor

$$r_1 = \frac{(1)^2 (6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s})^2 (8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N}\cdot\text{m}^2)}{(3.14)(9.11 \times 10^{-31} \text{ kg})(1.602 \times 10^{-19} \text{ C})^2}$$

$$r_1 = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m} \quad (12)$$

El radio de la menor órbita en el hidrógeno, r_1 , a veces se llama **radio de Bohr**. A partir de la ecuación 11, se ve que los radios de las órbitas más grandes aumentan como n^2 , de manera que

$$\begin{aligned} r_2 &= 4r_1 = 2.12 \times 10^{-10} \text{ m}, \\ r_3 &= 9r_1 = 4.76 \times 10^{-10} \text{ m}, \\ &\vdots \\ r_n &= n^2 r_1. \end{aligned}$$

En la figura 25 se muestran las primeras cuatro órbitas. Note que, de acuerdo con el modelo de Bohr, un electrón sólo puede existir en las órbitas dadas por la ecuación 11. No hay órbitas permitidas intermedias.

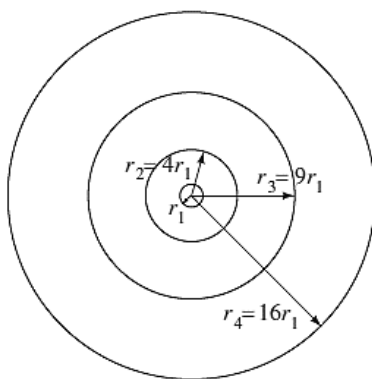


Figura 25.
Las cuatro órbitas más pequeñas en el modelo de Bohr del hidrógeno; $r_1 = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m}$.

Para un átomo con $Z \neq 1$, los radios orbitales, r_n , se pueden representar a partir de la ecuación 11:

$$r_n = \frac{n^2}{Z} 0,53 \cdot 10^{-10} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (13)$$

En cada una de sus órbitas posibles, el electrón tendría una energía definida. La energía total es igual a la suma de las energías cinética y potencial.

La energía potencial del electrón está dada por $U = qV = -eV$, donde V es el potencial debido a una carga puntual $+Ze$, según la ecuación:

$$V = 1/4\pi\epsilon_0 (Q/r) = 1/4\pi\epsilon_0 (Ze/r)$$

$$U = -eV = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r_n}$$

La energía total E_n para un electrón en la n -ésima órbita de radio r_n es la suma de las energías cinética y potencial:

$$E_n = \frac{1}{2} m v^2 - eV = \frac{1}{2} m v^2 - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2}$$

Si se sustituye v de la ecuación 10 y r_n de la ecuación 11 en esta ecuación, se obtiene

$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 m}{8 \epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (14a)$$

Si el término constante en la ecuación 14a se evalúa y se convierte a electrón volts, como es costumbre en física atómica, se obtiene

$$E_n = -13,6 \text{ eV} \frac{Z^2}{n^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (14b)$$

El nivel de energía más bajo ($n = 1$) para el hidrógeno ($Z = 1$) es -13,6 eV. Para $n=2$, -3.40 eV, $n=3$, -1,50 eV, etc.

Se ve que no sólo los radios de las órbitas están cuantizados, sino, de acuerdo con las ecuaciones 14, también lo está la energía. El número cuántico n que indica los radios de las órbitas también indica los niveles de energía. El **nivel energético**, o **estado energético** más bajo, tiene energía E_1 y se llama **estado fundamental**. Los estados superiores, E_2 , E_3 y demás, se llaman **estados excitados**. Los niveles de energía fijos también se llaman **estados estacionarios**. Tenga cuidado de no creer que estas órbitas bien definidas en realidad existen. En la actualidad, mejor se considera que los electrones forman “nubes”.

Advierta que, aunque la energía para las órbitas más grandes tiene un valor numérico menor, todas las energías son menores que cero. Por consiguiente, 23,4 eV es una energía más alta que 13,6 eV. Por lo tanto, la órbita más cercana al núcleo (r_1) tiene la energía más baja. La razón por la que las energías tienen valores negativos está relacionada con la forma como se define el cero para energía potencial (U). Para dos cargas puntuales, $U = 1/4\pi\epsilon_0 (q_1 q_2/r)$ corresponde a cero energía potencial cuando las dos cargas están infinitamente separadas. En consecuencia, un electrón que apenas puede liberarse del átomo al llegar a $r \rightarrow \infty$ (o, al menos, lejos del núcleo) con energía cinética cero tendrá $E = 0$, que corresponde a $n \rightarrow \infty$ en las ecuaciones 14. Si un electrón está libre y tiene energía cinética, entonces $E > 0$.

Para remover un electrón que es parte de un átomo se requiere una entrada de energía (de otro modo, los átomos no serían estables). Puesto que $E \geq 0$ para un electrón libre, entonces un electrón ligado a un átomo necesita tener $E < 0$. Esto es, se debe agregar energía para elevar su energía, desde un valor negativo hasta al menos cero, y así poder liberarlo. La energía mínima requerida para remover un electrón de un átomo inicialmente en el estado fundamental se llama **energía de enlace o energía de ionización**. La energía de ionización para el hidrógeno se midió en 13,6 eV y esto corresponde precisamente a remover un electrón del estado más bajo, $E_1 = -13,6 \text{ eV}$, hasta $E = 0$, donde se puede liberar.

12. Explicación de las líneas espectrales

Es útil mostrar los diversos valores posibles de energía como líneas horizontales en un diagrama de niveles de energía. Esto se ilustra para el hidrógeno en la figura 26. El electrón en un átomo de hidrógeno puede estar en uno de estos niveles, de acuerdo con la teoría de Bohr. Pero nunca podría estar en medio, por ejemplo, en -9,0 eV. A temperatura ambiente, casi todos los átomos de H estarán en el estado fundamental ($n = 1$). A temperaturas más altas, o durante una descarga eléctrica, cuando hay muchas colisiones entre electrones libres y átomos, muchos átomos pueden estar en estados excitados ($n > 1$). Una vez en un estado excitado, el electrón de un átomo puede saltar hacia un estado inferior y ceder un fotón en el proceso. Esto es, de acuerdo con el modelo de Bohr, el origen de los espectros de emisión de los gases excitados.

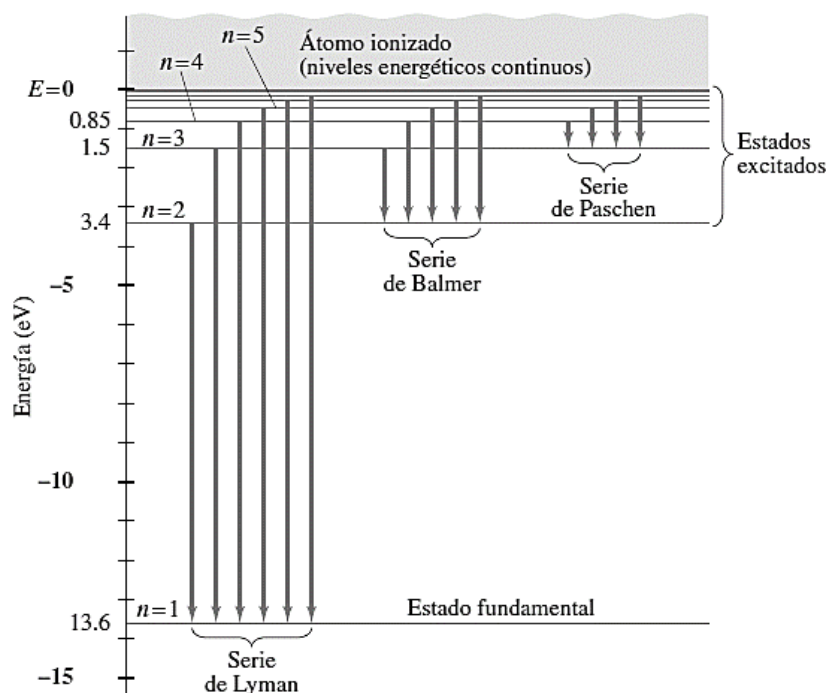


Figura 26.

Diagrama de niveles energéticos para el átomo de hidrógeno, que muestra las transiciones para las líneas espectrales de las series de Lyman, Balmer y Paschen.

Cada flecha vertical representa una transición atómica que da lugar a los fotones de una línea espectral (una sola longitud de onda o frecuencia).

Advierta que arriba de $E = 0$, un electrón es libre y puede tener cualquier energía (E no está cuantizada). Por lo tanto, hay un continuo de estados de energía por encima de $E = 0$, como se indica en el diagrama de niveles de energía de la figura 26.

Las flechas verticales en la figura 26 representan las transiciones o saltos que corresponden a las diversas líneas espectrales observadas. Por ejemplo, un electrón que salta del nivel $n = 3$ a $n = 2$ originaría la línea 656 nm en la serie de Balmer, y el salto de $n = 4$ a $n = 2$ daría lugar a la línea 486 nm. Es posible predecir las longitudes de onda de las líneas espectrales emitidas al combinar las ecuaciones 9 y 14a. Puesto que $hf = hc/\lambda$, se tiene, de acuerdo con la ecuación 9,

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{hf}{hc} = \frac{1}{hc} (E_n - E_{n'})$$

donde n se refiere al estado superior y n' al estado inferior. Así, con la ecuación 14a,

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{Z^2 e^4 m}{8 \epsilon_0^2 h^3 c} \left(\frac{1}{(n')^2} - \frac{1}{(n)^2} \right) \quad (15)$$

Esta fórmula teórica tiene la misma forma que la fórmula experimental de Balmer, ecuación 8, con $n' = 2$. Por consiguiente, se ve que la serie de líneas de Balmer corresponde a transiciones o “saltos” que bajan al electrón al segundo nivel energético. De igual modo, $n' = 1$ corresponde a la serie de Lyman y $n' = 3$ a la serie de Paschen (véase la figura 26).

Cuando la constante en la ecuación 15 se evalúa con $Z = 1$, se encuentra que tiene el valor medido de la constante de Rydberg, $R = 1.0974 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ en la ecuación 8, en concordancia con el experimento.

El gran éxito del modelo de Bohr es que ofrece una explicación de por qué los átomos emiten espectros de líneas, y predice con exactitud las longitudes de onda de la luz emitida por el hidrógeno. El modelo de Bohr también explica los espectros de absorción: fotones justo de la longitud de onda correcta pueden sacar un electrón de un nivel energético y moverlo hacia uno superior. Para conservar energía, sólo se absorberán fotones que tengan justo la energía correcta. Esto explica por qué un espectro continuo de luz que entra a un gas saldrá con líneas oscuras (de absorción) a frecuencias que corresponden a líneas de emisión (figura 20).

La teoría de Bohr también asegura la estabilidad de los átomos. Establece la estabilidad al decretar: el estado fundamental es el estado más bajo para un electrón y no

hay nivel energético inferior al cual pueda ir y emitir más energía. Finalmente, como se vio antes, la teoría de Bohr predice con exactitud la energía de ionización de 13,6 eV para el hidrógeno. Sin embargo, el modelo de Bohr no tuvo éxito para otros átomos y se abandonó. El modelo de Bohr se estudia porque fue un importante comienzo y porque todavía se usa el concepto de estados

estacionarios, el estado fundamental y las transiciones entre estados. Además, la terminología que se emplea en el modelo de Bohr todavía la usan los químicos y espectroscopistas.

Ejemplo 13

Con base en la figura 26, determine la longitud de onda de la primera línea de Lyman, la transición de $n = 2$ a $n = 1$. ¿En qué región del espectro electromagnético se encuentra?

Ejemplo 14

Determine la longitud de onda de la luz que se emite cuando un átomo de hidrógeno realiza una transición del nivel energético $n = 6$ al $n = 2$, de acuerdo con el modelo de Bohr.

Ejemplo 15

Con base en la figura 26, determine la longitud de onda máxima que puede absorber el hidrógeno en su estado fundamental. ¿Cuál sería la siguiente longitud de onda menor que funcionaría?

Ejemplo 16

a) Use el modelo de Bohr para determinar la energía de ionización del ion He^+ , que tiene un solo electrón. b) Calcule también la longitud de onda máxima que puede tener un fotón para causar ionización.

Ejemplo 17

Estime la energía cinética promedio de los átomos de hidrógeno completos (no sólo de los electrones) a temperatura ambiente (20°C) y, con base en el resultado, explique por qué casi todos los átomos de H están en el estado fundamental a temperatura ambiente y, por lo tanto, no emiten luz.

13. Principio de correspondencia

Cabe hacer notar que Bohr hizo algunas suposiciones radicales que variaban con respecto a las ideas clásicas. Él supuso que los electrones en órbitas fijas no irradian luz aun cuando aceleren (se mueven en un círculo) y supuso que la cantidad de movimiento angular está cuantizada. Más aún, no fue capaz de decir cómo un electrón se mueve cuando realiza una transición de un nivel energético a otro. Por otra parte, no hay razón real para esperar que, en el pequeño mundo del átomo, los electrones se comporten como lo hacen los objetos de tamaño ordinario. No obstante, sintió que ahí donde la teoría cuántica se traslapa con el mundo macroscópico, debería predecir resultados clásicos. Éste es el principio de correspondencia, que también está presente en la relatividad. Este principio funciona para la teoría de Bohr del átomo de hidrógeno. Los tamaños y energías de las órbitas son muy diferentes para $n = 1$ y $n = 2$, por ejemplo. Pero las órbitas con $n = 100000000$ y 100000001 tendrían radio y energía muy cercanos. De hecho, los saltos entre órbitas tan grandes (que se aproximarían a tamaños macroscópicos), serían imperceptibles. En consecuencia, tales órbitas parecerían tener espaciado continuo, que es lo que se espera en el mundo cotidiano.

Por último, se debe hacer hincapié en que las órbitas bien definidas del modelo de Bohr en realidad no existen. El modelo de Bohr sólo es un modelo, no la realidad. La idea de las órbitas de los electrones se rechazó pocos años después, y en la actualidad se considera que los electrones forman “nubes de probabilidad”.

14. La hipótesis de De Broglie aplicada a los átomos

La teoría de Bohr fue, sobre todo, de una naturaleza ad hoc. Se realizaron suposiciones de manera que la teoría concordara con el experimento. Pero Bohr no podía dar razones de por qué las órbitas

estaban cuantizadas, ni de por qué debía haber un estado fundamental. Finalmente, diez años después, Louis de Broglie propuso una razón. En 1923, De Broglie propuso que las partículas materiales, como los electrones, tenían una naturaleza ondulatoria; y esta hipótesis se confirmó mediante experimentos muchos años después.

Uno de los argumentos originales de De Broglie en favor de la naturaleza ondulatoria de los electrones fue que brindaba una explicación para la teoría de Bohr del átomo de hidrógeno. De acuerdo con De Broglie, una partícula de masa m que se desplaza con una rapidez no relativista v tendría una longitud de onda (ecuación 7):

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

Propuso que cada electrón que se encuentra en órbita alrededor de un átomo es en realidad una onda estacionaria. Cuando se pulsa una cuerda de violín o guitarra, se excita un gran número de longitudes de onda. Pero sólo algunas, las que tienen nodos en los extremos, se sostienen. Éstos son los modos resonantes de la cuerda. Las ondas con otras longitudes de onda interfieren con ellas mismas en la reflexión, y sus amplitudes rápidamente caen a cero. Con electrones moviéndose en círculos, de acuerdo con la teoría de Bohr, De Broglie argumentó que la onda del electrón era una onda estacionaria circular que se cierra sobre sí misma, figura 27. Si la longitud de onda de una onda no se cierra sobre sí misma, como en la figura 28, tiene lugar interferencia destructiva conforme la onda viaja alrededor de la espira, y la onda rápidamente se extingue. Así, las únicas ondas que persisten son aquéllas para las cuales la circunferencia de la órbita circular contiene un número entero de longitudes de onda, figura 29.



Figura 27.
Una onda estacionaria ordinaria comparada con una onda estacionaria circular



Figura 28.
Cuando una onda no se cierra (y por lo tanto interfiere destructivamente consigo misma), se extingue rápidamente.

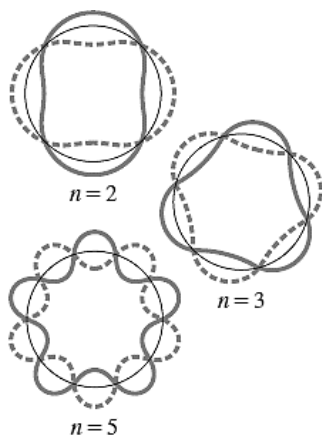


Figura 29.
Ondas circulares estacionarias para dos, tres y cinco longitudes de onda sobre la circunferencia; n , el número de longitudes de onda, también es el número cuántico.

La circunferencia de una órbita de Bohr de radio r_n es $2\pi r_n$, de manera que, para tener interferencia constructiva, se necesita

$$2\pi r_n = n\lambda, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Cuando se sustituye $\lambda = h/mv$, se obtiene $2\pi r_n = nh/mv$, o

$$mvr_n = \frac{nh}{2\pi}.$$

Ésta es justo la condición cuántica que propuso Bohr sobre una base ad hoc, ecuación 10. Es a partir de esta ecuación que se dedujeron las órbitas discretas y los niveles de energía. Por lo tanto, se tiene una primera explicación para las órbitas y los estados energéticos cuantizados en el modelo de Bohr: se deben a la naturaleza ondulatoria del electrón, y sólo persisten las ondas “estacionarias” resonantes. Esto implica que la dualidad onda-partícula está en la base de la estructura atómica.

Al ver las ondas electrónicas circulares de la figura 29, no se debe considerar que el electrón sigue el patrón de onda oscilatorio. En el modelo de Bohr del hidrógeno, el electrón se mueve en un círculo. La onda circular, por otra parte, representa la amplitud de la “onda material” del electrón, y en la figura 29, por conveniencia, la amplitud de onda se superpone a la trayectoria circular de la órbita de la partícula.

La teoría de Bohr funcionó bien para el hidrógeno y para iones de un electrón. Pero no tuvo éxito con átomos de muchos electrones. La teoría de Bohr no logró predecir los espectros de líneas siquiera para el siguiente átomo más simple, el helio. No podía explicar por qué algunas líneas de emisión son más brillantes que otras, ni por qué algunas líneas se dividen en dos o más líneas cercanamente espaciadas (“estructura fina”).

Era necesaria una nueva teoría que, de hecho, se desarrolló en la década de 1920. Esta nueva y radical teoría se llamó mecánica cuántica. La teoría finalmente resolvió el problema de la estructura atómica, pero arrojó una concepción muy diferente del átomo: la idea de electrones en órbitas bien definidas se sustituyó con la idea de “nubes” de electrones.

Esta nueva teoría de la mecánica cuántica ofreció una perspectiva totalmente diferente de los mecanismos básicos que subyacen en los procesos físicos.

Bibliografía

ALONSO, M. y FINN, E. (1971). *Física vol. 3, Fundamentos cuánticos y estadísticos*. Fondo educativo interamericano.

GIANCOLI, D. C. (2009). *Física para ciencias e ingeniería con física moderna*, vol.2. Cuarta edición. Pearson educación.

FRENCH, A. y TAYLOR, E. (2012). *Introducción a la física cuántica*. Reverté.

SERWAY, R. , MOSES, C. (2013). *Física Moderna*. Thomson.

zoom Workplace

Iniciar sesión Grabando... Vista

Silenciar

4.914.280-9 _Rodríguez_Marcos

washington meneses

3.213.297-0 Alb...

3.213.297-0 Alberto Fabián Silva

Ángela Camila Silveira Rodríguez

Participantes (4)

- washington meneses (Anfitrión, yo)
- 4.914.280-9 _Rodríguez_Marcos
- 3A 3.213.297-0 Alberto Fabián Silva
- Ángela Camila Silveira Rodríguez

Invitar Silenciar a todos

Finalizar

Audio Video Participantes Chat Reaccionar Compartir Pausar/detener grabación Más

Video por Francisco Peña y Pedro Sánchez

Mail: contacto@corp-uni.com y pedro.pedul@corp-uni.com

de Planck usando una bombill...