

ENSEÑANZA
DE LA QUÍMICA



M. Carrasco Delgado

IES San Fulgencio. Departamento de Física y Química. Avda. Andalucía 8, Écija 41400 (Sevilla)

GEDHFyQ-RSEQ

C-e: mcardel447@iessanfulgencio.org

Recibido: xx/xx/2025

Aceptado: xx/xx/2025

ORCID: 0009-0009-8803-5622

Mario Carrasco 

Experiencias de divulgación sobre los fenómenos cuánticos en el Año Internacional de la Ciencia y la Tecnología Cuánticas (IYQ-2025)

Resumen: En las primeras décadas del siglo XX, la física vivió una de las transformaciones más profundas de su historia. La radiación del cuerpo negro, la difracción de electrones o el efecto fotoeléctrico fueron algunos de los experimentos que revelaron el comportamiento de la materia a escala atómica y subatómica. Estos resultados, junto con el desarrollo de un nuevo lenguaje matemático (por ejemplo, la ecuación de ondas de Schrödinger, el modelo matricial de Bohr...), dieron origen a la Mecánica Cuántica. Mientras tanto, el determinismo newtoniano y la continuidad a todos los niveles impuesta por las ecuaciones de la mecánica clásica dejaban paso a la dualidad, la indeterminación y la discretización como propiedades características de los sistemas cuánticos. Esta nueva manera de comprender la naturaleza que nos rodea ha transformado el mundo hasta nuestros días. Ejemplos de ello son los semiconductores que sustentan los ordenadores, los láseres, los dispositivos LED como fuentes de luz más eficientes y menos contaminantes, las redes neuronales para inteligencia artificial o la computación cuántica. En este contexto, el 7 de junio de 2024, las Naciones Unidas proclamó el 2025 como el *Año Internacional de la Ciencia y la Tecnología Cuánticas*. Esta iniciativa global, que se desarrollará durante todo un año, busca promover la importancia de los fenómenos cuánticos y sus aplicaciones en la mejora de nuestra sociedad y nuestra calidad de vida. Por todo ello, el presente documento propone un recorrido por diversos fenómenos cuánticos a través de experiencias de laboratorio y actividades que faciliten la comprensión de los aspectos esenciales de la Mecánica Cuántica.

Palabras clave: IYQ-2025, Fenómeno cuántico, Experimentos de laboratorio, Ciencia y Tecnología.

Abstract: In the early decades of the 20th century, physics underwent one of the most significant transformations in its history. The black-body radiation, the diffraction of electrons, and the photoelectric effect were some of the experiments that revealed the behavior of matter at atomic and subatomic scales. These results, along with the development of new mathematical methods (for example: Schrödinger's wave equation, Bohr's matrix model...), gave rise to *Quantum Mechanics*. Meanwhile, Newtonian determinism and the continuity at all levels imposed by the equations of classical mechanics, gave way to the duality, indeterminacy, and discretization as characteristic properties of quantum systems. This new way of understanding the nature of matter that surround us has transformed the world that we know today. Example of this are the semiconductors that support computers, lasers, LEDs as more efficient and environmentally friendly light sources, nuclear magnetic resonance, neural networks for artificial intelligence or quantum computing. In this context, on June 7, 2024, the United Nations proclaimed 2025 as the *International Year of Quantum Science and Technology*. This global initiative, to be observed throughout the year, aims to promote the importance of quantum phenomena and their applications in order to improve our society and quality of life. For this reason, the present document proposes an exploration of various quantum phenomena through laboratory experiments and activities designed to facilitate the understanding of the essential aspects of quantum mechanics.

Keywords: IYQ-2025, Quantum phenomenon, Laboratory experiment, Science and Technology.

Introducción

La Mecánica Cuántica ha desempeñado un papel fundamental en la ampliación de nuestro conocimiento sobre el universo y la realidad que nos rodea. Sus bases fueron sentadas en buena medida gracias a científicos como: M. Planck, A. Einstein, N. Bohr, L. De Broglie, E. Schrödinger, M. Born y W. Heisenberg. En sus inicios (1900), resultó evidente que el comportamiento de los sistemas cuánticos era muy diferente del predicho por la Mecánica Clásica, lo que hizo necesario un nuevo lenguaje para describir la naturaleza a este nivel. Entre las características más notables de este comportamiento cuántico destacan:

1) La *cuantización*. Las magnitudes no pueden tomar, en general, cualquier valor, sino solo aquellos que derivan de la condición de cuantización del sistema. La primera evidencia directa de cuantización fue obtenida por Franck y Hertz en 1914 al demostrar que se requería una cantidad mínima de energía para alcanzar el primer estado excitado de los átomos de mercurio.^[1]

2) La *difracción*. Los experimentos de difracción de electrones por cristales de níquel corroboraban la hipótesis de L. De

Broglie (1924), según la cual toda partícula material presenta un comportamiento dual, asociado a una onda cuya longitud es inversamente proporcional a su momento, $\lambda = h/m \cdot v$.^[2]

3) La *coherencia*. En los sistemas cuánticos este término se asocia con la superposición de estados con propiedades distintas a la de la suma total. Es decir, es posible estar en una superposición de dos estados cuánticos a la vez como sucede en la computación cuántica, entre 0 y 1.^[3]

Sin embargo, el verdadero punto de inflexión se produjo en julio de 1925, cuando Werner Heisenberg, publicó en *Zeitschrift für Physik* el artículo "*Sobre la reinterpretación cuántica de las relaciones cinemáticas y mecánicas*", en el cual introdujo el primer formalismo matemático capaz de describir de manera consistente los fenómenos cuánticos recientes. A partir de entonces se sucedieron una serie de contribuciones que cimentaron la teoría cuántica moderna: E. Schrödinger desarrolló la mecánica ondulatoria; M. Born introdujo su interpretación probabilística; W. Pauli formuló el principio de exclusión, y el propio Heisenberg enunció, en 1927, el principio de incertidumbre. Posteriormente, P. Dirac integró la relatividad especial en la mecánica cuántica, dando origen a la teoría cuántica de campos.^[4]

Por todo ello, la Asamblea General de las Naciones Unidas, en reconocimiento a 100 años de desarrollo de la mecánica cuántica, ha proclamado el 2025 como el Año Internacional de la Ciencia y la Tecnología Cuánticas (IYQ, por sus siglas en inglés) con objeto de promover la importancia de los fenómenos cuánticos y sus aplicaciones en la mejora de nuestra sociedad y nuestra calidad de vida.

Así pues, el presente trabajo tiene como fin desarrollar un conjunto de experiencias divulgativas (demostraciones, actividades y simulaciones), diseñadas para complementar los aprendizajes básicos del alumnado en las materias de Física y Química, permitiendo profundizar en los conceptos fundamentales de la mecánica cuántica moderna y su papel en los avances tecnológicos más recientes.

1. Cuerpo negro. Ley de radiación de Planck. Concepto de quantum.

Uno de los hitos capitales en el desarrollo de la Mecánica Cuántica fue la presentación que Max Planck hizo en 1900 de sus estudios sobre la radiación del cuerpo negro.^[5]

Todo objeto caliente emite radiación.

El modelo consiste en una cavidad negra calentada a una temperatura T de modo que los átomos de las paredes vibran sobre sus posiciones de equilibrio (Figura 1.1a). Estos emiten y absorben radiación alcanzando un equilibrio térmico en el que la radiación tiene una distribución de energía bien definida.

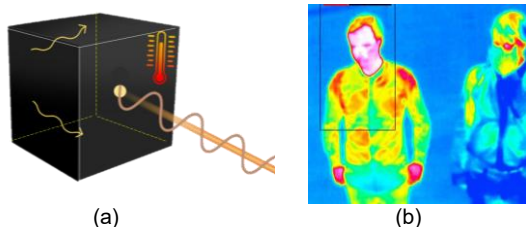


Figura 1.1 a) Modelo de cuerpo negro teórico; b) cámara térmica para la detección de la radiación no visible.

La densidad de energía emitida $E(\nu, T)$ depende de la temperatura del cuerpo y de la frecuencia de la radiación. Por ejemplo, nuestro cuerpo emite radiación, fundamentalmente en la región del infrarrojo, que es detectable por instrumentos de visión nocturna (Figura 1.1b). A medida que la temperatura aumenta, el máximo del pico de la radiación emitida se desplaza hacia el rojo ($\lambda \approx 790$ nm), y eventualmente se hace visible al ojo humano.

La fórmula presentada como la ley de radiación de Planck se ajustó finalmente a la siguiente expresión:

$$B(\nu, T) = \frac{P(\nu, T)}{S \cdot \nu} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (1.1)$$

donde $B(\nu, T)$ es la potencia radiada $P(\nu, T)$ por unidad de superficie (S) y por unidad de frecuencia (ν), en $\left[\frac{W}{m^2 \cdot s^{-1}}\right]$; T la

temperatura de equilibrio del cuerpo caliente, en kelvin (K), y ν la frecuencia de la radiación emitida y absorbida en el equilibrio ($Hz=ciclos/s$). Aquí aparecía por vez primera una nueva constante universal, $h=6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s, la denominada constante de Planck, junto con la velocidad de la luz, $c=3 \cdot 10^8$ m/s, y la constante de Boltzmann, $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K.

ACTIVIDAD 1.1 ESPECTRO DEL CUERPO NEGRO. En esta actividad se estudia el espectro de emisión de la radiación de un cuerpo negro con la simulación gráfica de PhET.^[6] Se puede comprobar que a medida que la temperatura del cuerpo aumenta ($T_1 < T_2 < T_3$), los máximos de λ para cada curva disminuyen. En definitiva, la frecuencia ν aumenta según $\nu=c/\lambda$, desplazándose el máximo hacia la zona visible (Figura 1.2). Aquí se representa la potencia radiada en megavatios (MW) por unidad de superficie y por unidad de longitud de onda (λ en unidades de micrómetros) quedando finalmente la ecuación anterior (Ec. 1.1) así:

$$B(\lambda, T) = \frac{P(\lambda, T)}{S \cdot \lambda} = \frac{8\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda \cdot kT}\right) - 1} \quad (1.2)$$

con $B(\lambda, T)$ en $\left[\frac{MW}{m^2 \cdot \mu m}\right]$. El área bajo la curva proporciona la potencia por unidad de superficie $P(\lambda, T)/S$ en W/m^2 .^[7]

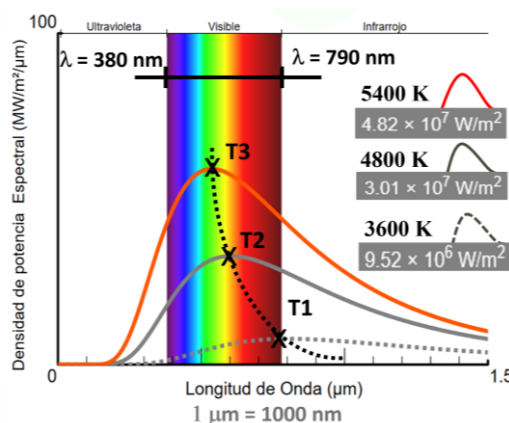


Figura 1.2 Representación de $B(\lambda, T)$ como potencia radiada por unidad de superficie y por unidad de longitud de onda. Ley de Wien (curva trazada por los máximos).

Por otro lado, se demuestra que los máximos de las curvas se desplazan según la expresión $\lambda_{max} \cdot T = b$, la cual es conocida como ley de desplazamiento de Wien con un valor de la constante b igual a $2,898 \cdot 10^{-3}$ K·m. Esta ley general $\lambda_1 \cdot T_1 = \lambda_2 \cdot T_2 = \lambda_3 \cdot T_3 \dots$ es muy útil para determinar la temperatura de cuerpos calientes, como hornos o estrellas, a partir del análisis de la longitud de onda de la radiación.

Tabla 1.1 Datos de la simulación de PhET para el cálculo de $\lambda_{max} \cdot T$.

T (K)	λ_{max} (μm)	$\lambda_{max} \cdot T = b$ (K·μm)	Error $ \Delta b $ (K·μm)	Er (%)
(1) 3600	0,805	2898,0	0,0	0,00
(2) 4800	0,604	2899,2	1,2	0,04
(3) 5400	0,537	2898,9	0,9	0,03

ACTIVIDAD 1.2 LEY DE WIEN. En esta actividad, el alumnado completará la Tabla 1.1 para comprobar que se cumple la *ley de Wien*, anotando los máximos dados por la simulación de $PhET^{[6]}$ para cinco temperaturas distintas. Para facilitar los cálculos se utilizará el factor b en otro orden de magnitud, con un valor igual a $2898 \text{ K}\cdot\mu\text{m}$.

ACTIVIDAD 1.3 CALENTAMIENTO AL ROJO. Con ayuda de una pinza de madera como sujeción, se realiza el ensayo a la llama con un mechero Bunsen, a unos $1500 \text{ }^\circ\text{C}$ aproximadamente, de las siguientes piezas materiales: grafito, hierro, cobre y *nicrom* (Figura 1.3).

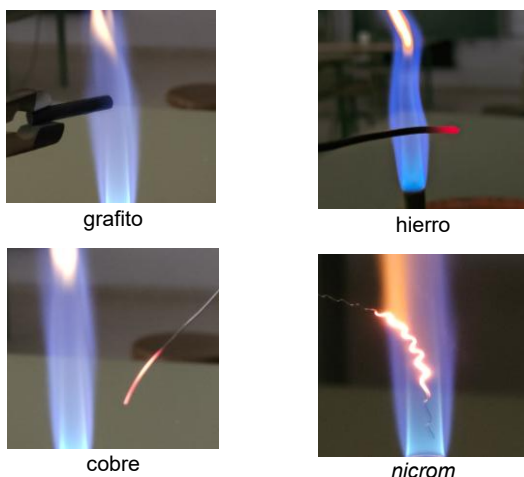


Figura 1.3. Radiación emitida por el calentamiento de distintas muestras materiales: grafito, hierro, cobre y *nicrom* (Ni-Cr). Desplazamiento al rojo antes de alcanzar su temperatura de fusión ($\text{Fe}=1540 \text{ }^\circ\text{C}$; $\text{Cu}=1085 \text{ }^\circ\text{C}$; *nicrom*= $1400 \text{ }^\circ\text{C}$). El carbono, en su forma alotrópica conocida como grafito, sublima a $3500 \text{ }^\circ\text{C}$; con esta llama no se consigue llegar al rojo vivo.

En las muestras de cobre, hierro y *nicrom* se observa el desplazamiento hacia el rojo visible, excepto en el grafito. Este último representa una buena aproximación para simular la radiación de un cuerpo negro con una emisividad e cercana a 1 donde se absorbe e irradia toda la radiación. Si la emisividad de la superficie vale uno ($e=1$) se dice que se comporta como un espejo brillante, es decir, no absorbe energía, solo la refleja.

Consideraciones finales: Planck demostró que su ecuación (Ec. 1.1) podía deducirse a partir de dos hipótesis que en la época resultaban revolucionarias:

1) Los átomos de las paredes que constituyen la cavidad negra se comportan como osciladores armónicos que pueden absorber o emitir energía en una cantidad proporcional a su frecuencia. Esto es, la energía de un sistema solo puede tomar valores discretos dado por $E=nh\nu$, con n es un número entero.

2) Solo se puede absorber y emitir energía en unidades discretas llamadas *cuantos* (*quantum*), de forma que en una transición entre dos estados i,j de energías E_i y E_j se verifica

$$|E_i - E_j| = h\nu \quad (1.3)$$

donde ν es la frecuencia de la onda asociada al *cuanto*, es decir, al paquete de energía absorbido o emitido.

Planck recibió el Nobel de Física en 1918 por sus primeros avances en la teoría cuántica. Más tarde, A. Einstein extendió esta hipótesis a la naturaleza de la luz apareciendo la idea del fotón como partícula. Einstein también fue galardonado con el Premio Nobel de Física en 1921 por sus explicaciones sobre el *efecto fotoeléctrico* y sus numerosas contribuciones a la física teórica.

2. De Broglie. La doble naturaleza de la materia. El experimento de la rendija.

A pesar del éxito de las ideas de Planck, los físicos no sabían cómo generalizar estos resultados hasta que Louis de Broglie (Nobel de Física en 1929) dio la respuesta en su trabajo de tesis doctoral. Toda partícula material tiene propiedades de ondas y se verifica que

$$h = \lambda \cdot p \quad (2.1)$$

siendo una vez más la constante de Planck h la que establece conexión entre el mundo macroscópico y el cuántico. En esta relación, conocida como el *principio de dualidad onda-partícula*, el momento de un fotón está dado por $p=h \cdot \nu/c$, y para una partícula de masa m por $p=m \cdot v$. Así, un objeto macroscópico tiene asociado un valor muy pequeño de longitud de onda, mientras que un objeto cuántico, de masa muy reducida o insignificante, tiene un valor alto de λ .

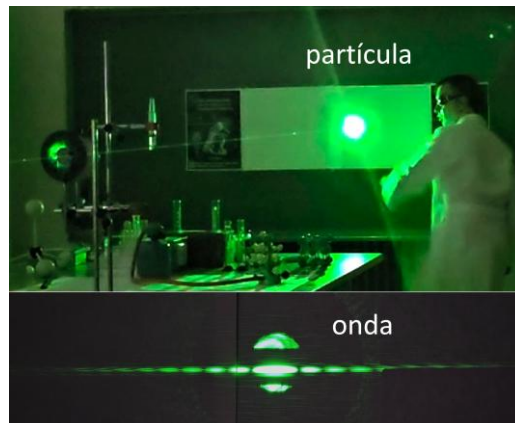


Figura 2.1 Naturaleza dual de la materia cuando se hace pasar por una rendija un haz de luz verde de un láser YAG. Este dispositivo contiene un pequeño cristal de granito de un óxido doble de aluminio e itrio dopado con neodimio. La radiación de salida tiene una longitud de onda de 532 nm .

Por consiguiente, si se hace pasar la radiación de una fuente de luz a través de una rendija de tamaño macroscópico, los fotones de la radiación incidente forman un punto central en la pantalla de proyección. En cambio, cuando va reduciéndose las dimensiones de la rendija (del orden de la décima parte de un milímetro) se observa un patrón de luz extendido a ambos lados del eje de la zona central. En otras palabras, el confinamiento de las partículas revela su naturaleza ondulatoria (Figura 2.1).

Para comprender los detalles de este fenómeno debemos conocer previamente las condiciones en las que dos ondas producen una interferencia constructiva o destructiva, es decir, los requisitos para observar una zona de luz o de oscuridad en la pantalla de proyección. Por ejemplo, si dos ondas que se superponen en una región del espacio lo hacen en fase, esto es, los máximos coinciden en un mismo punto, resulta una interferencia constructiva que dará lugar a una onda total cuya amplitud es la suma de los máximos individuales (Figura 2.2a). En cambio, si no están en fase, por ejemplo, el máximo de una coincide con el mínimo de otra (Figura 2.2b), la interferencia es, en este caso, totalmente destructiva y no habrá onda resultante, es decir, se observará una zona de oscuridad.

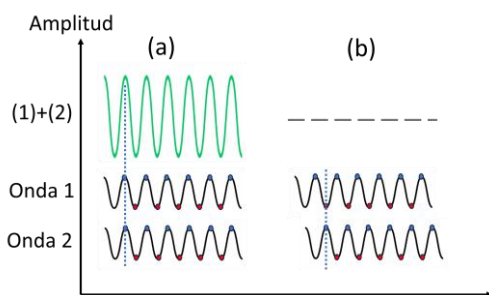


Figura 2.2 Interferencia de dos ondas.

El patrón de difracción observado en la pantalla de proyección se puede explicar con ayuda de la Figura 2.3. Cuando un haz de luz se hace pasar a través de una rendija simple de amplitud a , los primeros máximos aparecen a una distancia y sobre el eje central de la pantalla, la cual está situada a una distancia L respecto de la rejilla. Para producir una interferencia constructiva, es decir, que las ondas lleguen con la misma fase en el punto de proyección y , la diferencia de camino δ recorrida por estas debe ser un múltiplo entero de longitudes de ondas, $n\lambda$.

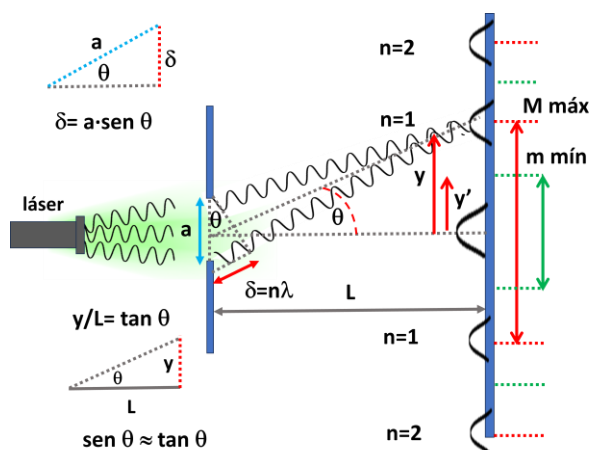


Figura 2.3 Representación de un patrón de difracción cuando un haz de luz atraviesa una rejilla de una sola rendija.

Empleando trigonometría para incluir el tamaño a de la rendija, se obtiene que $\delta = a \cdot \text{sen} \theta$, siendo $\delta = n\lambda$. Esto resulta en $a \cdot \text{sen} \theta = n\lambda$. Por otro lado, si la pantalla de proyección se coloca a una distancia lejana L respecto de la rendija, el ángulo de desviación para el primer máximo o mínimo

(primera zona de luz o sombra desde el eje central) es significativamente muy pequeño y se puede aplicar la siguiente aproximación: $\text{sen} \theta \approx \tan \theta$. Al sustituir $\tan \theta$ por el cociente y/L , la condición de difracción para la rendija queda de la siguiente forma:

$$a \frac{y}{L} = n\lambda \quad (2.2)$$

siendo $n=1,2,3,4\dots$ el orden de difracción para los respectivos máximos ($M=2ny$) o mínimos ($m=2ny$).^[6]

ACTIVIDAD 2.1 PATRONES DE DIFRACCIÓN. En esta experiencia se comprueba el comportamiento dual de la materia realizando las siguientes tareas:

a) Tarea 1. Se observará el fenómeno de dualidad a partir de rejillas de una sola rendija de apertura fija y/o variable. Se utilizarán dos dispositivos láser de diferentes longitudes de onda (rojo, 650 nm, puntero láser genérico; verde, 532 nm, YAG-AC de 5 MW). En el montaje, el láser de luz se colocará a unos 50 cm de la rejilla y la pantalla de proyección a unos 400 cm de ésta.

Precaución: para el puntero láser de luz verde se deben utilizar las gafas de protección láser y evitar mirar directamente el punto de luz.

b) Tarea 2. Se representará en papel los distintos patrones de difracción observados con rendijas de diferentes tipos: simples o circulares, así como de diferentes tamaños y multiplicidades (Figura 2.4).

c) Tarea 3. *Double-Slit Experiment de JavaLab Science Simulations.*^[9] En este simulador se observará el patrón generado por la difracción de la doble rendija, así como la distribución de intensidades de las franjas de luz obtenidas al modificar diversos parámetros de la ecuación 2.2.

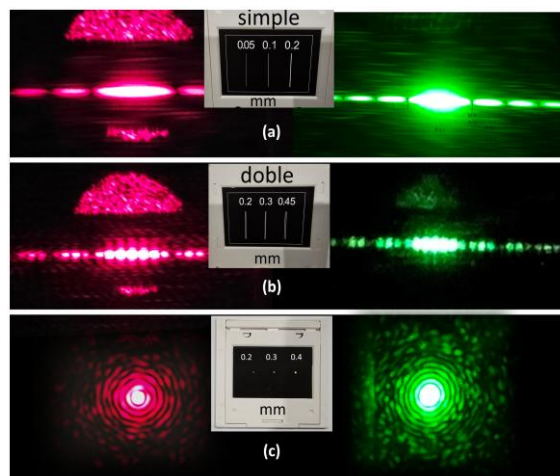


Figura 2.4 Patrones de difracción observados para distintas rendijas: (a) simple, (b) doble y (c) circular.

ACTIVIDAD 2.2 PARÁMETROS DE LA DIFRACCIÓN. El alumnado completará la Tabla 2.1 para la determinación de alguno de los parámetros de la ecuación de difracción (Ec. 2.2). Los valores que no suelen ser fácilmente accesibles para su medida son la apertura a de la rendija, o bien la

longitud de onda λ de la radiación, ya que tanto la distancia L de la pantalla de proyección como los máximos o mínimo del patrón de difracción se pueden medir de manera sencilla con ayuda de una cinta métrica y una regla milimétrica, respectivamente. Los dispositivos láser para esta experiencia serán los mismos que los utilizados en la actividad 2.1: rojo (650 nm) y verde (532 nm). Para una difracción de orden $n=1$, los máximos aparecen a ambos lados del eje central a una distancia igual a $y=M/2n$ siendo M la distancia entre los dos primeros máximos; los mínimos se observan a $y'=m/2n$ donde m es la distancia entre los dos primeros mínimos o franjas de oscuridad (ver Figura 2.3). Para el montaje, el láser de luz se colocará a unos 50 cm de la rejilla y, a esta última, a unos 400 cm respecto de la pantalla de proyección.

Tabla 2.1 Determinación de la rendija a o de la longitud de onda λ .

Incógnita	Parámetro tabulado	L (cm)	y' (n=1) (mm)	Valor medido	Er (%)
a	$\lambda = 650$ nm	400	27	0.096 mm ^a	3,85
λ	$a = 0,1$ mm	400	27	670 nm ^b	4,00

Referencia: ^[a] rendija simple de 0.1 mm; ^[b] láser rojo de 650 nm.

Consideraciones finales: el confinamiento de un haz de luz a través de una rendija permite observar las características ondulatorias de la materia. En una rejilla de una sola rendija (Figura 2.4a) se obtiene un patrón sencillo observándose zonas de luz alternadas con franjas oscuras. La mitad de la distancia entre dos máximos de luz (del mismo orden n) está dada por $y=M/2n$, aunque en la práctica se aprecian mejor las franjas oscuras ($y'=m/2n$). Para la doble rendija (Figura 2.4b) se comprueba visualmente la multiplicidad del patrón de difracción en cada uno de los fragmentos de luz situados a ambos lados de la zona central. En cambio, se obtiene un patrón muy distinto para una rendija circular (Figura 2.4c).

3. Relación de indeterminación de Heisenberg. Comprobación experimental.

La relación de indeterminación o principio de incertidumbre de Heisenberg se puede expresar de manera simple en palabras como sigue:

Es imposible conocer simultáneamente y con exactitud la posición (x) y el momento (p) de una partícula.

Dicho de otro modo, cuanta mayor certeza se busque en la determinación de la posición de una partícula, menos se conoce su momento lineal y, por tanto, su masa y velocidad. Este principio fue enunciado por el físico teórico alemán Werner Heisenberg en 1927 el cual fue galardonado poco después con el Nobel de Física en 1932.

Cabe añadir que existe además cierta confusión conceptual que tiende a asumir que la indeterminación es consecuencia del procedimiento experimental a la hora de medir propiedades físicas, es decir, para realizar la medida es necesario que un fotón de luz (observador) choque con la partícula, con lo cual está modificando su posición y velocidad. Sin embargo, lo que el principio de indeterminación

afirma es que las propiedades de las partículas se encuentran en estado de superposición (combinación lineal de posibles estados de la variable a medir) y, por tanto, tienen atribuidas a la vez diferentes valores de posición (x_1, x_2, x_3, \dots) y de momento lineal (p_1, p_2, p_3, \dots), no existiendo estados físicamente posibles con valores bien definidos de posición y momento.^[10] Una explicación adaptada de este principio puede darse con ayuda del experimento de la rendija, en el que un haz de luz se hace pasar por rendijas simples de distintos tamaños (ver Figura 3.1). La partícula, es decir, el fotón, presenta un comportamiento ondulatorio, de modo que al aplicarse la condición de difracción ($a \cdot \sin \theta = n\lambda$) para $n=1$ y, siendo $a=\Delta x$, tenemos

$$\sin \theta = \lambda / \Delta x \quad (3.1)$$

Justo antes de pasar por la rendija, la partícula tiene un momento lineal inicial, $p_{inicial}$. Posteriormente, cuando se intenta confinar en un espacio reducido como el de la rendija, el estado cuántico de la partícula conduce a una superposición de valores de $p=m \cdot v$ (p_1, p_2, p_3, \dots). En consecuencia, su momento oscila (con un valor medio de p) entre un estado $p_{inicial}$ y p_{final} , es decir, Δp . Por simplicidad ignoramos que Δp sea una combinación de posibles estados de p ($p=c_1p_1 + c_2p_2 + c_3p_3, \dots$), y simplemente se aproxima a

$$\Delta p \approx p_{final} \cdot \sin \theta \quad (3.2)$$

Sustituyendo la ecuación de Louis De Broglie ($p_{final}=h/\lambda$) y la ecuación 3.1 en esta última, resulta

$$\Delta p \approx \frac{h}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{\Delta x} \rightarrow \Delta x \cdot \Delta p \approx h \quad (3.3)$$

No obstante, la verdadera ecuación obtenida a partir de los postulados de la mecánica cuántica es $\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2$, pero se puede decir que es una buena aproximación, ya que ambas tienen el mismo orden de magnitud con $\hbar=h/2\pi$.

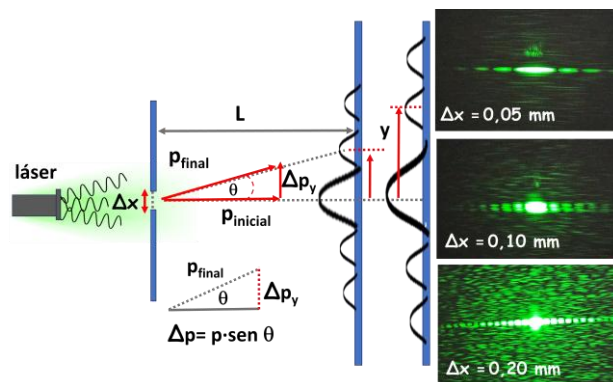


Figura 3.1 Adaptación para la relación de indeterminación de Heisenberg. Patrón de difracción obtenido con el puntero láser de luz verde (532 nm) a través de rendijas simples con distintos valores de Δx (0.20 mm, 0.10 mm y 0.05 mm).

ACTIVIDAD 3.1 INDETERMINACIÓN DEL ESTADO CUÁNTICO DE LA MATERIA. En esta experiencia el alumnado completará la Tabla 3.1, midiendo las distancias de los mínimos observados (franjas oscuras) en la pantalla de

proyección con rendijas de distintos tamaños y usando un solo tipo de láser (rojo o verde). Igualmente, el láser de luz se colocará a unos 50 cm de la rejilla y la pantalla de proyección a unos 400 cm de ésta. Para conseguir una mayor precisión se medirán las distancias de los tres primeros mínimos ($n=1, 2$ y 3) a ambos lados del eje central, esto es, $y'=m/2n$, tomando como dato el valor medio, y'_{medio} .

Tabla 3.1 Distancias de los mínimos (y'_{medio}) registrados en la pantalla de proyección para rendijas de distintos tamaños, con $L=400$ cm.

Rendija (mm)	y'_{medio} (rojo) (mm)	y'_{medio} (verde) (mm)
0,05	46,50	38,0
0,10	26,75	22,5
0,20	12,72	10,8

Consideraciones finales: bajo la perspectiva del fenómeno ondulatorio, según $a \cdot \sin\theta = n\lambda$, siendo $n\lambda$ una constante en el experimento, el producto $a \cdot \sin\theta$ debe ser constante. Esto es, si la apertura de la rendija a disminuye, el seno del ángulo θ aumenta. Como consecuencia de esta condición los fragmentos de luz (máximo) o las franjas de oscuridad (mínimo) aumentan de amplitud. Asimismo, se puede apreciar el aumento de las distancias y o y' respecto del eje central. Para el láser verde los valores de los mínimos y' son ligeramente más pequeños comparados con los del láser rojo. En este caso, el producto $a \cdot \sin\theta$ es menor; si se mantienen los mismos valores de las ranuras a , el ángulo disminuye y, en consecuencia, también los valores de y' .

En resumen, un confinamiento o una mayor precisión en la posición de la partícula conlleva la pérdida de información en su momento lineal p o su velocidad v cuando la masa m es constante, es decir:

$$\Delta x \cdot \Delta p = \Delta x \cdot \Delta(m \cdot v) = \Delta x \cdot m \cdot \Delta v \geq \hbar/2 \quad (3.4)$$

4. Radiación de luz monocromática.

La energía de cada uno de los fotones de una radiación monocromática está dada por la *relación de Planck* para los *quants* de energía:

$$E = h \cdot \nu = h \cdot c / \lambda \quad (4.1)$$

esto es, la energía del fotón está determinada solamente por su frecuencia ν o por la inversa de su longitud de onda λ .

Para el ojo humano el rango visible observable va aproximadamente desde los 380 nm (violeta) hasta los 790 nm (rojo). A mayor frecuencia (o menor λ), la energía de los fotones de una radiación monocromática será mayor (Figura 4.1). Otros parámetros relacionados son la intensidad y la potencia de la radiación; la intensidad se asocia con el número de fotones por unidad de superficie; la potencia, con el número de fotones por unidad de tiempo.

Supongamos ahora que usamos rejilla con una rendija simple de tamaño a , colocada a una distancia L de la pantalla

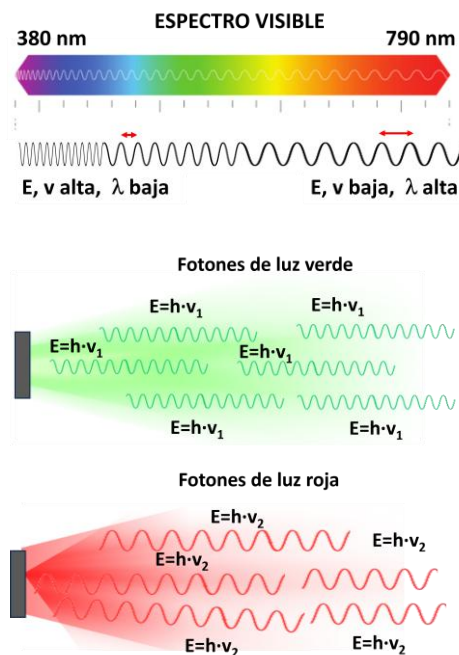


Figura 4.1 Espectro de radiación visible para el ojo humano (arriba). Energía E para los fotones de la radiación verde (532 nm) y roja (650 nm), siendo $E_{verde} > E_{roja}$ (abajo).

de proyección. Con el registro del patrón de difracción de dos radiaciones distintas (λ_1, λ_2) y midiendo las distancias correspondientes a los primeros máximos o mínimos de ambas (y_1, y_2), se puede calcular la longitud de onda de una radiación desconocida a partir de otra previamente conocida, utilizando la siguiente ecuación:

$$\lambda_1 \cdot y_2 = \lambda_2 \cdot y_1 \quad (4.2)$$

Esta expresión se obtiene igualando la condición de difracción $a \cdot y/L = n\lambda$ para cada una de las radiaciones analizadas, siendo a , L y n parámetros constantes del experimento. Esto es:

Láser verde (532 nm)	Laser rojo (X nm)
$a \frac{y_1}{L} = n\lambda_1$	$a \frac{y_2}{L} = n\lambda_2$
$\frac{a}{nL} = \frac{\lambda_1}{y_1}$	$\frac{a}{nL} = \frac{\lambda_2}{y_2}$
$\frac{\lambda_1}{y_1} = \frac{\lambda_2}{y_2} \Rightarrow \lambda_1 = \frac{y_1}{y_2} \lambda_2$	

ACTIVIDAD 4.1 DETERMINACIÓN DE LA LONGITUD DE ONDA DE UNA RADIACIÓN LÁSER. A partir de las medidas realizadas en la actividad 3.1 (ver Tabla 3.1), el alumnado simulará el cálculo de la longitud de onda de una radiación desconocida a partir de otra ya conocida de ante mano. Una mitad del grupo de clase determinará la longitud de onda del láser rojo a partir de la del láser verde, y la otra mitad lo hará a la inversa. Para ello se completará la Tabla 4.1 para rejillas

con rendijas simples de diferentes dimensiones, calculando posteriormente λ con la ecuación 4.2. Aquí se ha supuesto conocida la radiación de luz verde.

Tabla 4.1 Valores medios de y' para rendijas simples de distintos tamaños calculados a partir de los patrones de difracción.

$\lambda_{(\text{rojo})} = \frac{y_{\text{rojo}}}{y_{\text{verde}}} \lambda_{(\text{verde})} \quad (4.2)$					
Rendija (mm)	y' (verde) (cm)	y' (rojo) (cm)	λ (rojo) (nm)	$ \Delta\lambda $ (nm)	Er (%)
0,05	38,0	46,50	651,0	1	0,2
0,10	22,5	26,75	632,5	11	2,7
0,20	10,8	12,72	626,6	23,4	3,6

Referencias: láser verde, $\lambda=532$ nm; rojo, $\lambda=650$ nm.

Consideraciones finales: cuanto menor sea el tamaño de la rendija a , mayor será la separación entre dos mínimos. Esto permite una mejor visualización del patrón de difracción, reduciendo el margen de error en la medición.

5. Determinación del tamaño de un objeto cuántico con un puntero láser.

El fenómeno de difracción de la luz también se observa cuando dicha radiación tiene que incidir sobre un objeto microscópico de tamaño d equivalente a las dimensiones de la rendija a (Figura 5.1). Para que ocurra, las dimensiones del objeto deben ser aproximadamente del mismo orden de magnitud que la longitud de onda de la radiación incidente. Si en un experimento de difracción con una rendija simple colocamos el objeto a una distancia L respecto de la pantalla de proyección, pasando a través de este un haz de luz de longitud de onda λ conocida, es posible determinar el tamaño d de este objeto cuántico a partir del patrón de difracción observado según la ecuación de difracción $d \cdot y'/L = n\lambda$ con d equivalente a la apertura de la rendija a .

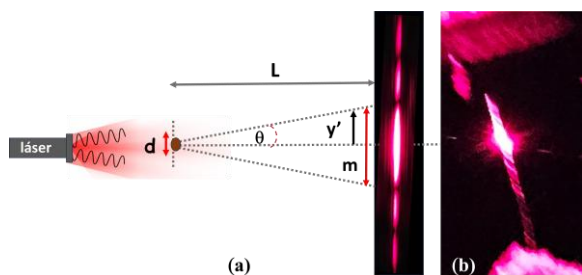


Figura 5.1 (a) Patrón de difracción para la determinación del diámetro de un cabello humano; (b) vista ampliada del filamento.

ACTIVIDAD 5.1. DIÁMETRO DEL CABELLO HUMANO. En esta experiencia se determina el grosor de un cabello humano utilizando el experimento de difracción simple. Para ello se sustituye la rejilla por un filamento de cabello humano colocándolo a una distancia L de la pantalla de proyección.

Con el fin de marcar con mayor precisión las zonas donde aparecen los mínimos (franja oscura), se fijará una hoja en la pantalla de proyección. La experiencia se puede realizar con algún dispositivo láser genérico. Aquí se emplean los láseres de luz roja (650 nm) y verde (532 nm) utilizando para este último gafas de protección láser.

Tabla 5.1 Parámetros de difracción obtenidos con dos punteros láser (rojo y verde) para el cálculo del diámetro d de un cabello humano.

λ (mm)	distancia L (cm)	y' medio (cm)	d (mm)	$ \Delta d ^a$ (mm)	Er (%)
$532 \cdot 10^{-6}$	400	2,42	0,088	0,008	10
$650 \cdot 10^{-6}$	400	3,18	0,082	0,002	2,5

^[a] Diámetro promedio: $d=80 \mu\text{m}$ (0,080 mm).^[11]

Consideraciones finales: el haz de luz de un puntero láser genérico permite medir con bastante precisión el grosor de un cabello humano del orden de unas 100 veces más pequeño que un milímetro. Si se mantiene constante la distancia L , cuanto mayor sea λ , mejor se apreciarán las separaciones entre los mínimos y' , lo que reduce el error en la medición.

6. Cuantización de los niveles de energía. Modelo de Bohr. Espectros de emisión.

Niels Bohr (Nobel de Física en 1922) desarrolló un nuevo modelo atómico (Figura 6.1) que estaba de acuerdo con algunos datos cuantitativos sobre los espectros de los átomos.^[12] En este modelo, el electrón gira alrededor del núcleo bajo la influencia de la atracción de *Coulomb* describiendo una órbita de radio determinado. No todas las órbitas son posibles, ya que el momento angular L debe ser un múltiplo entero de \hbar ($L=n\hbar$) siendo n el número cuántico principal.

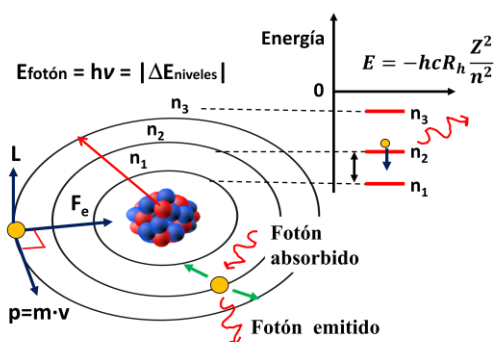


Figura 6.1 Modelo atómico de Bohr.

Asimismo, por su dependencia con n , la energía de un nivel o capa, dada por $E = -hcRZ^2/n^2$, tampoco puede tomar cualquier valor. El electrón solo puede pasar de un nivel a otro si se produce la absorción o emisión de un *quantum* de energía (fotón) cuyo valor está determinado por la diferencia de energía entre estos niveles:

$$\Delta E = |E_m - E_n| = E_{\text{fotón}} = h\nu = h \cdot c/\lambda \quad (6.1)$$

En los espectros de absorción atómica se analiza la radiación absorbida por los átomos, mientras que en los espectros de emisión son de interés las radiaciones que emiten. En ambos casos, los espectros se caracterizan por unas líneas espectrales, ya que los estados electrónicos tienen energías bien definidas. Esto difiere de las bandas más anchas observadas en los espectros de las moléculas como se discutirá más adelante (Figura 6.2).

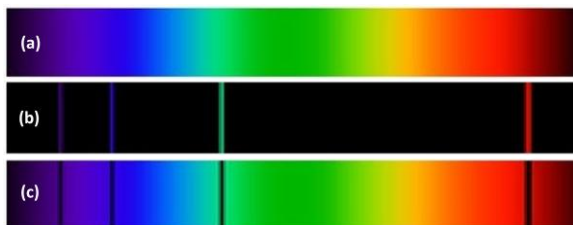


Figura 6.2 Comparativa entre un espectro continuo (a), de emisión (b) y absorción (c).

Previo al modelo de Bohr, los primeros estudios espectroscópicos de emisión y absorción sobre el hidrógeno (el elemento más simple) fueron desarrollados ampliamente por Rydberg alrededor de 1890. Sus resultados culminaron con la reconocida fórmula empírica que relaciona la longitud de onda λ con los niveles energéticos de los estados implicados (n, m) durante la transición electrónica (Ec 6.2),

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right] \quad (m > n) \quad (6.2)$$

siendo R_H la constante de Rydberg igual $1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$. Esta ecuación respaldó finalmente el nuevo modelo propuesto por Bohr, ya que, a partir de la variación de energía entre dos niveles electrónicos, $\Delta E = E_m - E_n$, con $E = -hcRZ^2/n^2$, se obtiene el mismo resultado empírico que obtuvo Rydberg.

Así pues, cuando una muestra de átomos de un elemento se excita térmicamente, por ejemplo, con ayuda de la llama de un mechero Bunsen, estos pasan a una configuración de estado excitado M^i , es decir, se promocionan electrones a los niveles superiores. Por ejemplo, el átomo de sodio tiene la siguiente transición característica: $\text{Na} = 1s^2 2s^2 2p^6 3s^1 3p^0 \rightarrow \text{Na}^* = 1s^2 2s^2 2p^6 3s^0 3p^1$. Este nuevo estado es inestable y el electrón de valencia regresa al nivel inferior 3s, emitiendo una radiación característica cuyo fotón tiene una energía igual a $\Delta E(m, n)$.

A continuación, cabe preguntarse si pueden ocurrir otras posibles transiciones. La respuesta no parece simple, ya que la mecánica cuántica también determina aquellos tránsitos que tienen mayor probabilidad de producirse. Para avanzar en este contexto, continuaremos el desarrollo con una explicación adaptada.^[13]

La intensidad I de una radiación es proporcional al cuadrado de la integral de transición electrónica, dada en la siguiente relación:

$$I \propto \left| \int \Psi_m(\mu) \Psi_n^* d\mu \right|^2 \quad (6.3)$$

siendo μ el momento dipolar que vincula las distribuciones de

las cargas de los estados inicial y final, Ψ_m y Ψ_n , es decir, de las funciones implicadas en el tránsito electrónico $n \rightarrow m$. La integral de transición no se anula si el sistema tiene un momento dipolar permanente. En los átomos, cualquier electrón de valencia se comportará como un oscilador armónico cuyo momento dipolar está dado por $\vec{\mu}_e = q \cdot \vec{r}$. Ahora bien, el desarrollo de esta integral permitirá llegar a las denominadas reglas de selección cuánticas para una transición. Estas se resumen como sigue: $\Delta s = 0$ y $\Delta l = \pm 1$

La primera es la denominada regla de selección del espín que afirma que solo son permitidas aquellas transiciones donde el electrón no cambia su espín cuando pasa a otro nivel. Al separar la contribución angular del espín χ_n de la parte angular orbital ϕ_n , la función de onda del electrón queda definida como $\psi_n = \phi_n \cdot \chi_n$, resultando que

$$I \propto \left| \int \phi_n \chi_n \hat{\mu} \phi_m \chi_m d\tau \right|^2$$

$$I \propto \left| \int \phi_n \hat{\mu} \phi_m d\tau \right|^2 \cdot \left| \int \chi_n \chi_m d\tau \right|^2 \quad (6.4)$$

La integral $\int \chi_n \chi_m d\tau$ será nula, o sea, la transición no estará permitida, si las funciones de espín de partida y final son independientes, esto es, desde un punto de vista cuántico, si el espín total de cada función es distinto. Esto puede expresarse de forma compacta utilizando la delta de Kronecker como:

$$\int \chi_n \chi_m d\tau = \delta_{nm} \begin{cases} n=m & \delta_{nm}=1 & \chi_n(\uparrow\downarrow); \chi_m(\uparrow, \downarrow) \\ n \neq m & \delta_{nm}=0 & \chi_n(\uparrow\downarrow); \chi_m(\uparrow, \uparrow) \end{cases} \quad (6.5)$$

La segunda es la regla de selección orbital, conocida como la regla de Laporte (cuyo desarrollo está fuera del objetivo de este trabajo). Esta indica que una transición es prohibida si solo implica una redistribución de los electrones dentro de un mismo tipo de orbital. En otras palabras, no son permitidos los tránsitos con el mismo valor de momento angular l (siendo $l = 0, 1, 2, 3, \dots$), esto es, los tránsitos del tipo: $s \rightarrow s, p \rightarrow p, d \rightarrow d \dots$ o los tránsitos que implique una variación del número cuántico l mayor que uno, es decir, los tránsitos $s \rightarrow d$ o $p \rightarrow f$. Por el contrario, según esta regla, sí están permitidos los del tipo $s \rightarrow p, p \rightarrow d \dots$ donde $\Delta l = 1$.

En definitiva, tanto las reglas de selección cuántica como la discretización de los niveles de energía determinan la radiación característica que pueden emitir o absorber los sistemas moleculares, así como los átomos de cada uno de los elementos de la tabla periódica. Entre sus aplicaciones se destacan las técnicas espectroscópicas, como la espectroscopía de emisión atómica de llama, una técnica analítica utilizada para determinar la composición elemental de una muestra mediante la radiación que esta emite o absorbe. Este método permite, por ejemplo, identificar elementos como Fe, Na, P o K en fertilizantes, así como detectar metales pesados en muestras biológicas —sangre, orina, tejidos— y en productos alimenticios. En esta técnica, la muestra se atomiza previamente, lo que implica la ruptura de todos los enlaces para que los átomos de cada elemento queden separados. Es necesario controlar las condiciones del aparato de medida para no formar iones, ya que estos darían lugar a espectros distintos.

ACTIVIDAD 6.1 ENSAYO A LA LLAMA CON UN MECHERO BUNSEN.

En esta experiencia se analiza el color de la radiación emitida por algunos elementos químicos cuando estos se exponen a la llama de un *mechero Bunsen*. Para ello se preparan, en unos pulverizadores, varias disoluciones de etanol comercial (50-60 mL) con pequeñas cantidades de las siguientes sales: NaCl, KCl, SrCl₂, CuCl₂ y FeCl₃ (Figura 6.3). Los cloruros suelen ser más solubles, y en aquellos casos en los que no se complete su solubilidad, se añadirá la mínima cantidad de agua para evitar que el pulverizador se obstruya con restos no disueltos. Las diferentes sales contienen los iones Na⁺, K⁺, Sr²⁺, Cu²⁺..., pero estos se reducen en el interior de la llama a la especie neutra Na, K, Sr, Cu, respectivamente. O sea, se atomizan. En esta zona hay una mayor concentración de combustible (etanol), el cual actúa como reductor frente al oxígeno del aire (oxidante). Este oxígeno se encuentra principalmente en el exterior de la llama produciendo solo la combustión del etanol que liberará la energía necesaria para excitar térmicamente a los átomos de la muestra.

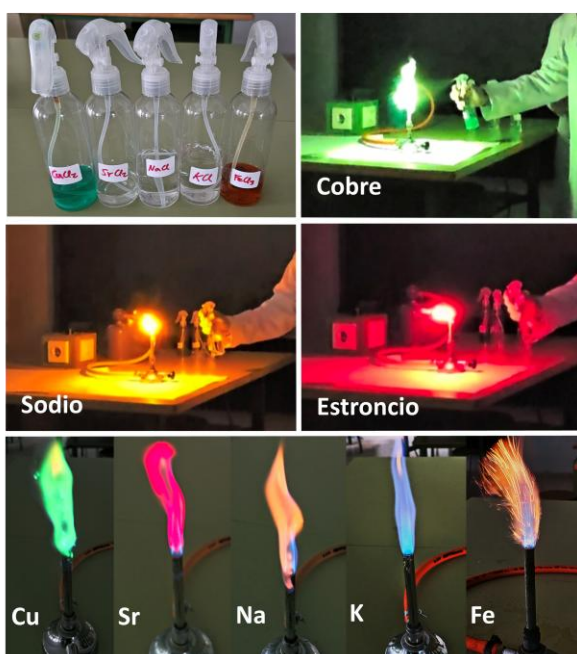


Figura 6.3. Ensayo a la llama de diversas sales cloradas de distintos elementos: Cu, Sr, Na, K y Fe.

Para llevar a cabo un análisis más completo de los espectros de emisión atómica, el alumnado podrá consultar los siguientes recursos de interés^[14] y utilizarlos para comparar así las diversas fuentes de información:

- Atomic-spectra.net*
- AtomTrace*
- Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data*
- Flame-Test* (simulador de *Javalab*)

En la Tabla 6.1 se recogen los colores observados en las distintas sales utilizadas, indicando, según la bibliografía revisada, las posibles transiciones electrónicas visibles al ojo humano. Para los elementos sodio, potasio y estroncio

resulta muy conocida la transición $s \rightarrow p$.^[15] En cambio, la disponibilidad de orbitales de valencia de tipo d para el cobre y el hierro conduce a un espectro de líneas más complejo, señalando para estos casos el rango del espectro visible donde aparecen las principales transiciones electrónicas.

Tabla 6.1 Transición electrónica característica de algunos elementos químicos en un ensayo a la llama de distintas sales cloradas.

Elemento	Configuración	Tránsito	Color	λ / nm
Na	...2s ² 2p ⁶ 3s ¹ 3p ⁰	3s→3p	amarillo-naranja	589 ^[a]
K	...3s ² 3p ⁶ 4s ¹ 3d ⁰ 4p ⁰	4s→4p	rosa-violeta	765 ^[a]
Sr	...5s ² 4d ⁰ 5p ⁰	5s→5p	rojo-fucsia	689 ^[b]
Cu	...3d ⁹ 4s ² 4p ⁰ 5s ⁰	4s→4p 3d→4p	verde	510-520 ^[c]
Fe	...3d ⁶ 4s ² 4p ⁰ 5s ⁰	4s→4p 3d→4p	amarillo-dorado	550-600 ^[c]

[a] Ref. 15a; [b] Ref. 15b; [c] Ref. 14a.

ACTIVIDAD 6.2 SERIES ESPECTROSCÓPICAS DEL ÁTOMO DE HIDRÓGENO.

Con este simulador se comprueba las distintas series espectroscópicas del espectro de emisión del átomo de hidrógeno.^[16] Estas series son un conjunto de líneas que resultan de todos los tránsitos electrónicos posibles que llegan hasta un nivel n (Figura 6.4). De ahí se conocen las series de *Lyman*, *Balmer*, *Paschen*, *Bracket* y *Pfund* con n igual 1,2,3,4 y 5, respectivamente. Las transiciones son denominadas secuencialmente mediante letras griegas. Por ejemplo, desde $m=2$ a $n=1$, es llamada Lyman- α ; de 3 a 1, Lyman- β ; de 4 a 1, Lyman- γ , etc. Para dos transiciones correspondientes a dos series espectroscópicas distintas, se compararán los datos obtenidos en la simulación con los calculados mediante la ecuación de Rydberg (Ec. 6.2). Además, se vinculará la longitud de onda de la transición electrónica con la región específica del espectro electromagnético a la que pertenecen.

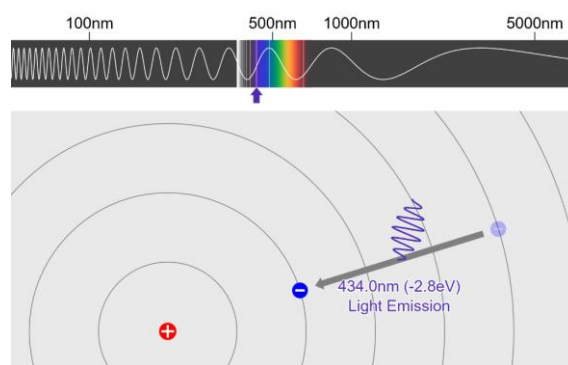


Figura 6.4 Simulador virtual de *JavaLab* para la visualización de las transiciones electrónicas en el átomo de hidrógeno.

Consideraciones finales: el color observado en la emisión de un átomo será el resultado de todas las transiciones permitidas. La transición que cumple con las reglas de selección cuántica tendrá mayor probabilidad, dando lugar a un color característico para el elemento.

7. LED cuánticos. Bandas de energía.

Akasaki, Amano y Nakamura fueron galardonados con el Premio Nobel de Física en 2014 por haber inventado una nueva fuente de luz eficiente en energía y respetuosa con el medio ambiente: el diodo emisor de luz azul o LED (por sus siglas en inglés); una tecnología que permitió posteriormente crear lámparas de luz blancas más duraderas y eficientes.^[17] Este es otro ejemplo de cuantización de la energía que ha permitido modular la emisión de luz en los dispositivos LED a partir de la naturaleza de sus materiales constituyentes (Figura 7.1). Para iniciarse en la tecnología LED debemos conocer previamente en qué consiste un semiconductor y su estructura desde un punto de vista energético.^[18]

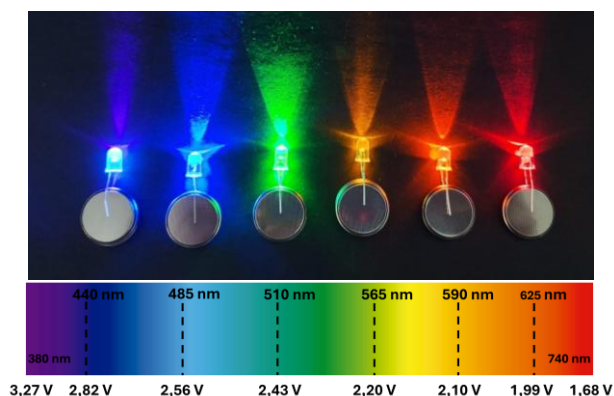


Figura 7.1 Emisión de luz en la zona del espectro visible de seis diodos LED de cápsula transparente de 5 mm.

Un átomo tiene distribuidos sus electrones en distintos niveles de energía. Cuando estos se agrupan, los electrones sienten la atracción de sus núcleos vecinos con distinta magnitud y la energía de los niveles atómicos varía ligeramente. En una red de átomos, esto conduce finalmente a una agrupación de niveles, resultando una banda de energía (Figura 7.2). La última banda ocupada se denomina *banda de valencia* (BV), mientras que la primera sin ocupar, *banda de conducción* (BC). La diferencia energética entre ambas se define como *banda prohibida* (*band gap*).

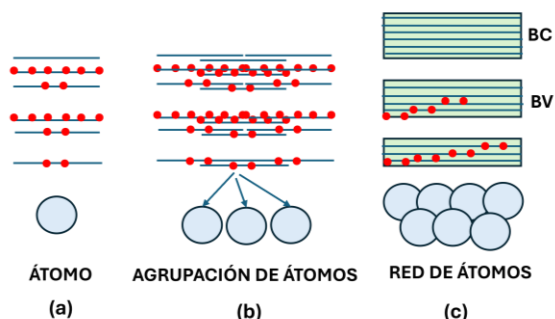


Figura 7.2 Estructura de niveles de energía para distintos sistemas: átomo aislado, agrupación y red de átomos.

En un material conductor la banda de valencia (en adelante BV) está parcialmente llena (Figura 7.2c). La agitación térmica promociona los electrones a niveles

inmediatamente superiores o huecos vacíos (estos niveles representan la energía del conjunto de orbitales atómicos deslocalizados por toda la red). Al aplicar un campo eléctrico, los electrones se moverán saltando de un hueco a otro para generar así una corriente eléctrica. En un material aislante la BV está totalmente llena; no dispone de niveles cercanos de energía vacíos para que los electrones puedan moverse. Además, la siguiente banda disponible es térmicamente inaccesible, razón por la cual el material no conduce la corriente. En cambio, en un material semiconductor, el ancho de banda prohibida tiene un valor intermedio y los electrones pueden promocionarse térmicamente a la banda de conducción (en adelante BC); esto genera a su vez niveles de energía vacíos en la BV. Ahora, tanto en la BV como en la BC, los electrones pueden desplazarse en presencia de un campo eléctrico (ver Figura 7.3a).

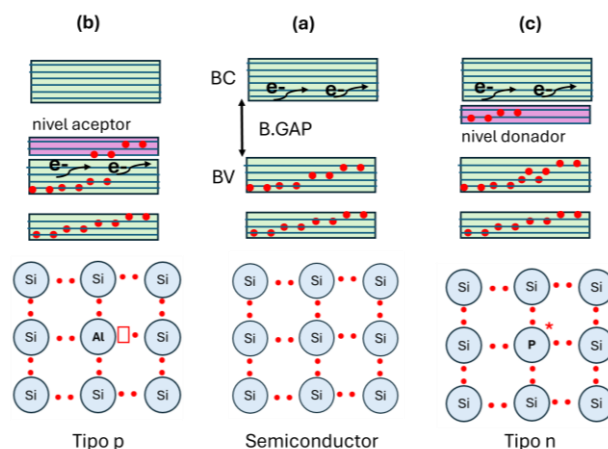


Figura 7.3 (a) semiconductor de silicio; (b) dopado con aluminio o de tipo *p*; (c) dopado con fósforo o de tipo *n*.

La conductividad de los semiconductores se puede mejorar con el dopado del material, es decir, añadiendo pequeñas cantidades de otro elemento. Supongamos un semiconductor como es el caso del silicio cuyo *band gap* es de 1.1 eV. Por cada átomo de aluminio incorporado, con 3 electrones de valencia, se genera un hueco vacío en la red que permite a los electrones saltar de hueco en hueco al aplicar un campo eléctrico (Figura 7.3b). Desde un punto de vista energético, los niveles electrónicos del aluminio están por encima de la BV, ya que este es menos electronegativo que el silicio, facilitando así la promoción de un mayor número de electrones desde la BV. Esto genera más huecos o niveles vacíos en la banda de valencia y la conductividad se favorece. Se dice que es un semiconductor de tipo *p* (positivo), ya que genera huecos en la red, o bien niveles vacíos en la banda de valencia desde un punto de vista energético. Por el contrario, para generar un semiconductor de tipo *n*, se añaden pequeñas cantidades de un elemento del grupo siguiente al del silicio, por ejemplo, fósforo, del grupo 15, con un electrón más de valencia. Desde la perspectiva del modelo de bandas, los electrones del fósforo no están deslocalizados por la red, pero la agitación térmica permite fácilmente su promoción a la BC que está justo por encima. Aquí, la deslocalización de esta banda por toda la red permite que estos electrones se muevan en presencia de un campo eléctrico (Figura 7.3c).

En la actualidad se emplean multitud de combinaciones para generar semiconductores de tipo *p* o *n*. Una combinación que destaca por sus características funcionales es el nitruro de galio (principal compuesto que constituye el LED azul), mil veces más eficiente que el propio silicio y con un ancho de banda de 3,4 eV (equivalente a la radiación de color azul-violeta del espectro visible). Este semiconductor o sus combinaciones dobles, como el nitruro de galio y aluminio, puede transformarse en estructuras de tipo *n* o *p* con la técnica del dopaje descrita anteriormente.

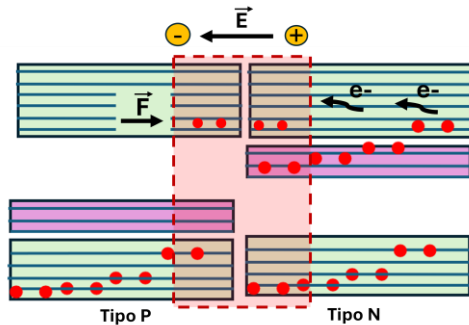


Figura 7.4 Unión *p-n* o *n-p* de dos semiconductores.

Pero ¿qué ocurre cuando se une un semiconductor de tipo *p* con otro de tipo *n*? En el punto de unión (Figura 7.4), el semiconductor *p* atrae una pequeña cantidad de electrones que polariza la región intermedia con una cierta carga negativa hacia la izquierda y positiva hacia la derecha. En esta región, el campo eléctrico genera una fuerza en sentido contrario que va frenando a los electrones hasta que dejan de pasar. Esta es la denominada región de saturación, donde los huecos positivos son neutralizados por los electrones.

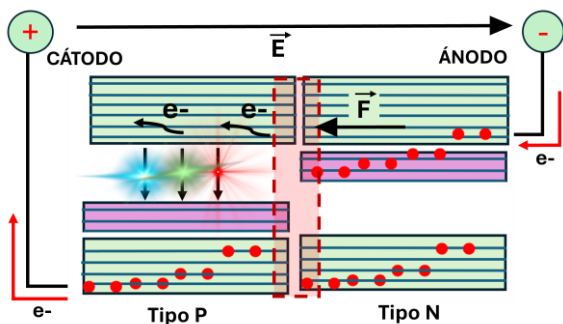


Figura 7.5 Dos semiconductores *p-n* conectados a los terminales de una fuente de corriente (polarización directa).

En cambio, si se conecta este dispositivo a una fuente de corriente y se aumenta el voltaje gradualmente, se produce un campo eléctrico \vec{E} , con una fuerza mayor y en sentido contrario al de la zona intermedia, que permite a los electrones seguir pasando hacia el material *p* positivo (Figura 7.5). Para cerrar el circuito estos solo tienen que pasar al nivel inferior emitiendo un fotón cuya energía se corresponde con el ancho de banda. La unión de dos semiconductores de esta naturaleza forma el diodo de luz, conocido también como LED. Estos dispositivos pueden emitir luz en diferentes colores controlando el ancho de banda (*band gap*) según la

naturaleza de sus materiales.

La variación de voltaje en un diodo LED se corresponde con la diferencia de potencial del *band gap* y el voltaje asociado con la propia resistencia de los semiconductores, esto es, de sus electrones a moverse por la red de átomos. Si consideramos a este último casi inexistente, la diferencia de energía potencial ΔE_p que experimenta el electrón-fotón corresponde exactamente con el trabajo cambiado de signo ($W = -\Delta E_p$) realizado sobre una carga eléctrica al desplazarse en una zona con un potencial variable. En otras palabras, el producto de la carga q por la diferencia de voltaje existente en el hueco ($\Delta E_p = q \cdot \Delta V$), es equivalente a la diferencia de energía del *band gap*, esto es, a la energía del fotón emitido, $E_{\text{fotón}} = \Delta E_p$. Igualando ambas expresiones podemos deducir la siguiente relación:

$$E_{\text{fotón}} = h \cdot \nu = q \cdot \Delta V$$

$$h \cdot \frac{c}{\lambda} = q \cdot \Delta V$$

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{q \cdot \Delta V} \quad (7.1)$$

La ecuación 7.1 permite calcular la longitud de onda de la radiación emitida a partir del voltaje aplicado en los terminales del LED como se analizará más adelante en la experiencia que se desarrollará con estos dispositivos.

Analicemos a continuación otra característica de interés de estos dispositivos (Figura 7.6). Si se conectan los terminales de una fuente de alimentación o batería de forma invertida (polarización inversa), es decir, el polo positivo con el terminal negativo del LED, se generará un campo eléctrico en el mismo sentido que el de la zona de saturación. Esto invertirá el flujo de electrones hacia el semiconductor de tipo *n* y el circuito de corriente no se cerraría. Este solo se completaría si los electrones del semiconductor *p* pudieran superar energéticamente el ancho de banda, lo cual no es posible sin un aporte de energía. Por este motivo, el LED conduce en un solo sentido.

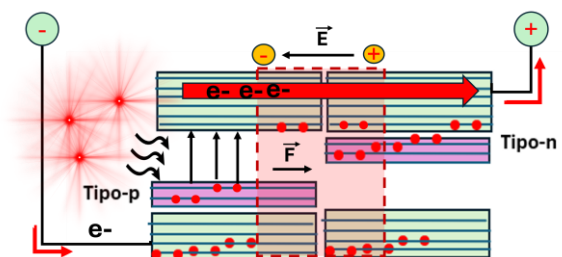


Figura 7.6 Diodo LED como detector de señales electromagnéticas (polarización inversa).

Ahora bien, si conseguimos irradiar aportando la energía suficiente para que los electrones del semiconductor *p* crucen el ancho de banda, el circuito quedará cerrado. Dicho de otra forma, el LED puede funcionar como un fotodetector de señales electromagnéticas, ya que estas al incidir sobre su superficie generan una corriente eléctrica. Además, es posible modular este salto de banda con una combinación

adecuada de elementos químicos comúnmente empleados en estos materiales. Un ejemplo práctico lo encontramos en los sensores de movimiento: la radiación infrarroja del cuerpo humano es detectada por un sensor LED (Si, Ge, PbS...) que activa una determinada función de un circuito electrónico por medio de una pequeña corriente eléctrica generada.

ACTIVIDAD 7.1 MEDIDA DE LA LONGITUD DE ONDA DE UN LED. En esta experiencia se mide la longitud de onda de seis diodos LED transparentes que emiten luz de una determinada frecuencia o longitud de onda. Cada diodo emite en una zona diferente del espectro visible. Para ello, se realiza un montaje como el que se muestra en la Figura 7.7 que contiene los siguientes elementos: una pila de 9 V; una placa *protoboard*; 4 cables conectores; un regulador de voltaje ajustable LM317 con pantalla digital de carga máxima 2 amperios y voltaje de salida variable entre 1,25-28 V, y seis diodos LED transparentes de 5 mm, de dos pines, de colores rojo, naranja, amarillo, verde, azul y violeta.

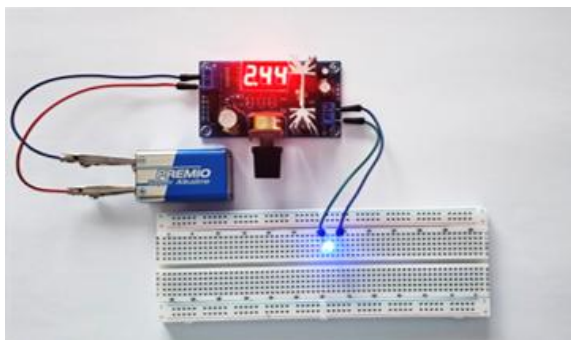


Figura 7.7 Montaje experimental para la medida del voltaje mínimo aplicado a un LED para que este comience a emitir luz.

Cabe recordar que se debe realizar la conexión del diodo LED de modo que el terminal positivo en la salida del regulador de voltaje esté conectado con el pin o pata más larga del LED (la corriente real saldrá por el terminal negativo de la pila y entrará al diodo LED por el pin negativo o pata más corta). El voltaje de inicio comenzará en 1,25 V y se irá aumentando progresivamente hasta que el microcristal del interior del LED (unión de los semiconductores *p-n*) encienda y comience a emitir la mínima cantidad de luz. Finalmente se deberán completar los datos de voltaje y calcular la longitud de onda de cada diodo emisor (Tabla 7.1)

Tabla 7.1 Voltajes medidos experimentalmente para seis diodos LED y longitudes de ondas calculadas con la ecuación 7.1.

Voltaje / V	Longitud de onda / nm	LED
2,90	428	violeta
2,45	507	azul
2,20	564	verde
1,95	636	amarillo
1,85	670	naranja
1,75	709	rojo

Los diodos LED transparentes muestran una tendencia lineal: el voltaje aplicado es directamente proporcional a la frecuencia de emisión e inversamente proporcional a su longitud de onda. El LED rojo presenta el *band gap* más estrecho, 1,75 eV, y la mayor longitud de onda correspondiente a la región del rojo visible (valor calculado de 706 nm). En el otro extremo, el LED violeta tiene el *band gap* más alto, 2,90 eV, con una longitud de onda calculada de 428 nm correspondiente a la zona violeta del espectro visible.

Consideraciones finales: las reglas de cuantización sobre la energía no solo se comprueban en átomos y moléculas; también se cumplen en las estructuras o redes de átomos, como por ejemplo, en el caso de los sólidos inorgánicos, concretamente en los semiconductores de tipo *p* y *n*. La luz que emiten los dispositivos LED ha permitido su uso en una amplia variedad de aplicaciones relacionadas con la electrónica como pantallas de televisores grandes y brillantes a todo color, señales de control de tráfico, lámparas de alumbrado. Sin duda, el LED de luz blanca contribuye con la reducción del consumo de energía eléctrica a través de su alta eficiencia lumínica y la reducción de residuos contaminantes a través de su vida útil.

8. Fluorescencia y fosforescencia. Diagrama de Jablonsky.

Tanto los átomos como las moléculas pueden ser excitados por distintos procesos; sus electrones pasan a niveles de energía superiores y pueden regresar posteriormente al nivel fundamental con emisión de luz. Cuando esto ocurre por calentamiento del material, se denomina *incandescencia*. En caso contrario el fenómeno se llama *luminiscencia*.^[19] Según el mecanismo de excitación de los átomos o moléculas, la luminiscencia recibe distintos nombres:

- Fotoluminiscencia (por acción de la luz)
- Mecanoluminiscencia (por acción mecánica)
- Electroluminiscencia (por partículas cargadas)
- Quimioluminiscencia (por una reacción química)

Desde una perspectiva más general, cuando la radiación deja de incidir, la desexcitación puede ocurrir, bien con emisión de luz (proceso radiativo), o sin ella (no radiativo). Los distintos procesos de desactivación se recogen en el llamado *diagrama de Jablonsky* (Figura 8.1).^[20]

Supongamos que una fracción de átomos o moléculas en su estado fundamental absorbe radiación, haciendo que los los electrones pasen a niveles superiores. S_0 y S_1 representan el estado singlete fundamental y el primer estado singlete excitado, respectivamente. (Se denominan *estados singletes* S_n porque no presentan electrones desapareados). En el caso de las moléculas también serán excitadas vibracional y rotacionalmente (a estados o niveles de energía intermedios de cada estado electrónico). La absorción es seguida por una rápida relajación vibracional (RV) debido a las colisiones con otras moléculas, lo que lleva al sistema al estado vibracional más bajo del estado excitado en el que se encuentre (S_1). A partir de aquí varios procesos de desactivación pueden ocurrir entonces. Por un lado, las moléculas pueden continuar el proceso de relajación, sin emitir luz, por conversión interna (CI), esto es, a través de un estado vibracional del estado S_1 que solapa con un estado de

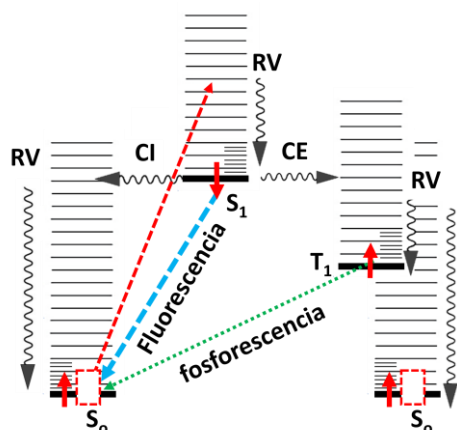


Figura 8.1 Diagrama de Jablonsky simplificado para los procesos de desactivación desde los primeros estados excitados singlete (S₁) y triplete (T₁) de una molécula. No radiativos: RV (relajación vibracional); CI (conversión interna); CE (cruce entre sistemas). Radiativos: fluorescencia y fosforescencia.

vibración excitado del nivel fundamental S₀. También puede ocurrir un cruce entre sistemas (CE), es decir, las moléculas pueden pasar al primer estado triplete excitado (T₁) y desde aquí relajarse o desactivarse por colisiones hasta el nivel más bajo del estado fundamental S₀. (Los *estados tripletes* T_n presentan dos electrones desapareados). En cualquier caso, estos procesos descritos son no radiativos (no emiten luz) y compiten con los procesos radiativos como la *fluorescencia* o *fosforescencia*. La emisión de luz se produce solo desde los estados excitados más bajos de cada multiplicidad, S₁ o T₁ (*regla de Kasha*).^[20b] Desde un punto de vista energético cabe señalar que los estados tripletes son más estables. Al no cumplirse el *principio de exclusión de Pauli*, no hay correlación de espín entre estos estados, es decir, los electrones presentan una menor repulsión, a diferencia de los estados singletes donde los electrones presentan correlación de espín (están apareados), lo que implica una mayor repulsión y, por tanto, una situación de menor estabilidad.

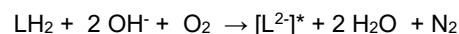
La fluorescencia ocurre cuando la desactivación tiene lugar entre los estados S₁ y S₀, emitiendo fotones de luz con energía correspondiente a la diferencia energética entre estos dos estados. Esta transición está permitida por la *regla de selección del espín*, ya que Δs=0 (no hay variación del espín total del sistema antes y después de producirse la transición). En cambio, la fosforescencia se produce cuando la emisión de luz tiene lugar desde T₁ hasta S₀. En este caso Δs=0, lo que indica que dicha transición no está permitida por el mecanismo de dipolo eléctrico (Ec 6.4). Hay que subrayar que el carácter prohibido de la fosforescencia no significa que no tenga lugar, más bien, que la desactivación no es inmediata, resultado de un estado metaestable que tarda más tiempo en desactivarse. Por ello, la fosforescencia persiste durante un tiempo después de que la radiación de excitación cese. Sin embargo, la fluorescencia es inmediata y finaliza rápidamente una vez se elimina la radiación de excitación.

En resumen, la regla de selección de espín (Δs=0) es otra condición más del fenómeno cuántico que puede estudiarse también en las reacciones luminiscentes. Estos procesos los

podemos reconocer fácilmente en algunos animales como las luciérnagas (*bioluminiscencia*) o también en las llamadas barras de luz o *light sticks* (*quimioluminiscencia*) que se utilizan, por ejemplo, en las acampadas o en la pesca. En 2008, los profesores Martin Chalfie, Osamu Shimomura y Roger Tsien fueron galardonados con el Premio Nobel de Química por su descubrimiento y desarrollo de la proteína fluorescente verde (GFP de sus siglas en inglés), herramienta indispensable para la biología y la medicina moderna, ya que se comporta como una señal luminosa capaz de expresarse en aquellas células donde se ha introducido el gen que la codifica.^[21]

En este contexto didáctico, se presenta a continuación la fluorescencia con luminol, la fluorescencia inducida por láser de yodo molecular en estado gas y la fosforescencia con sulfuro de cinc como experiencias adaptadas para la divulgación y comprensión de los fenómenos cuánticos.

ACTIVIDAD 8.1 FLUORESCENCIA CON LUMINOL. Una de las sustancias más empleadas para realizar reacciones luminiscentes es el luminol; su propiedad para producir una reacción quimioluminiscente en solución básica y en presencia de un agente oxidante al contacto con la sangre fue observada por primera vez por Herbert Otto Albrecht en 1928.^[22a] La molécula de luminol, en adelante LH₂, reacciona con oxígeno molecular y en medio básico para dar un dianión dicarboxilato [L²⁻]* en estado excitado según la siguiente reacción:



El dianión formado [L²⁻]* se desactiva de acuerdo con la secuencia de pasos mostrada en el esquema de la Figura 8.2. Inicialmente, el peróxido cíclico designado como estado singlete fundamental S₀ alcanza rápidamente un estado triplete T₁ de mayor energía, con dos electrones desapareados. La desactivación por fosforescencia está prohibida y el intermedio puede experimentar rápidamente un cruce de estados (CE) hasta un estado singlete excitado S₁. En este caso, la regla de selección de espín permite la vuelta al estado fundamental entre dos estados singletes, S₁→S₀, produciéndose la emisión de luz por fluorescencia con un rendimiento cuántico del 1 % en agua, esto es, de 100 moléculas, solo una se desactiva por fluorescencia. El resto se desactiva por relajación vibracional hasta el estado fundamental sin emisión de luz.^[22b]

Para realizar una demostración experimental de fluorescencia con luminol, se prepararán inicialmente las siguientes disoluciones:

- *Disolución A*, 500 mL: 0.40 g de luminol con 4 g de NaOH en agua hasta unos 500 mL de disolución.
- *Disolución B*, 500 mL: 4 g de hexanocianoferrato(3+) de potasio, K₃[Fe(CN)₆], en agua hasta unos 500 mL de disolución.

El agua destilada utilizada como disolvente tiene una concentración de O₂ disuelta muy baja para producir un rendimiento adecuado. Por esta razón, se ha de generar más oxígeno en el medio, empleándose la siguiente reacción:

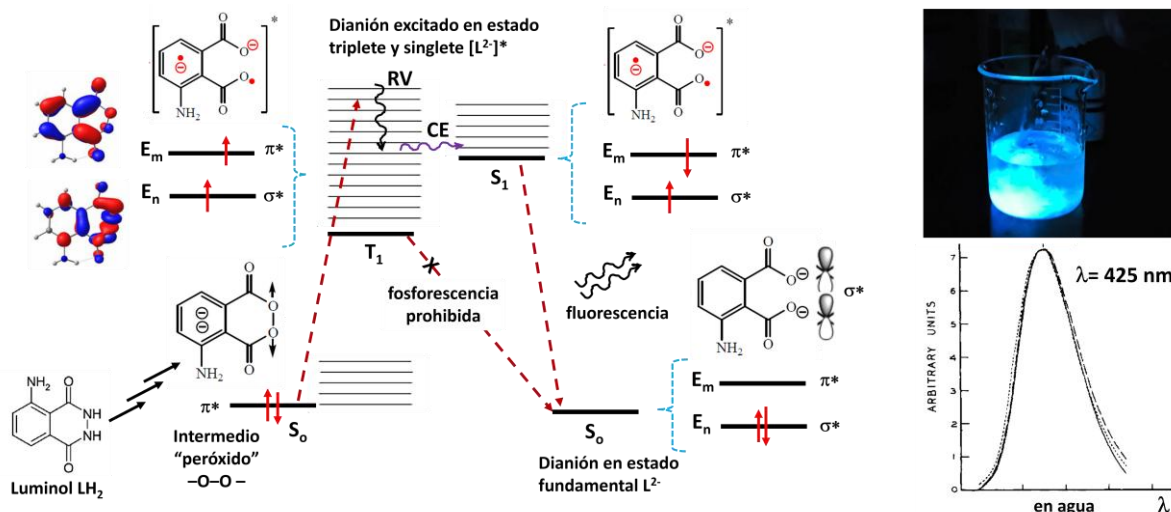
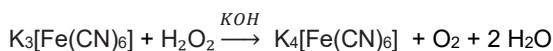


Figura 8.2 Secuencia confirmada con ^{18}O marcado para la excitación del luminol por reacción con O_2 en medio básico y posterior desactivación de su dianión $[\text{L}^{2-}]^*$ (izquierda).^[22b] Espectro de emisión por fluorescencia utilizando agua como disolvente (derecha).



La adición del peróxido de hidrógeno, H_2O_2 , se realiza únicamente en el instante de la demostración, la cual se lleva a cabo de la siguiente manera:

- 1º PASO: en una probeta de 100 mL se añaden unos 40 mL de la disolución A;
- 2º PASO: en un vaso de precipitado de 100 mL se añaden unos 40 mL de la disolución B y 1-2 mL de H_2O_2 al 30 % que serán añadidos por el profesorado por precaución;
- 3º PASO: se oscurece el lugar de la demostración experimental y se añade al completo la disolución B sobre A.

Si se añade, además, diferentes cromóforos, se podrán observar distintos colores para la luz emitida: amarillento (fluoresceína), rojo (rodamina B); azul (timolftaleína)...^[22c]

ACTIVIDAD 8.2 FLUORESCENCIA DE YODO GAS DIATÓMICO INDUCIDA CON UN LÁSER VERDE.

El yodo diatómico es un sólido de color grisáceo, de aspecto metálico a la temperatura ambiente. Su punto de fusión es de 114°C . Tiene una presión de vapor moderada a la temperatura ambiente y, en un recipiente abierto, sublima lentamente a un vapor de color violeta. La molécula de I_2 se comporta como un oscilador armónico vibrando con una distancia de enlace que oscila sobre una posición de equilibrio (r_0) a una frecuencia determinada (ver Figura 8.3).

De acuerdo con el *principio de exclusión de Pauli*, en el estado fundamental presenta todos los electrones con espines apareados. La transición más probable entre dos estados electrónicos, según el *principio de Franck-Condon*, es aquella donde el solapamiento de las funciones de ondas vibracionales es máximo. En este caso, la irradiación con luz láser de color verde de 532 nm coincide con un salto electrónico entre el estado de vibración más bajo del nivel fundamental $v''=0$ y el nivel de vibración $v'=32$ del siguiente estado electrónico excitado.^[23] En este estado más energético, la molécula está aún lejos del límite de disociación, y se relaja posteriormente hasta el nivel de

vibración más bajo del primer estado excitado. Desde aquí se produce la emisión de fluorescencia observable con un color amarillo de una frecuencia menor a la radiación de excitación, llegando de nuevo al estado fundamental (Figura 8.3).^[24]

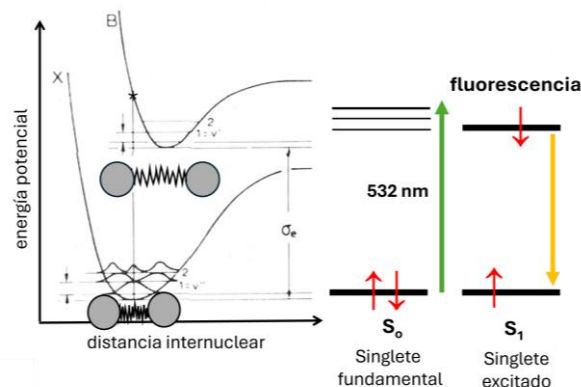


Figura 8.3 Representación de la curva de energía potencial para los dos primeros estados electrónicos S_0 y S_1 de I_2 .

Se ha comprobado, además, que la fluorescencia emitida puede ser extinguida (*“quenched”*) por medio de un tercer cuerpo. La presencia de aire hace que las moléculas de yodo choquen con otras moléculas (O_2 , N_2 ...) y se desactiven sin emitir radiación hasta llegar de nuevo al estado basal. En el caso del yodo, la presencia de aire elimina parcialmente la fluorescencia (Figura 8.4).

Para llevar a cabo esta demostración se necesita una pequeña muestra de yodo molecular en un tubo de ensayo (dos o tres bolitas del sólido). Este se cierra con un tapón de goma por el que se hace pasar un pequeño tubo de vidrio en forma de L que se acopla a una llave para poder aislar el sistema del exterior. Con ayuda de una bomba de vacío se elimina el aire del interior del tubo. En estas condiciones, el sólido sublima lo suficiente, de modo que al irradiar con el puntero láser verde las moléculas que cruzan por el haz de luz emiten fluorescencia.

La fluorescencia se mantiene generando más vapor de yodo si el tubo se calienta ligeramente y de forma homogénea con un *mechero Bunsen*. Por contra, si se abre la llave por un momento y se permite que el aire entre en su interior, se puede observar que el haz de luz desaparece o se atenúa considerablemente. (Un exceso de vapor de yodo elimina parcialmente la fluorescencia a simple vista).

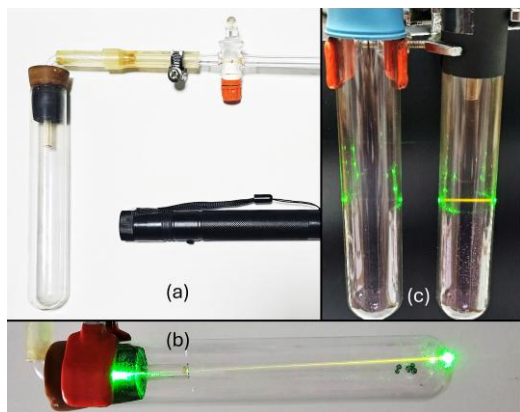


Figura 8.4 (a) Instrumental utilizado para la fluorescencia de yodo gas; (b) Haz de luz observado cuando se hace el vacío al tubo de ensayo con I_2 ; (c) fluorescencia “quencheada” con aire.

Precauciones para esta experiencia:

- Utiliza gafas de protección láser (verde) y evita mirar directamente el punto de luz.
- No abras el sistema con el vapor de yodo en caliente.
- Para eliminar los restos de vapor de yodo, se debe abrir el sistema de reacción en la campana extractora durante unos minutos. Este puede causar irritación en las vías respiratorias, lagrimeo, dolor de garganta, dolor en el pecho.
- El residuo se lava con un poco de acetona y se desecha en el bidón de halogenados. En cualquier caso, la cantidad de yodo utilizada en este experimento es muy pequeña y permite realizar esta experiencia con total normalidad según las medidas de seguridad aquí indicadas.

ACTIVIDAD 8.3. FOSFORESCENCIA CON ZnS. Con el objetivo de introducir el fenómeno de la fosforescencia en los sólidos inorgánicos, se presentan en esta experiencia dos muestras de ZnS con emisión de luz azul y verde (Figura 8.5).

Los sólidos inorgánicos con propiedades fosforescentes (ZnS, ZnO...) se utilizan ampliamente en nuestra vida diaria, con aplicaciones que van desde productos de consumo como pinturas, pegatinas decorativas, juguetes que brillan en la oscuridad y pantallas de relojes, hasta señales de seguridad, termómetros ópticos, sondas para bioimágenes y detección molecular, y fuentes de iluminación en general (lámparas compactas y diodos emisores de luz). En algunos casos, como el óxido mixto de aluminio y estroncio, Al_2O_3-SrO tienen un efecto muy duradero, hasta 12 horas, con solo estar expuesto 10-20 minutos a la luz visible.

Al igual que ocurre en las sustancias moleculares, la desactivación de la fosforescencia en los sólidos semiconductores tampoco es inmediata. De forma general, la

presencia intrínseca de defectos reticulares en una red cristalina, como por ejemplo, una vacante iónica (hueco generado por la ausencia de un ion), puede conducir a una situación metaestable cuando el electrón queda atrapado en ella. En un tiempo posterior, la agitación térmica (KT) permite la vuelta del electrón a un estado de menor energía, produciéndose de este modo la emisión de fosforescencia.

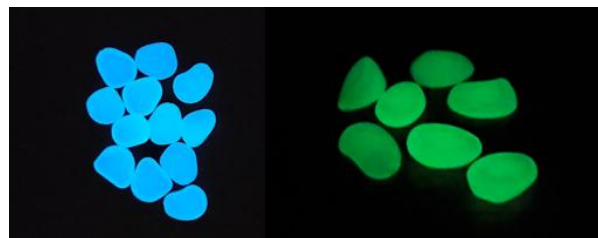


Figura 8.5 Fosforescencia de piedras decorativas con ZnS (azul) y ZnS:Cu, Al (verde) después de ser expuestas a la luz solar.

En el diagrama de la Figura 8.6 se muestran las bandas de emisión de un semiconductor ampliamente utilizado, como es el sulfuro de zinc (ZnS).^[25,26] Para que los electrones pasen a la banda de conducción es necesario irradiar con luz ultravioleta (línea a), ya que esta sustancia tiene un ancho de banda prohibida relativamente grande (3,54 eV). En esta banda, los electrones libres se desplazan por la red hasta quedar atrapados en las vacantes iónicas superficiales. Desde aquí, se emiten radiación de fosforescencia cuando regresan a la banda de valencia (línea b). Esta fosforescencia desvanece muy rápido tras la exposición a la luz solar, debido a que son muy pocos electrones los que alcanzan la banda de conducción. En cambio, se consigue una fosforescencia persistente en el tiempo cuando se introducen los denominados activadores. Estos suelen ser metales de

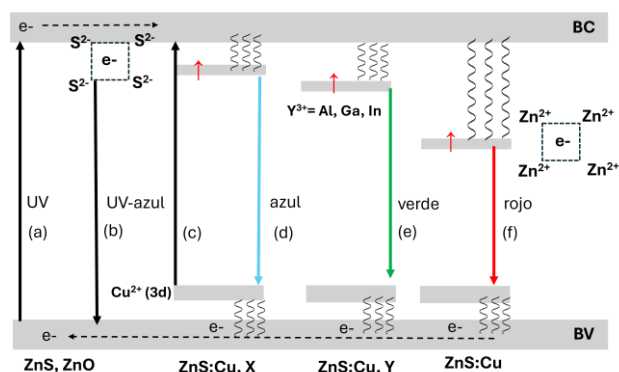


Figura 8.6 Diagrama de bandas de ZnS dopado con cobre: con predominio de vacantes catiónicas ZnS:Cu,X (X=Cl, Br, I); con activadores, ZnS:Cu,Y (Y= Al, Ga, In); con predominio de vacantes aniónicas, ZnS:Cu.

transición (Cu, Ag, Au...) y metales de transición interna (Nd, Eu, Gd...) los cuales introducen niveles vacíos (orbitales d o f) entre la banda de valencia y la banda de conducción. En este caso, el salto electrónico se consigue fácilmente al irradiar con luz azul, lo que aumenta la probabilidad de que más electrones queden atrapados (línea c). Cuando estos caen desde una vacante, emiten fosforescencia de color azul

(línea d). Si, además, se introducen coactivadores (elementos que introducen niveles vacíos aceptores que actúan como trampas) por debajo de la banda de conducción ($Y=Al, Ga, In$), la fosforescencia se retrasa aún más. El salto electrónico desde estos niveles aceptores hasta los orbitales d es algo menor, produciéndose una fosforescencia de color verde con mayor longitud de onda (línea e). La emisión de fosforescencia roja (línea f) se consigue cuando el material recibe un tratamiento térmico específico con objeto de conseguir un mayor número de vacantes aniónicas en la red. Estas vacantes son más profundas, es decir, más estables, resultando una emisión de fosforescencia con una longitud de onda mucho mayor.^[27]

Consideraciones finales: los fenómenos de fluorescencia y fosforescencia están regidos por las reglas de cuantización. Las transiciones electrónicas permitidas son aquellas que cumplen la denominada regla de selección del espín, $\Delta s=0$, esto es, los tránsitos de tipo $singlet \leftrightarrow singlet$ como los analizados en la experiencia con luminol y con yodo diatómico; sin embargo, no están permitidos los tránsitos de tipo $triplet \leftrightarrow singlet$ característico de los materiales fosforescentes. El carácter prohibido de estos tránsitos impide que el regreso al estado basal sea de inmediato, produciéndose la emisión de luz incluso después de eliminar la radiación de excitación.

9. Conclusiones

El conjunto de experiencias y actividades que se han presentado en este trabajo tiene como propósito la divulgación de los principios fundamentales de la Mecánica Cuántica. Este recorrido didáctico desarrolla varios aspectos del mundo cuántico como el fenómeno de la dualidad onda-partícula, el estudio sobre la indeterminación de los sistemas cuánticos, la discretización de la energía en átomos, moléculas y sólidos inorgánicos, así como las bases de las reglas de selección cuántica del espín y orbital. A través de experiencias sencillas y recursos materiales accesibles (por ejemplo: dos punteros láser rojo y verde, LED, luminol o yodo diatómico) se han diseñado varias propuestas atractivas de laboratorio que faciliten el aprendizaje del alumnado en esta área de la ciencia y la tecnología cuánticas.

10. Agradecimientos

El autor de este trabajo agradece la participación del alumnado de la asignatura de Química de 2.º de Bachillerato y de Física y Química de 2º de la ESO, por su compromiso e interés mostrados en la realización de las actividades de aprendizaje presentadas en este trabajo. Asimismo, hace constar su agradecimiento al equipo directivo del IES San Fulgencio de Écija el apoyo constante a las propuestas planteadas por el Departamento de Física y Química y a la Consejería de Desarrollo Educativo y Formación Profesional de la Junta de Andalucía los fondos recibidos para la adquisición de reactivos químicos y material de laboratorio.

11. Bibliografía

[1] H. Haken, H. C. Wolf, *Atomic and Quantum Physics. An Introduction to the Fundamentals of Experiment and Theory*, Springer-Verlag, 1987, pp. 107-110.

[2] C. Davisson, L. Germer, *Phys. Rev.* **1927**, 30, pp. 705-740.

[3] J. Bertrán, J. Núñez, *Química Física*, 1º ed. Ariel Ciencia, 2002 (1), pp. 131-135.

[4] a) W. Heisenberg, *Z. Physik* **1925**, 33, pp. 879-893; b) American Physical Society. *The Quantum Foundation Collection*. <https://promo.aps.org/quantum-foundation-collection>. [consultado el 30/06/2025].

[5] J. Bertrán, J. Núñez, *Química Física*, 1º ed. Ariel Ciencia, 2002 (1), pp. 5-7.

[6] PhET Interactive Simulations. *Espectro de radiación del cuerpo negro*. https://phet.colorado.edu/sims/html/blackbody-spectrum/latest/blackbody-spectrum_all.html?locale=es [consultado el 30/06/2025].

[7] a) J. Bertrán, J. Núñez, *Química Física*, 1º ed. Ariel Ciencia, 2002 (1), pp. 5-7; b) R. Eisberg, R. Resnick, *Física Cuántica*, Ed. Limusa, 1997, pp. 31-38.

[8] F. Sears, M. Zemansky, H. Young, R. Freedman, *Física*. 9º ed, Addison Wesley Longman, 1996 (2), pp. 1165-1188.

[9] JavaLab Science Simulations. *Double-Slit Experiment*. <https://javalab.org/en/double-slit-en/> [consultado el 30/06/2025].

[10] M. Alonso, E. Finn, *Fundamentos cuánticos y estadísticos*, Ed. Pearson Addison Wesley, 1999 (3), pp. 40-48.

[11] W. Yang, Y. Yu, R. Ritchie, M. Meyers. *On the Strength of hair across Species*. Matter, Vol 2 (1), 2020.

[12] B. Douglas, D. McDaniel, J. Alexander, *Conceptos y modelos de química inorgánica*. 2º ed, Reverté S.A., 1994, pp. 4-8.

[13] J. Gispert, Espectroscopía electrónica. En *Química de coordinación*. Ed. Omega S.A., 2000, pp. 405-428.

[14] a) AtomTrace. *Evolution in Multi-Elemental Chemical Analysis*. <https://www.atomtrace.com/elements-database/> [consultado el 30/06/2025]; b) *Interactive Atomic Spectra*. <https://atomic-spectra.net/spectrum.php> [consultado el 30/06/2025]; c) National Institute of Standards and Technology, NIST. *Basic Atomic Spectroscopy data*. [consultado el 30/06/2025]; https://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/element_name; d) JavaLab Science Simulations: *Flame Test*. <https://javalab.org/en/flame-test-en/> [consultado el 30/06/2025].

[15] a) G. Herzberg, *Atomic Spectra and Atomic Structure*. 2º ed. Dover, 1994, pp. 54-70; b) X. Zheng, J. Dolde, V. Lochab et al. *Nature* **2022**, 602, 425-430.

[16] JavaLab Science Simulations: *Spectrum of Hydrogen Atom*. <https://javalab.org/en/spectrum-of-hydrogen-en/> [consultado el 30/06/2025].

[17] S. Nakamura. *Angew.Chem. Int. Ed.* **2015**, 54,7770-7788.

[18] R. Eisberg, R. Resnick, *Física Cuántica. Átomos, moléculas, sólidos, núcleos y partículas*. Ed. Limusa S.A., 1997, pp. 544.

[19] P. O'Hara, C. Engelson, P. Weyne. *J. Chem. Educ.* **2005**, 82, 49.

[20] a) J. Bertrán, J. Núñez, *Química Física*, 1º ed. Ariel Ciencia, 2002 (1), pp. 794-798; b) J. Bertrán, J. Núñez, *Química Física*, 1º ed. Ariel Ciencia, 2002 (2), pp. 1437-1456.

[21] M. Chalfie, Y. Tu, G. Euskirchen, W. Ward, D. Prasher. *Science* **1994**, 263, pp. 802-805.

[22] a) H. Albrecht. *Physik. Chem.* **1928**, 136 (32), pp. 385-404; b) L. Yue, Y.-J. Liu. *J. Chem. Theory Comput.* **2019**, 15, pp. 1798-1805 + *Supporting Information*; c) M.L. Aguilar, C. Durán. *Química recreativa con agua oxigenada*. En *Revista Eureka sobre Enseñanza y Divulgación de las Ciencias*, 2011, 8, pp. 446-453.

[23] J. Ian, *J. Chem. Educ.* **1980**, 57 (2), pp. 101-105.

[24] J. Tellinghuisen, *J. Chem. Educ.* **2007**, 84 (2), pp. 336-341.

[25] W. Getz, D. Wentzel, M. Palmer, D. Campbell, *J. Chem. Educ.* **2018**, 95 (2), pp. 295-299.

[26] R. Bowers, N. Melamed, *Phys. Rev.* **1955**, 99 (6), 1781.

[27] R. Shionoya, K. Ukabe, T. Koda, K. Eka, H. Fujiwara, *J. Phys. Chem. Solids.* **1966**. 27, pp. 865-869.