

5.2 La relación de incertidumbre para la energía y el tiempo

Existen también relaciones de incertidumbre para otras parejas de magnitudes, una de ellas es la energía y el tiempo. Si la medida de la energía E de una partícula se hace con una incertidumbre ΔE y en la realización de la medida se emplea un intervalo de tiempo Δt , el principio de incertidumbre *tiempo-energía* exige que el producto de las incertidumbres sea mayor o igual que la constante de Planck dividido por 4π .

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{4\pi} \quad (12,15)$$

Ejemplo 5.2

Un átomo excitado regresa a su estado normal, emitiendo fotones con una cierta energía. El tiempo medio que transcurre entre la excitación y la emisión es del orden de 10^{-8} s, ¿cuál es la incertidumbre en la energía del fotón?

Tomaremos el intervalo de tiempo indicado, como una medida de la incertidumbre del tiempo Δt .

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{4\pi}; \quad \Delta E \geq \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{4\pi \cdot 10^{-8} \text{ s}} \geq 5,28 \cdot 10^{-27} \text{ J} \geq 3,30 \cdot 10^{-8} \text{ eV}$$

6 Función de onda

Las partículas como un electrón, las caracterizamos por su energía y su momento lineal y en relación con la onda asociada hallamos la longitud de onda ec.(12,13) y observamos el diagrama de interferencias. Sin embargo falta establecer también la ecuación de la onda y su significado físico.

En mecánica cuántica hay que hablar en términos de probabilidades, así por ejemplo, ¿qué probabilidad hay de que un electrón incida sobre un determinada zona de la pantalla?. La probabilidad es alta en las zonas próximas a un máximo de interferencias y mucho menor en las zonas donde hay un mínimo. Con las probabilidades se describe el comportamiento de las partículas y para calcularla se introduce la función de onda Ψ .

Considerando un volumen diferencial dV , fig.12.23, centrado en un punto de coordenadas $A(x,y,z)$ la probabilidad elemental dP de que la partícula se encuentre en él, viene dada por el producto del cuadrado absoluto de la función de onda, multiplicado por el citado volumen.

$$dP = |\Psi|^2 dV \quad (12,16)$$

El cuadrado absoluto de la función de onda es $|\Psi|^2 = dP/dV$; y representa la probabilidad por unidad de volumen, (o *densidad de probabilidad*).

La probabilidad de que la partícula se encuentre dentro de un volumen finito V , se obtiene mediante la integración de la ecuación (12,16).

$$P = \int_V |\Psi|^2 dV \quad (12,17)$$

La probabilidad de encontrar una partícula en cualquier lugar del espacio, es decir entre $-\infty$, y $+\infty$ es total y matemáticamente vale 1 (certeza). Se conoce como condición de normalización a la integral.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 dV = 1 \quad (12,18)$$

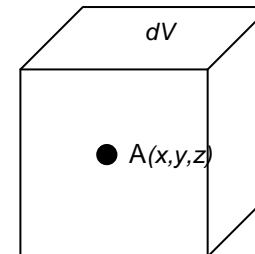


Fig.12.23 La probabilidad de que una partícula esté dentro de un volumen dV es proporcional al valor del mismo y al cuadrado absoluto de la función de onda.

7 La ecuación de Schrödinger en una dimensión

El conocimiento de la función de onda Ψ permite determinar la probabilidad de que la partícula esté en un determinado volumen, ec.(12,17). ¿Pero como se halla Ψ ? En 1926 el austriaco Schrödinger propuso una ecuación y la resolvió para algunas aplicaciones. Esta ecuación no puede derivarse de otras anteriores (ya sucedía con las ecuaciones de Newton), su validez procede de poder explicar correctamente los resultados experimentales.

El caso más sencillo, es el de una partícula libre que se desplaza por el eje X. La ecuación de Schrödinger para este caso es la ecuación diferencial.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi}{dx^2} = E\Psi(x) \quad (12,19)$$

Que relaciona la energía total de la partícula E (solo cinética), con su masa m , la constante de Planck \hbar , la función de onda y su derivada segunda.

Para la partícula libre, la onda asociada tiene de amplitud A y longitud de onda λ , siendo la función de onda $\psi(x)$ solución de la ec. (12.19):

$$\Psi(x) = A \operatorname{sen} \frac{2\pi x}{\lambda}$$

Calculando la segunda derivada de $\psi(x)$, teniendo en cuenta $\psi(x)$ y sustituyéndola en la ec.(12.19) se determina la energía de la partícula.

$$E = \frac{\hbar^2}{2m\lambda^2} \quad (12.20)$$

El momento lineal es: $p = \sqrt{2 E_c \cdot m} = \sqrt{2 E \cdot m} = \sqrt{2 \frac{\hbar^2}{2m\lambda^2} m} = \frac{\hbar}{\lambda}$

Tanto la energía como el momento lineal se conocen con precisión para el estado de la partícula descrito por esta función de onda, (son valores constantes) y la incertidumbre en ambos casos es nula, $\Delta p = 0$ y $\Delta E = 0$. De acuerdo con el principio de incertidumbre tiene que suceder que la indeterminación en la posición debe ser $\Delta x = \infty$, con lo que la partícula puede hallarse en cualquier lugar del eje x . De la misma manera, existirá una cantidad de tiempo infinita ($\Delta t = \infty$) para medir la energía de la partícula y el principio de incertidumbre energía-tiempo, $\Delta E \cdot \Delta t \geq h / 4\pi$, permite que su energía se conozca con completa precisión.

7.1 Partícula en una caja

Consideremos una partícula contenida en una caja, fig.12.28, cuyo movimiento está limitado al eje X. La partícula de masa m puede moverse desde un extremo de la caja al otro, es decir entre $0 \leq x \leq L$ y suponemos que en los extremos hay unas barreras con las que la partícula choca y rebota elásticamente. Además, en el interior de la caja la partícula se mueve libremente por lo que podemos asignarle una energía potencial cero. Se puede decir que toda la energía de la partícula es energía cinética. Sin embargo la partícula no puede salir de los extremos de la caja de modo que la función de onda tiene que cumplir $\psi(0) = 0$ y $\psi(L) = 0$.

La constante de Planck dividida entre el factor 2π se designa como \hbar con barra.

$$\frac{h}{2\pi} = \hbar$$

Es un factor que aparece con mucha frecuencia en mecánica cuántica.

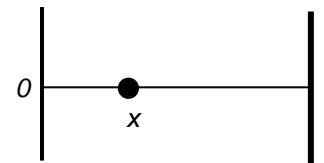


Fig.12. 28. La partícula en una caja solo puede moverse entre los extremos de la misma, es decir entre 0 y L.

La ecuación diferencial (12,19) también puede describir la función de onda de la partícula en el interior de la caja, cuyas soluciones son combinaciones de $\sin(2\pi x/\lambda)$ y $\cos(2\pi x/\lambda)$. Sin embargo, ahora tenemos un conjunto de ondas compatibles con las condiciones en los extremos de la caja, siendo el problema similar al de una cuerda de longitud L fija por sus dos extremos, que entra en vibración y en los que por no vibrar aparecen nodos fig.12.29.

También se presentan en la cuerda otros posibles modos de vibración, llamados armónicos, que cumplen con la condición de que en los extremos siga habiendo nodos, fig.12.30. En general si en una cuerda de longitud L hay n -armónicos, $L = n \lambda_n / 2$; y la longitud de onda:

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}$$

La energía para cada modo de vibración es ahora por analogía con (12.20).

$$E_n = \frac{h^2}{2m\lambda_n^2} = \frac{h^2}{2m(2L/n)^2} = \frac{n^2 h^2}{8mL^2}; \quad n \geq 1 \quad (12.21)$$

Se dice que la energía está cuantificada y a n se le llama *número cuántico*. A cada uno de estos valores permitidos le corresponde una de las funciones de onda $\Psi_n(x)$ compatibles en la caja, (ver ejercicio 7.1.1).

En la fig.12.31 se representan los valores discretos de la energía, asignándole $E = 0$ al valor de referencia de la energía potencial. La energía más baja, llamada energía del punto cero, se obtiene para $n = 1$

$$E_1 = \frac{h^2}{8mL^2}$$

Una partícula cuántica no puede tener nunca una energía nula, y esta afirmación es una consecuencia del principio de incertidumbre. Para entenderlo, considera que la partícula está ligada al interior de la caja y por lo tanto la incertidumbre en su posición será aproximadamente del tamaño de la caja $\Delta x \approx L$. En consecuencia, la incertidumbre en su momento lineal deberá ser al menos: $\Delta p \geq h/(4\pi\Delta x) \geq h/4\pi L$.

El principio de incertidumbre no permite que la partícula tenga energía cero, pues si fuera así, al ser toda la energía cinética, se encontraría en reposo y en consecuencia la incertidumbre en su momento lineal sería cero, lo que entra en contradicción con el valor antes hallado $\Delta p \geq h/4\pi L$. Un objeto cuántico que está dentro de un espacio limitado, siempre tiene movimiento, lo que implica la existencia de una energía que se conoce como *energía del punto cero*, en nuestro ejemplo es la E_1 del estado de mínima energía, también conocido como fundamental, obtenido para $n = 1$.

Ejercicio 7.1.1

A modo de ilustración describimos los procedimientos matemáticos más sencillos en la M. C: Determina la función de onda Ψ correspondiente a la partícula que se mueve en la caja de longitud L y calcula la densidad de probabilidad $|\Psi|^2$.

La función de onda es de la forma $\Psi_n = A \sin 2\pi x/\lambda_n$. Sustituyendo en la condición de normalización (12,18) teniendo la certeza de que la partícula está entre 0 y L y que su movimiento está limitado únicamente al eje X , resulta:

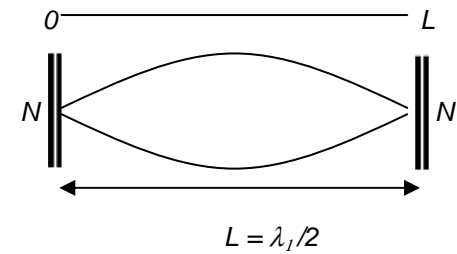


Fig.12.29 En una cuerda fija por los dos extremos, se establece una onda estacionaria con dos nodos N en sus extremos. La distancia entre dos nodos consecutivos medida en longitudes de onda es $\lambda_1/2$.

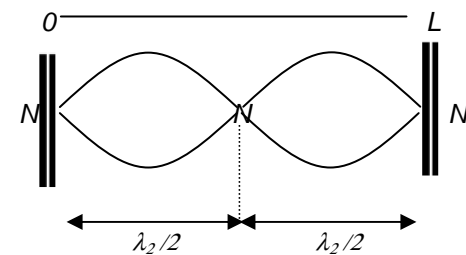


Fig.12.30. Otro modo de vibración es con dos armónicos, ahora es $L = 2 \lambda_2/2$

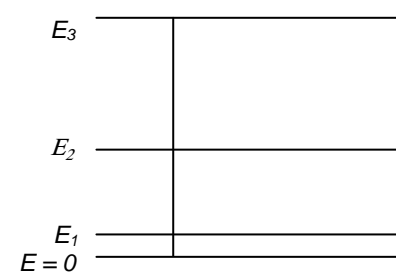


Fig.12.31. Los valores de la energía de una partícula en una caja, son discontinuos, únicamente puede tomar algunos bien definidos y no los intermedios. El gráfico se conoce como diagrama de niveles de energía.

$$\int_0^L |\psi_n|^2 dx = 1; \quad \int_0^L \left(A \operatorname{sen} \frac{2\pi x}{2L/n} \right)^2 dx = A^2 \int_0^L \operatorname{sen}^2 \left(\frac{n\pi x}{L} \right) dx = 1$$

La integral vale $\frac{L}{2}$; así que es: $A^2 \cdot \frac{L}{2} = 1$; resultando para la amplitud: $A = \sqrt{\frac{2}{L}}$

y la función de onda:
$$\psi_n = \sqrt{\frac{2}{L}} \operatorname{sen} \left(\frac{n\pi x}{L} \right)$$

La densidad de probabilidad es:
$$|\psi_n|^2 = \frac{2}{L} \operatorname{sen}^2 \left(\frac{n\pi x}{L} \right)$$

Para los dos primeros armónicos $n=1$, y $n=2$; las densidades de probabilidad son:

$$|\psi_1|^2 = \frac{2}{L} \operatorname{sen}^2 \left(\frac{\pi x}{L} \right); \quad |\psi_2|^2 = \frac{2}{L} \operatorname{sen}^2 \left(\frac{2\pi x}{L} \right)$$

Construyendo una tabla de densidades de probabilidades en distintos puntos de la caja, vemos que la probabilidad en cualquier punto de la caja no es la misma, como sucedería para una partícula clásica que rebota entre dos paredes.

X	0	L/4	L/2	3L/4	L
$ \psi_1 ^2$	0	1/L	2/L	1/L	0
$ \psi_2 ^2$	0	2/L	0	2/L	0

Determinar la diferencia relativa entre la energía de dos niveles consecutivos, para una partícula en una caja, cuando el orden del nivel-n es muy grande.

La diferencia de energía para un nivel-(n+1) y para un nivel-n resulta:

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n = \frac{(n+1)^2 h^2}{8mL^2} - \frac{n^2 h^2}{8mL^2} = \frac{(1+2n)h^2}{8mL^2}$$

Y la diferencia relativa de energía entre los dos niveles se obtendrá dividiendo entre el valor de E_n o de E_{n+1} es indiferente.

$$\frac{\Delta E}{E_n} = \frac{(1+2n)h^2/8mL^2}{n^2 h^2/8mL^2} = \frac{(1+2n)}{n^2} = \frac{1}{n^2} + \frac{2}{n} \approx \frac{2}{n}$$

Al ser n muy grande $\frac{1}{n^2} \rightarrow 0$ rápidamente, mientras que $\frac{2}{n}$ resulta muy pequeño.

Para valores de n muy grandes la diferencia de energía entre niveles próximos es tan pequeña, que parecen estar distribuidos de un modo continuo, pues no existe ningún instrumento que experimentalmente pueda distinguir su carácter discreto.

Ejercicio 7.1.3

Calculemos el valor del número cuántico n , para una canica macroscópica que rebota hipotéticamente entre dos paredes separadas 0,5 m, en una trayectoria perpendicular a las mismas. La masa es 20 g y el módulo de la velocidad 1 m/s

La energía que consideramos es solo cinética pues la potencial permanece constante y le asignamos el valor cero. La igualamos a la ec. (12,21).

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{n^2 h^2}{8mL^2}; \quad n = \left(\frac{8m^2 L^2 v^2}{2h^2} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{2mLv}{h} = \frac{2 \cdot 20 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot 0,5 \text{ m} \cdot 1 \text{ m/s}}{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}} \approx 3 \cdot 10^{31}$$



Erwin Schrödinger físico austriaco (1887-1961). Realizó sus estudios en la Universidad de Viena y fue profesor de universidades como Stuttgart, Zurich, Berlín y Oxford, estando desde 1940 hasta 1955 como Director de la Escuela de Física Teórica en el Instituto de Estudios Avanzados de Dublín.

Le fue otorgado el Nobel de Física en 1933, por sus contribuciones a la Mecánica Cuántica al exponer en 1926 su Mecánica Ondulatoria, esencial para el conocimiento de la estructura atómica, desarrollando una ecuación de ondas para describir las propiedades ondulatorias de los electrones. sus publicaciones se encuentran: Recopilación de artículos sobre Mecánica Ondulatoria 1928. Teoría atómica moderna 1934. Termodinámica Estadística 1945. Universos en expansión 1946.

El número cuántico corresponde con $n = 3 \cdot 10^{31}$ que es muy elevado y la diferencia relativa de energía entre ese nivel y el siguiente sería.

$$\frac{\Delta E}{E_n} \approx \frac{2}{n} = \frac{2}{3 \cdot 10^{31}} = 6,7 \cdot 10^{-32}$$

Cantidad que es muy pequeña para ser detectada por un aparato. Los niveles de energía están tan cercanos que la distribución de energía parece un continuo fig.12.28.

Estas situaciones en las que la energía se distribuye de un modo continuo son las que resuelve la mecánica clásica para cuerpos macroscópicos. Así que la mecánica cuántica es de validez general tanto para cuerpos microscópicos como macroscópicos, mientras que la newtoniana queda limitada para estos últimos.

7.2 El efecto túnel

El principio de funcionamiento de algunos dispositivos electrónicos son una consecuencia de que la función de onda asociada al electrón se extiende dentro de regiones que se encuentran prohibidas para la física clásica.

Consideremos una partícula clásica que con energía E , incide desde la izquierda sobre una región representada por un rectángulo cuya altura es una energía potencial U_0 y su anchura a_0 . Si la partícula posee una energía $E > U_0$ la partícula pasa la barrera y continúa su propagación al otro lado de la misma, fig. 12.29. Sin embargo, si la energía $E < U_0$ una partícula clásica no puede pasar la barrera y es reflejada por la misma.

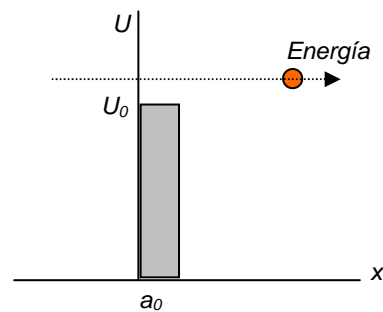


Fig.12.29. Si la partícula tiene más energía que la correspondiente a la barrera de potencial, continúa su desplazamiento por el eje x a la derecha del mismo.

Cuando el experimento se realiza con electrones se encuentra que hay algunos que aún teniendo una energía inferior a la de la barrera de potencial pueden pasar al otro lado de la misma. Se conoce como efecto túnel.

El electrón es una partícula cuántica que tiene su onda asociada $\Psi(x)$ que puede desplazarse más allá de la barrera de potencial, por lo que existe una cierta probabilidad $dP = |\Psi(x)|^2 dx$; de que el electrón pueda pasar al otro lado de la barrera. La función de onda $\Psi(x)$ se obtiene de resolver la ecuación de Schrödinger y tiene a ambos lados de la barrera un comportamiento oscilatorio, con una amplitud de onda que decrece a la derecha de la misma, fig.12.30. La amplitud disminuye con la altura de la barrera U_0 y con la anchura, de modo que si la barrera fuera muy alta y ancha, la probabilidad del paso de electrones se reduce mucho más.

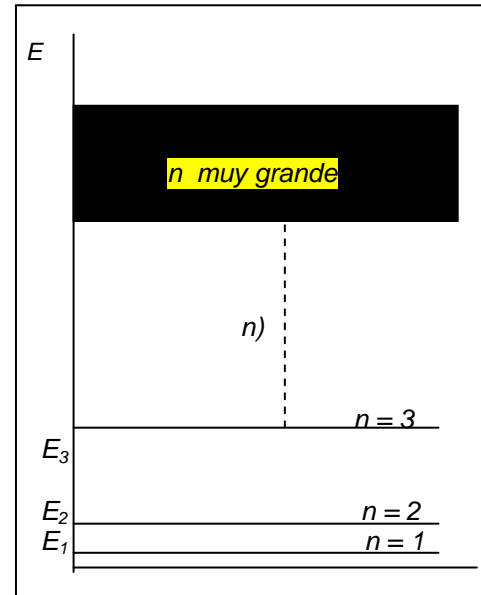


Fig. 12.28. Cuando el número cuántico n es pequeño, los niveles de energía son discretos y están bien separados, sin embargo cuando n es muy grande los niveles de energía están tan próximos que son indiscernibles, apareciendo como un continuo (una banda). Esto es lo que sucede con los cuerpos macroscópicos de los que se ocupa la mecánica clásica.

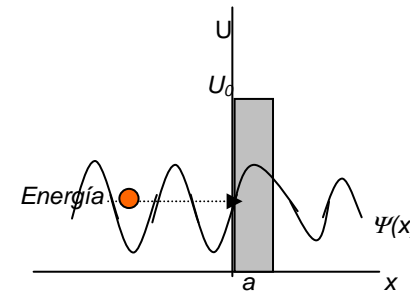


Fig.12.30. La onda asociada a los electrones aunque reduce su amplitud en la barrera, puede atravesarla, lo que permite que los electrones puedan encontrarse al otro lado de la misma.

8 Aplicación de la mecánica cuántica al átomo de hidrógeno

El átomo más sencillo es el hidrógeno, compuesto de un núcleo con un protón $+e$ y de un electrón $-e$, exterior al mismo. Las dos partículas tienen masa, y carga eléctrica de signo contrario, aunque la interacción gravitatoria es despreciable frente a la electrostática, por lo que la energía potencial de la interacción es electrostática y viene dada por:

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Para determinar la función de onda Ψ habría que sustituir la citada energía potencial en la ecuación de Schrödinger, escrita en una forma mucho más complicada que la presentada en este texto. Por tanto, nos conformaremos con dar una explicación razonable y exponer los resultados.

El electrón tiene la máxima probabilidad de estar confinado en una región que rodea al núcleo fig.12.31, llamado orbital.

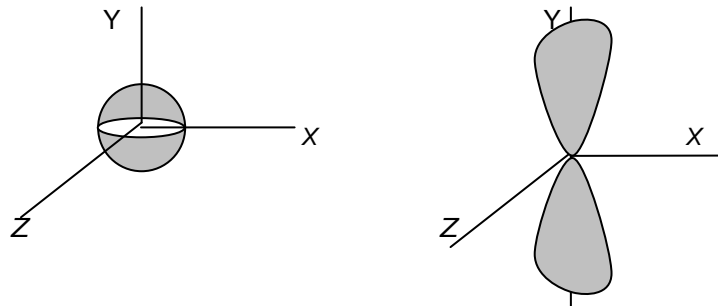


Fig.12.31. Orbitales atómicos. Las funciones de onda Ψ obtenidas al resolver la ecuación de Schrödinger permiten mediante su cuadrado absoluto $|\Psi|^2$ determinar la densidad de probabilidad de un electrón en un estado y pueden ser visualizadas mediante una nube electrónica (orbital). Se representan dos orbitales s y p ; cada uno de los cuales corresponde a una solución distinta para la función de onda Ψ .

Vimos que una partícula que se mueve en un espacio limitado tiene una energía cuantificada, siendo cada uno de los valores discretos que toma, un nivel de energía, el cual se determina por el número cuántico principal. Además, el movimiento del electrón en el hidrógeno es en el espacio de tres dimensiones, y ahora hacen falta tres números cuánticos para describirlo:

n número cuántico principal
 l número cuántico orbital
 m_l número cuántico magnético

El número cuántico principal n , determina el nivel de energía, y se obtiene de resolver la citada ecuación de Schrödinger considerando las condiciones de contorno. Resulta igual valor que en el modelo de Bohr:

$$E_n = -\frac{13,6}{n^2} \text{ eV} \quad \text{Donde } n \text{ toma valores enteros y positivos, } n = 1, 2, 3, \dots$$

El número cuántico orbital l , determina el módulo del momento angular orbital del electrón L , fig.12.36, que viene dado por la ecuación:

$$L = \sqrt{l(l+1)} \frac{h}{2\pi}$$

l es un número entero y positivo que toma valores desde $0, 1, \dots, (n-1)$. En consecuencia el momento angular orbital L está cuantificado.

El número cuántico magnético m_L requiere una explicación más detallada. El electrón es una carga eléctrica en movimiento alrededor del núcleo, en consecuencia es como una espira de corriente en la que se puede definir su momento magnético $\vec{\mu}_L$ cuyo valor es:

$$\vec{\mu}_L = -\left(\frac{e}{2m}\right)\vec{L}$$

El signo menos indica que $\vec{\mu}_L$ es de sentido contrario a \vec{L} , fig.13.32. En consecuencia el momento magnético del electrón depende, de la carga y masa del electrón y de su momento angular \vec{L} .

Cuando se aplica un campo magnético externo, aparece un par de fuerzas que tiende a llevar al momento magnético $\vec{\mu}_L$ en la dirección del campo. En consecuencia la magnitud del momento angular \vec{L} y su orientación respecto del campo magnético externo, determina la contribución magnética a la energía total del átomo, cuando éste se halla en el campo magnético.

Considerando que el campo magnético externo está en la dirección del eje Z, fig.12.37, entonces la componente del momento angular en la dirección del eje Z, (llamémosle L_Z) también está cuantizada, siendo el número cuántico correspondiente el magnético m_L . El valor de L_Z es:

$$L_Z = m_L \cdot \frac{h}{2\pi} = m_L \cdot \hbar$$

Los valores permitidos a m_L son: desde $-l, \dots, 0, \dots, +l$. Como ejemplo fig.12.33, supongamos un valor de $l = 2$, el momento angular es:

$$L = \sqrt{2(2+1)}\hbar = \sqrt{6}\hbar$$

Para este valor de l los de m_L serán: $\{-2, -1, 0, 1, 2\}$ y como $L_Z = m_L \cdot \hbar$ adquiere los siguientes valores, $L_Z : \{-2\hbar, -\hbar, 0, \hbar, 2\hbar\}$

Una interpretación física, es que la presencia de un campo magnético hace que la energía de un nivel atómico no dependa únicamente del número cuántico principal n , sino que también resulta una función del número cuántico magnético m_L . Un nivel con un cierto valor de n se separa en varios subniveles y sus energías son ligeramente mayores o menores que la energía del nivel en ausencia del campo magnético.

Desde un análisis espectroscópico al radiar el átomo energía, el campo magnético produce una escisión de las líneas espectrales individuales, en líneas separadas. El fenómeno se conoce como efecto Zeeman.

Además el electrón tiene un momento angular interno o spin, que se tomó en consideración al observar la llamada estructura fina. Con instrumentos de mayor poder de resolución las rayas espectrales se aprecian compuestas por dos o más líneas muy juntas. La componente del spin en la dirección del campo magnético está cuantizada y tiene por módulo.

$$S_Z = m_s \hbar$$

m_s es el número cuántico de spin. Tiene de valores $+1/2$ y $-1/2$

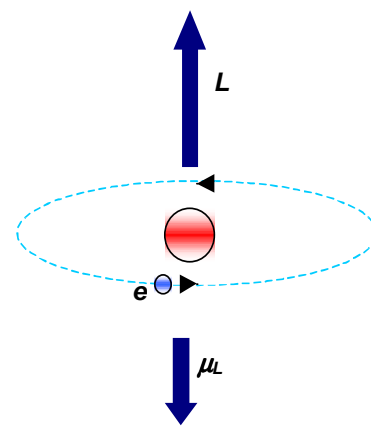


Fig.12.32. Momento angular orbital L y momento magnético del electrón μ_L en el átomo de hidrógeno.

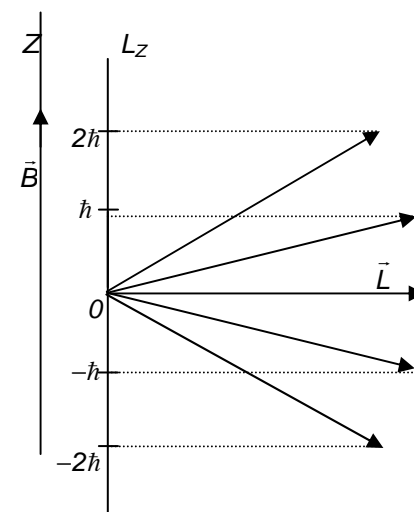


Fig.12.33. Componentes L_Z del momento angular orbital \vec{L} en la dirección del eje Z.

En el caso de que el número cuántico orbital l valga 2, el momento angular tiene 5 componentes L_Z ; en la dirección del campo magnético externo \vec{B} .

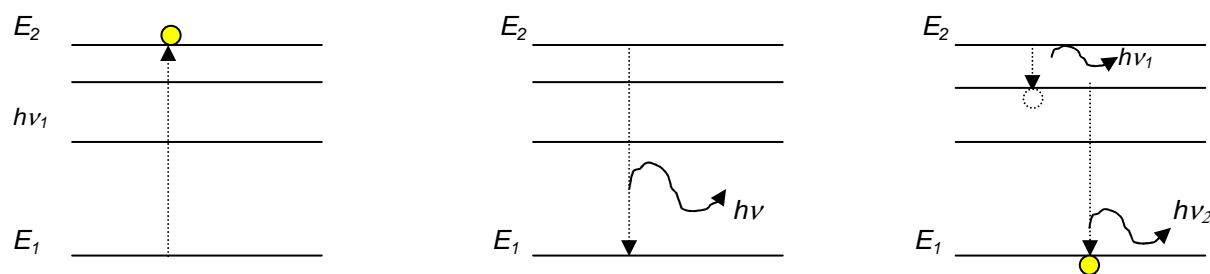
EL LÁSER

La palabra LASER procede de unas siglas inglesas que cuyo significado es "luz amplificada y estimulada por emisión de radiación". La luz láser tiene las siguientes características: alta intensidad, haz muy estrecho, pureza en el color (longitud de onda muy definida), alta coherencia,....

El primer LASER fue construido en 1960 por Theodore Maiman empleado un cristal de rubí (óxido de aluminio) con impurezas de átomos de cromo, en forma de barra. En los extremos del cristal había dos superficies planas muy pulidas, una con capacidad de reflejar totalmente la luz y la otra con una capacidad de transmisión de alrededor del 1%. La energía para el funcionamiento del Láser fue proporcionada por la descarga luminosa de un tubo de xenón que rodeaba al rubí y emitía destellos, lo que provocaba a su vez que la emisión de este Láser fuera mediante pulsos de luz. En 1961 Ali Javan construyó el Láser de Helio-Neón que es de gas y de emisión continua.

Actualmente existen Láseres de gas (Ar, He-Ne, CO₂), De líquidos, de estado sólido (Rubí, Nd), que emiten luz, desde el infrarrojo hasta en los rayos X.

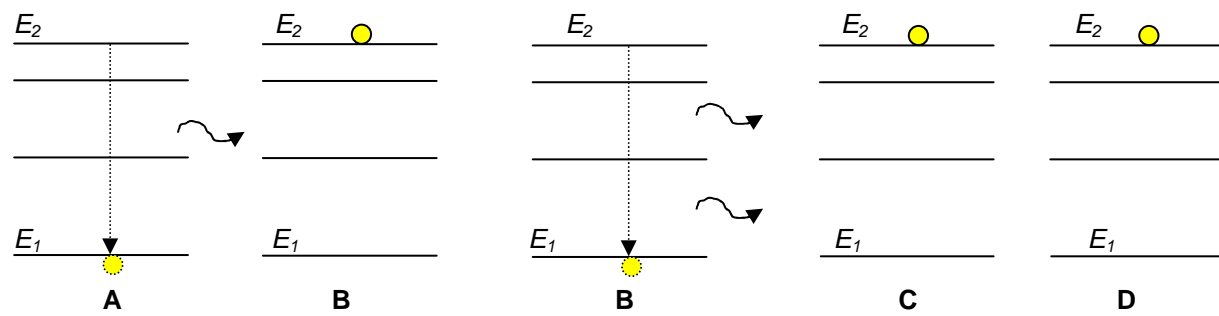
¿Cómo funcionan los Láseres?. La teoría cuántica afirma que los estados de la materia están cuantizados es decir, que los átomos y moléculas solo pueden existir en estados de energía bien definidos, ya sean electrónicos, vibracionales, rotacionales. La materia se encuentra en general en aquellos estados permitidos de menor energía, E_1 , de modo que cuando se produce una excitación por la absorción de fotones o por colisiones entre átomos, se provoca la promoción a niveles de energía más elevados E_2 , desde los que posteriormente intenta decaer casi instantáneamente a niveles de energía más bajos, emitiendo un fotón, con una frecuencia que viene determinada por las diferencias de energías entre los dos estados $\nu = (E_2 - E_1) / h$. El salto se puede realizar entre etapas intermedias donde puede permanecer un corto intervalo de tiempo antes de caer la nivel fundamental, se habla entonces de estados metaestables. En general la población de átomos excitados es muy pequeña frente a la población en el estado fundamental y además se alcanza un equilibrio en el que hay igual número de transiciones hacia arriba que hacia abajo. En un medio en el que se dan estas condiciones no se puede producir el efecto Láser.



¿Qué determina las transiciones hacia arriba?. Existen dos factores: en primer lugar el número de átomos que tienen energías E_1 y en segundo lugar el número de excitaciones capaces de hacerlos llegar al nivel E_2 . Al aumentar la temperatura el número de transiciones hacia arriba, se acrecienta más rápidamente que el número de transiciones hacia abajo que no dependen de este factor, con lo que se podría llegar al absurdo de que todos los átomos estuvieran excitados y no emitieran radiación. Tal posibilidad llevo a Einstein a imaginar que además de la emisión espontánea habría otra forzada desde los niveles E_2 que se conoce como emisión estimulada.

Para conseguir el efecto Láser, la primera condición que debe darse, es que la población de átomos excitados sea muy superior a la de átomos en el estado fundamental, es la llamada **inversión de población**, y esto se logra mediante un **mecanismo de bombeo** hacia los niveles de energía superior, que va a depender del tipo particular de

Láser. Si en estas condiciones en la que existe una gran población de átomos excitados, se emite espontáneamente un fotón y este colisiona con otro átomo que se encuentra en el mismo estado de excitación que el emisor del fotón, entonces no resulta absorbido pero inmediatamente provoca la emisión de un nuevo fotón de la misma dirección y frecuencia, y en fase con él. De nuevo estos dos fotones al colisionar con dos nuevos átomos excitados provocan la emisión de nuevos fotones y de este modo se va produciendo un efecto de avalancha en el que cada vez más se van emitiendo fotones en fase, obteniéndose una intensidad muy alta dentro de una cavidad, que sale finalmente al exterior en forma de radiación Láser.



El fotón emitido por el átomo **A**, incide sobre el átomo **B** que se encuentra excitado, y que inmediatamente se desexcita emite dos fotones en fase. Estos actúan sobre los átomos excitados **C** y **D**, estimulándolos a emitir dos fotones cada uno, de este modo se va produciendo la emisión estimulada de luz. Un mecanismo de bombeo que funciona con energía que externamente se proporciona al Láser, devuelve continuamente a una población de átomos desde el estado fundamental E_1 hasta el estado excitado E_2 .

Las aplicaciones de los láseres son muy numerosas: en la enseñanza, en la investigación, para aplicaciones médicas, en las comunicaciones y numerosos usos tecnológicos. Una aplicación muy espectacular es la que permite medir la distancia de la Tierra a la Luna, con una aproximación mejor que 10 cm. En 1969 los astronautas del Apolo XI instalaron un espejo en la Luna, enviando un pulso de luz Láser desde la Tierra y midiendo el tiempo transcurrido desde que el pulso es enviado hasta que regresa se puede medir la distancia deseada.