

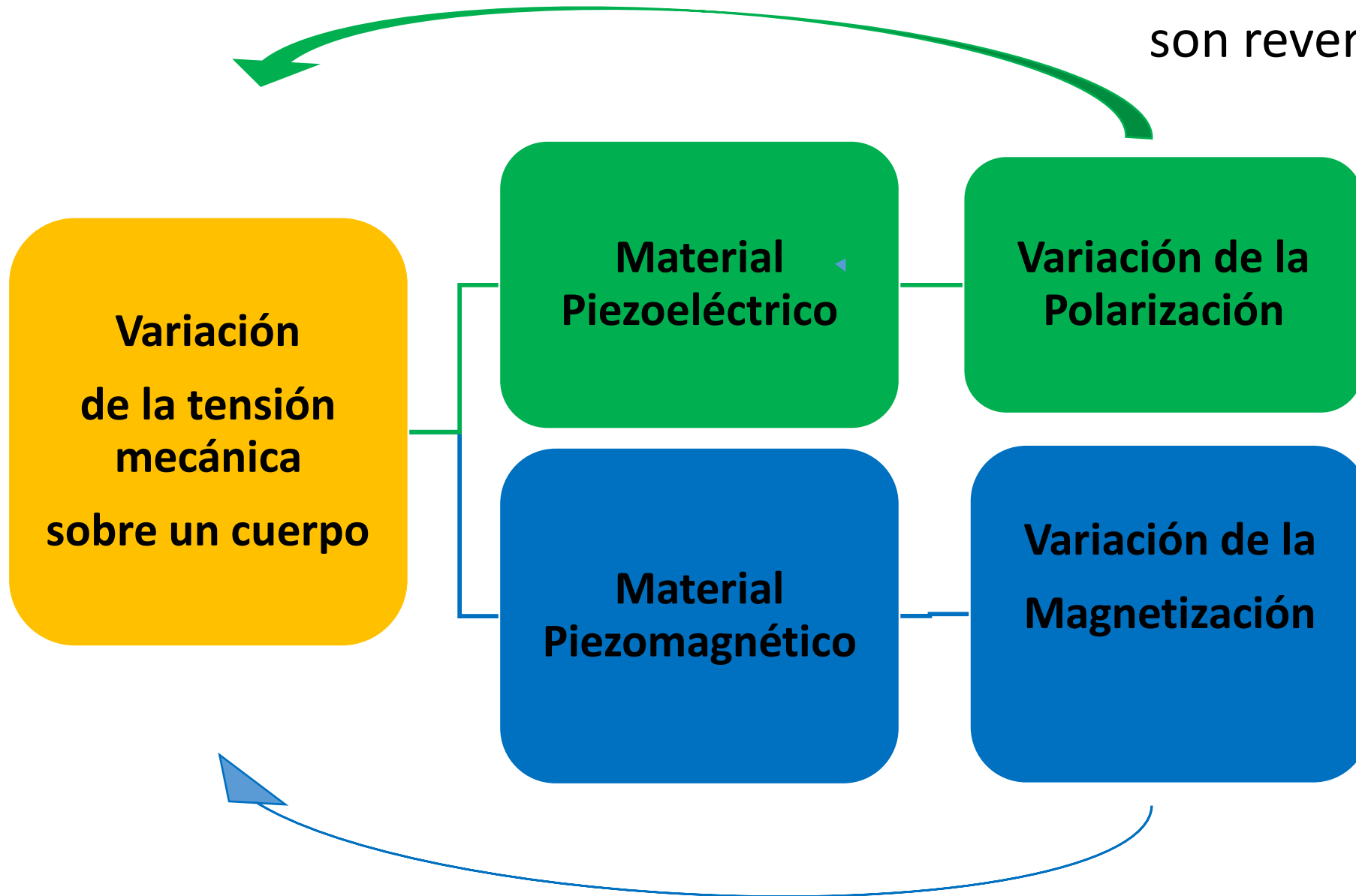
Caminábamos en
direcciones opuestas
Hasta encontrarnos cada vez
Más juntos
Atraídos por el magnetismo
de nuestras
Incompatibilidades

Magnetismo
Rubén Sampietro

Yo prefiero ese algo recóndito que alguien del sexo opuesto emitía hacia mí.
A ese algo voy a llamarlo aquí “magnetismo”.
Una fuerza que te atrae y absorbe, te guste o no te guste, quieras o no
Al sur de la frontera, al oeste del Sol
Haruki Murakami

- Creo que lo mas didáctico es desarrolla la primera parte del curso a través de las similitudes que poseen los materiales **piezomagnéticos** y **piezoeléctricos**. Si bien los fenómenos no son exactamente iguales poseen algunas similitudes, luego tratamos de explicar el fenómeno magnético. Para tal fin exponemos un brevísimo resumen de la mecánica cuántica, ya que el magnetismo atómico es un fenómeno cuántico.
- En un material piezomagnéticos, uno puede inducir un momento magnético espontáneo al aplicar una tensión mecánica, o bien una deformación física aplicando un campo magnético. El **piezomagnetismo** es un fenómeno que se caracteriza por un acoplamiento lineal entre la polarización magnética y la tensión mecánica..
- Los materiales piezoeléctricos son aquellos que al ser sometidos a tensiones mecánicas, adquiere una polarización eléctrica, luego generan una diferencia de potencial en su superficie.
- Actualmente se piensa que: "El piezomagnetismo es un efecto magnetomecánico lineal análogo al efecto electromecánico lineal de la piezoelectricidad. De igual manera, la magnetostricción y la electrostricción son efectos análogos de segundo orden. Estos efectos de orden superior se pueden pensarse de primer orden si las variaciones de los parámetros son pequeñas".

Algo realmente importante
en estos fenómenos es que
son reversibles



**Materiales
Magnetoelectrónicos**

```
graph TD; A[Materiales Magnetoelectrónicos] --> B[Piezoelectrónicos]; A --> C[Piezomagnéticos]; B --> D[Ferroeléctricos]; B --> E[Paraeléctricos]; C --> F[Ferromagnéticos]; C --> G[Paramagnéticos];
```

Piezoelectrónicos

Ferroeléctricos

Paraeléctricos

Piezomagnéticos

Ferromagnéticos

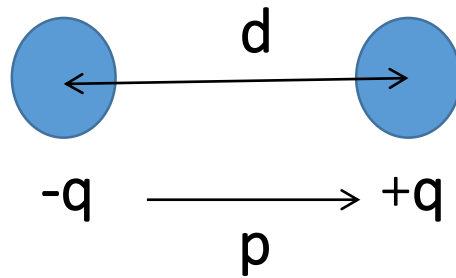
Paramagnéticos

Tratemos de explicar el origen de estos dos fenómenos recordando algunas ideas

- **Joseph John Thomson** recibió el Premio Nobel de Física en 1906 por el descubrimiento del **electrón en 1897**. Thomson probó que los rayos catódicos tenían naturaleza corpuscular y estaban formados por electrones. Curiosamente, su hijo **George Paget Thomson** también recibió el Premio Nobel de Física en 1937 por demostrar que el electrón es una onda; constituyendo la demostración experimental de la dualidad partícula –onda.
- Se atribuye a **Ernest Rutherford** el descubrimiento del **protón, en el año 1918**, con carga positiva e igual a la del electrón ($1,6 \times 10^{-19}$ C). Es una partícula subatómica cuya masa es 1836 veces superior a la del electrón. En la década del 1970 se crea evidencia que es una partícula compuesta.
- **En 1932 James Chadwick** descubre el **neutrón**, partícula que no tiene carga eléctrica y que junto con el protón constituye el núcleo atómico. Su masa es similar a la del protón. Fuera del núcleo el neutrón es inestable dura 14,7 minutos. El neutrón es el responsable de la estabilidad de los núcleos.
- A lo largo de la historia la idea de átomo fue cambiando, desde la propuesta de Dalton en adelante, cada nuevo modelo explicaba algún fenómeno, fallando en otros, ya que nacen de experiencias realizadas. Solo comentaremos los mas recientes.
- **J. J. Thomson** luego del descubrimiento del electrón propuso en **1898** que los átomos son esferas de materia con carga positiva embebida de electrones.
- **Rutherford, en 1911**, describe al átomo como compuesto por un núcleo, pequeño, de carga positiva con los electrones a cierta distancia exterior girando, con gran cantidad de espacio vacío. La importancia de este modelo es que introducía la existencia de un núcleo atómico.
- **Modelo de N. Bohr en 1913**, supone que solo algunas orbitas de los electrones son posibles, con esta hipótesis logra explicar los espectros de emisión y absorción atómicos. Este modelo es clásico pero introduce por primera vez ideas de cuántica. Supuso que los electrones solamente se podían mover en órbitas circulares definidas. Cada órbita puede ser identificada mediante un número entero n llamado número cuántico principal.
- **Arnold Sommerfeld en 1916** presenta el modelo atómico de Bohr modificado donde introduce orbitas de los electrones elípticas y velocidades relativistas. La excentricidad de la órbita dio lugar al número cuántico azimutal, que establece la forma de los orbitales, se lo representa con la letra l y toma valores que van desde 0 hasta $n-1$.
- **Modelo de Schrödinger 1926**, plantea una ecuación de onda para los electrones, que los supone ondas de De Broglie. La solución estacionaria de la ecuación de Schrödinger del átomo está caracterizada por tres números cuánticos (n, l, m). Predice adecuadamente las líneas espectrales de distintos tipos de átomos neutros como ionizados, explica las uniones químicas e introduce. Posteriormente **Max Born 1926** propone la interpretación probabilística de la función de onda de los electrones y **Dirac en 1928** generaliza la ecuación de Schrödinger agregando la relatividad dando origen al espín del electrón y su número cuántico s . Hasta aquí es todo lo que necesitamos saber para entender el átomo

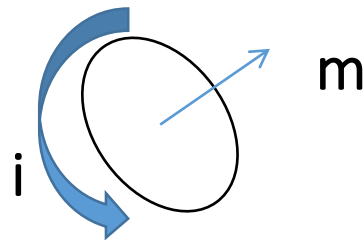
Tipo de interacción elemental y similitudes

Dipolo eléctrico, reacciona ante un \mathbf{E} externo orientándose en la dirección de éste. A grandes distancias del dipolo la intensidad del campo \mathbf{E} disminuye ($1/r^3$) con mayor rapidez que el campo eléctrico ($1/r^2$) de una sola partícula cargada.



$$|\vec{p}| = q \cdot d \quad \vec{\tau} = \vec{p} \wedge \vec{E}$$

Dipolo magnético, reacciona ante un campo \mathbf{H} externo orientándose en dirección a éste. También aquí a grandes distancias del dipolo la intensidad del campo \mathbf{B} disminuye ($1/r^3$)



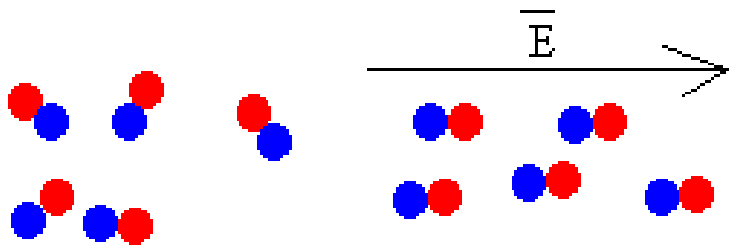
$$|\vec{m}| = iA \quad \vec{\tau} = \vec{m} \wedge \vec{H}$$

Dipolos eléctricos y magnéticos

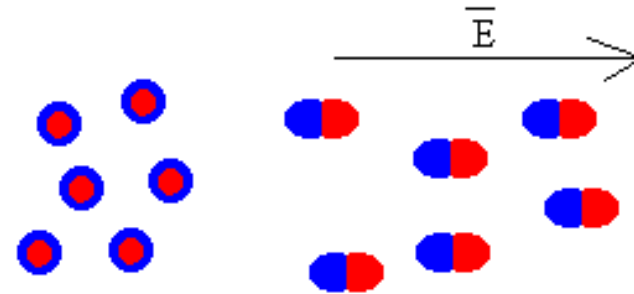
- Se ve que existe una coincidencia entre el campo eléctrico creado por dos cargas eléctricas de signo contrario y el campo magnético engendrado por una corriente circular en un anillo, siempre que los miremos desde lejos. Luego no fue necesario pensar en la existencia de monopolos magnéticos. El dipolo magnético se genera por el movimiento de una carga eléctrica.
- En el caso de cargas eléctricas la existencia del momento dipolar es un testimonio de la asimetría de la estructura de cargas.
- Existen átomos o moléculas aisladas que poseen un momento dipolar magnético espontáneo, similarmente hay átomos o moléculas aisladas que poseen un momento dipolar eléctrico estos son llamados paramagnéticos o paeléctricos respectivamente.
- El descubrimiento del efecto piezoeléctrico en el cuarzo, dará la posibilidad de generar y recepcionar sonidos a voluntad. Este hallazgo fue realizado por los hermanos Pierre y Jacques Curie en 1881. Un tiempo antes 1842 James Prescott Joule descubre el fenómeno piezomagnéticos. Este fenómeno tiene características similares al piezoeléctrico. Se tardó unos años en encontrar aplicaciones concretas a estos dos fenómenos

Formación de los dipolos eléctricos

Dieléctricos: Es un material mal conductor de electricidad, por lo que puede ser utilizado como aislante eléctrico, además si es sometido a un campo eléctrico externo, puede establecerse en él un campo eléctrico interno. No hay cargas libres. Todos los materiales dieléctricos son aislantes pero no todos los materiales aislantes son dieléctricos. En general hay dos tipos de materiales dieléctricos los que las moléculas, iones o átomos son polares y las que se polarizan por la existencia del campo eléctrico. Existen varios mecanismos por intermedio de los cuales se polarizan los materiales, no entraremos en mas detalles.



Moléculas polares



Moléculas no polares

La molécula de agua, tiene una distribución asimétrica de sus electrones, lo que la convierte en una molécula polar, alrededor del oxígeno se concentra la nube de carga negativa, mientras que los núcleos de hidrógeno quedan desprovistos parcialmente de sus electrones, luego, manifiestan, una densidad de carga positiva. Por tanto la molécula de agua es dipolar. Las moléculas polares pueden formar compuestos químicos, cuando interactúan entre si, las fuerza que manifiestan los dipolos se llama de fuerza de Van der Waals.

La explicación de los fenómenos magnéticos atómicos es un poco más compleja

Maxwell logra, en el siglo 19, expresar matemáticamente los hallazgos de Faraday y engloba todos los fenómenos clásicos del electromagnetismo en sus ecuaciones, concibe las ondas electromagnéticas y determina su velocidad.

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho & \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 & \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \vec{f} &= q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})\end{aligned}$$

Se ve que una corriente eléctrica genera un campo magnético, dicho de otro modo el movimiento de cargas eléctricas genera un campo magnético, luego existe una relación entre movimiento de cargas y campo magnético, ¿qué podría explicar el magnetismo atómico?

\vec{E} : Campo eléctrico en el espacio, \vec{D} : Denota efectos eléctricos en la materia

\vec{H} : Campo magnético en el espacio, \vec{B} : Campo magnético en la materia

\vec{f} : fuerza de Lorentz.

Parecería que con las ecuaciones de Maxwell se tendría la descripción total del magnetismo atómico, !no es así!. El magnetismo en los sólidos, es un fenómeno cuántico, muchos de los fenómenos magnéticos solo se pueden explicar cuánticamente. Un modelo atómico (Borh) simple considera al electrón girando alrededor del núcleo atómico muy pequeño. El núcleo contiene toda la carga positiva del átomo. Las ecuaciones de Maxwell sugieren que un electro acelerado debe radiar energía con una frecuencia fundamental y otras armónicas múltiplo de la fundamental. Si el movimiento del electrón es circular (y por tanto acelerado) y uniforme, emitiría una sola frecuencia, luego el electrón perdería energía y colapsaría. Tampoco podemos explicar la estabilidad del núcleo atómico con tantas cargas positivas juntas.

Sabemos que los fenómenos de óptica se deben tratar de dos maneras distintas según el caso: si la dimensión del objeto es mucho mayor que la longitud de onda de la luz, podemos utilizar la óptica geométrica y definir trayectorias bien precisas, la luz se la trata como una partícula, por el contrario si la longitud de onda de la luz es comparable con la dimensión del objeto, aparecen los fenómenos de difracción y no se puede utilizar la óptica geométrica. No podemos definir una trayectoria ni afirmar que son partículas. Si aceptamos este tipo de comportamiento para el micro mundo, entonces la longitud λ de un determinado “ente” esta dada por la expresión

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

Donde $h \approx 6,62 \times 10^{-34} km.m^2.s^{-1}$ es la constante de Planck, m la masa y v la velocidad.

Veamos si tiene sentido tratar a una bolita de $1gr$ que se mueve a una velocidad de $1cm/s$ como una onda, calculando $\lambda = 6,6 \times 10^{-27} cm$. Totalmente despreciable frente al tamaño del cuerpo. Tendremos fenómenos de difracción en zonas de dimensiones comparables con las longitudes de onda. Si realizamos el mismo calculo para los átomos vemos que la longitud de onda es comparable a la dimensión atómica, por tanto, debemos abandonar la idea de trayectoria del electrón bien definida girando a una distancia fija del núcleo. Veamos otro ejemplo

Supongamos electrones en un tubo de RX que son acelerados con una diferencia de potencial de 10 kilovolts luego

$$eV = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$$

De donde λ será

$$\lambda = \frac{ch}{eV} = \frac{6,63 \times 10^{-34} j.s \times 3 \times 10^8 m.s^{-1}}{1,6 \times 10^{-19} C \times V} = \frac{1,98 \times 10^{25}}{1,6 \times 10^{-19} \times V}$$

Esto lleva a pensar que la materia tiene propiedades de partícula y de onda, lo que comúnmente se llama dualidad partícula-onda, pero, ¡atención!, no significa que son al mismo tiempo las dos cosas. Estas ondas se llaman “ondas de De Broglie” o de materia. Lo único que podemos afirmar es que todo “ente” en movimiento, bajo cierto experimento se comporta como onda y bajo otra experiencia como partícula. Tengamos en cuenta que estos fenómenos no son percibidos directamente por nuestros sentidos. En la fig. tenemos las tres proyecciones de un objeto que está dentro de la esfera, ¿quién puede decir que es?

Las características ondulatoria y corpuscular son complementarias y excluyentes, nuestro conocimiento de las particularidades es parcial si solo utilizamos uno de ellos.

No debemos explicar el micromundo en función de conceptos del macromundo como son las ondas puras o partículas puras, solo será posible comprender el átomo si pensamos en el comportamiento corpuscular de las ondas y en el comportamiento ondulatorio de las partículas.

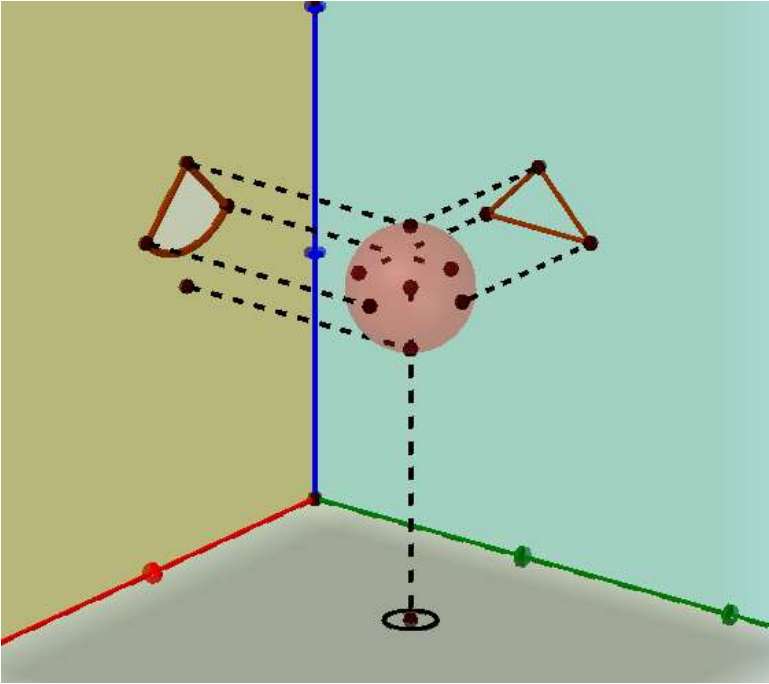
¿Cómo hallamos esta onda de De Broglie que caracteriza el fenómeno?, por intermedio de la ecuación diferencial de Schrödinger. La solución de esta ecuación nos da lo que llamamos función de onda Ψ que, en un punto del espacio y en un instante de tiempo nos da la probabilidad de encontrar la entidad en ese lugar e instante.

La solución de la ecuación de Schrödinger es normalmente un problema complicado. Sin embargo, su solución dio excelentes resultados y predijo fenómenos, observados experimentalmente, imposible de explicar con la física clásica, mencionemos un par de ejemplos;

1. La ecuación Schrödinger independiente del tiempo, para un caso unidimensional tiene el siguiente aspecto, Ψ llamada función de onda

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(x))\Psi = 0$$

Donde m es la masa, $V(x)$ potencial, E energía total del sistema y $\hbar = \frac{h}{2\pi}$. La solución de la ecuación no solo depende de la función $V(x)$ sino también del valor numérico de E . Para cualquier valor de E no es posible encontrar una solución Ψ continua y con condiciones de probabilidad, luego se comprueba que solo hay solución para valores discretos de la energía $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$. La energía toma valores discretos, está cuantificada y se los llama valores propios, siendo $\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \dots, \Psi_n$ las funciones propias o características.



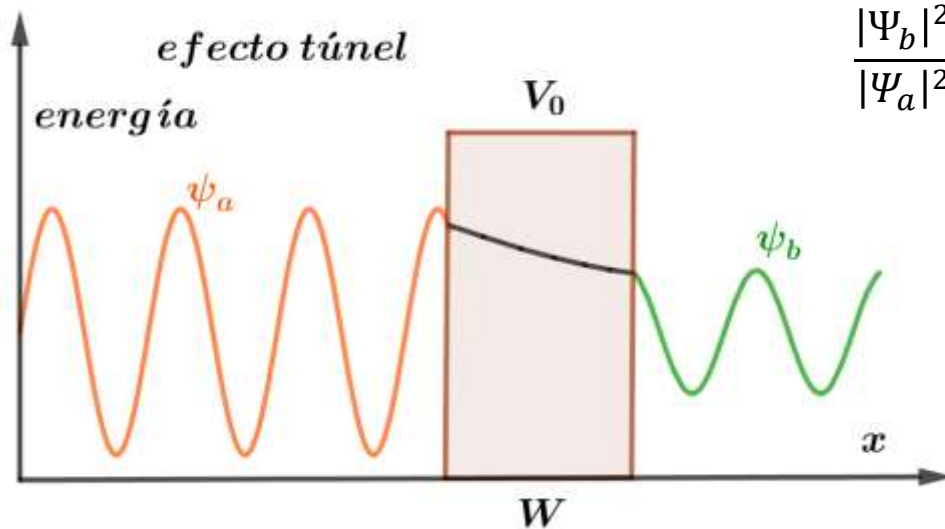
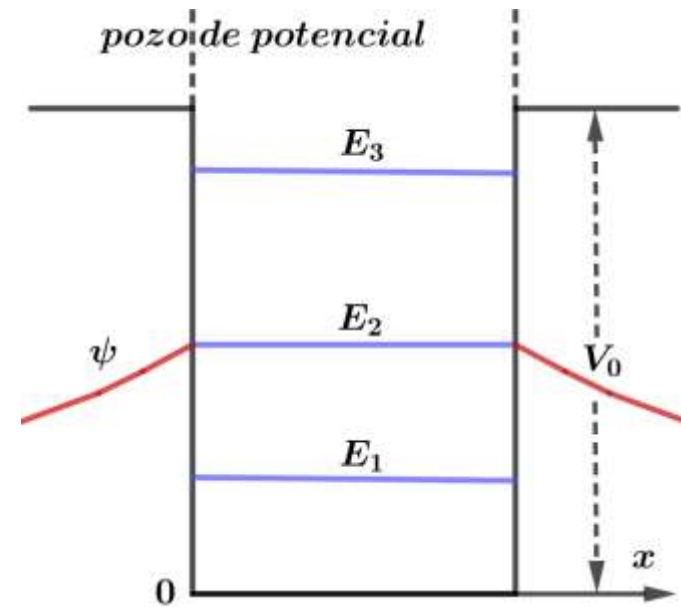
2. Suponiendo ahora un pozo cuadrado de potencial como el que se muestra en la fig. Resolviendo la ecuación de Schrödinger para este potencial, se observa los niveles de energía en color azul y en rojo una función propia particular, indicando que existe la posibilidad de encontrar al ente fuera del pozo, fenómeno observado en los núcleos radiactivos que emiten partículas alfa. Efecto que no se explica en la mecánica clásica, efectivamente, ya que:

$$E = \frac{m}{2} v^2 + V \quad \therefore v = \sqrt{\frac{2}{m}(E - V)}$$

Dentro del pozo $E > V$ ya que el potencial es cero, pero fuera tiene el valor $V_0 > E$ por tanto la velocidad v sería imaginario que no tiene sentido, luego clásicamente no podría salir del pozo.

Si el potencial es infinito (paredes totalmente rígidas), caso que no se da en la practica, no se debe esperar penetración fuera del pozo.

3. Efecto túnel, este fenómeno es también netamente cuántico no apreciado en la mecánica clásica, por ejemplo, si tenemos electrones confinados por una barrera de potencial, únicamente aquellos electrones que excedan en energía la barrera de potencial podrán escapar, clásicamente. Si por medio de la ecuación de Schrödinger calculamos la probabilidad de encontrar un electrón del otro lado de la barrera veremos que esta probabilidad no es cero .



$$\frac{|\Psi_b|^2}{|\Psi_a|^2} \approx \exp\left(-2\sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}W\right)$$



Números cuánticos

Estamos en condiciones de entrar en la teoría cuántica atómica y entender el origen del magnetismo atómico, como también, comprender la tabla periódica de los elementos y las uniones químicas. Para ello pensemos en un campo central de fuerza, eléctricas, el mas simple, un protón como núcleo y un electrón, átomo de hidrogeno, como en el modelo de Bohr. En un campo central electrostático sabemos que el potencial depende solo de la distancia al centro. Resolviendo la ecuación de Schrödinger en el espacio (es fácil decirlo) se encuentran tres números cuánticos, alguno de ellos coincide con lo postulado por Bohr. Por tanto, los podemos enumerar.

1. $n = 1, 2, 3, \dots$ **número cuántico principal.**
2. $l = 0, 1, 2, \dots (n - 1)$ **número cuántico orbital**
3. $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \pm l$ **número cuántico magnético**

- **Número cuántico principal n**

La energía del átomo de hidrogeno se cuantifica con el número n , por una expresión similar a la supuesta por Bohr

$$E_n = -\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n^2} \right)$$

Como vemos no es posible tomar cualquier energía.

- **Número cuántico orbital l**

Sabemos que en la mecánica Newtoniana el momento angular en un campo central se mantiene constante con el tiempo a medida que el sistema va cambiando y está dado por la expresión

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = \vec{r} \times m\vec{v}$$

Luego puede variar la velocidad y \vec{r} de cualquier forma, si se manteniendo constante \vec{L} . En mecánica cuántica al igual que la energía también se conserva el momento angular. Las leyes clásicas de conservación tienen su equivalente cuántico, hay leyes de conservación cuántica que no tienen análogo clásico. El numero cuántico l informa de la cuantificación del modulo del momento angular del electrón en su orbita dado por la expresión

$$|\vec{L}| = \sqrt{l(l+1)}\hbar$$

Vemos que la unidad natural del momento angular es $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \times 10^{-34} \text{ js}$.

Generalmente y como un legado de la espectroscopia se designa a los valores de l con letras en minúscula de tal manera que $l = 0 \rightarrow s$, $l = 1 \rightarrow p$, $l = 2 \rightarrow d$. Un estado s tiene momento angular cero, un estado p tiene momento angular $\sqrt{2}\hbar$. El vector L es perpendicular al plano que contiene el movimiento.

- **Número cuántico magnético m_l**

La componente del momento angular en una dirección determinada, por ejemplo z, es L_z y esta determinada por el número cuántico magnético m_l , por medio de la expresión siguiente

$$L_z = m_l \hbar$$

Luego la componente L_z del momento angular no se orienta en cualquier dirección del espacio, esta cuantificada, como m_l puede ser positivo o negativo hay $(2l+1)$ orientaciones del vector L . En mecánica clásica, como fue dicho, el \vec{L} en un campo central es constante en modulo y dirección, en cuántica solo conocemos el modulo y una componente L_z , lo que impide conocer la dirección exacta de \vec{L} . Como solo podemos conocer $|\vec{L}|$ y L_z imaginamos al vector \vec{L} realizando una precesión alrededor del eje z.

Supongamos el caso de $l = 2$ entonces el

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

Las distintas posiciones del vector \vec{L} en el espacio están definidas por el número cuántico m_l que toma valores entre

$$-l, \dots, 0, \dots, +l \quad \text{o sea } -2, -1, 0, +1, +2$$

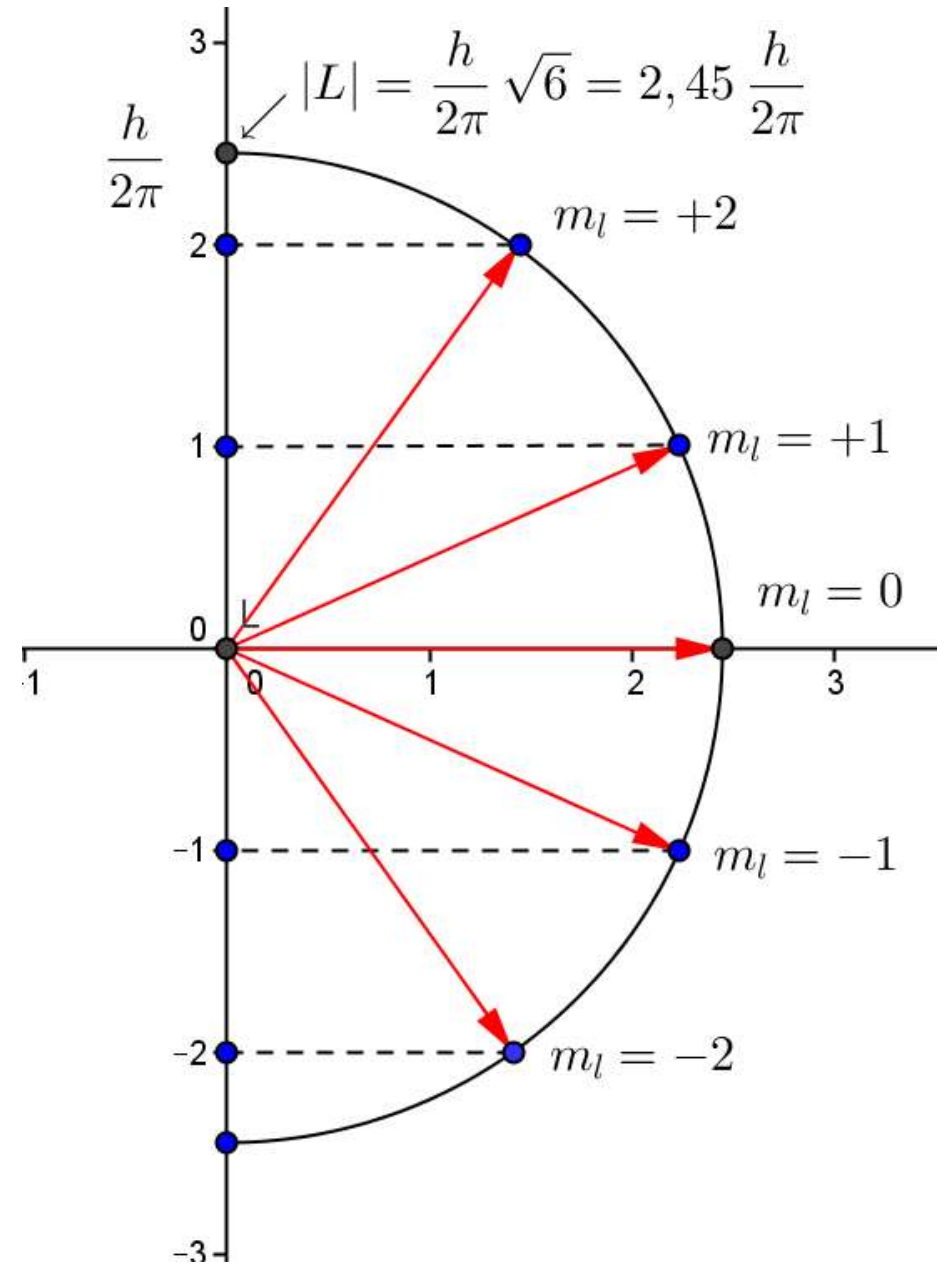
Las proyecciones del vector \vec{L} sobre el eje z son

$$L_z = m_l \hbar$$

Donde m_l varia $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$

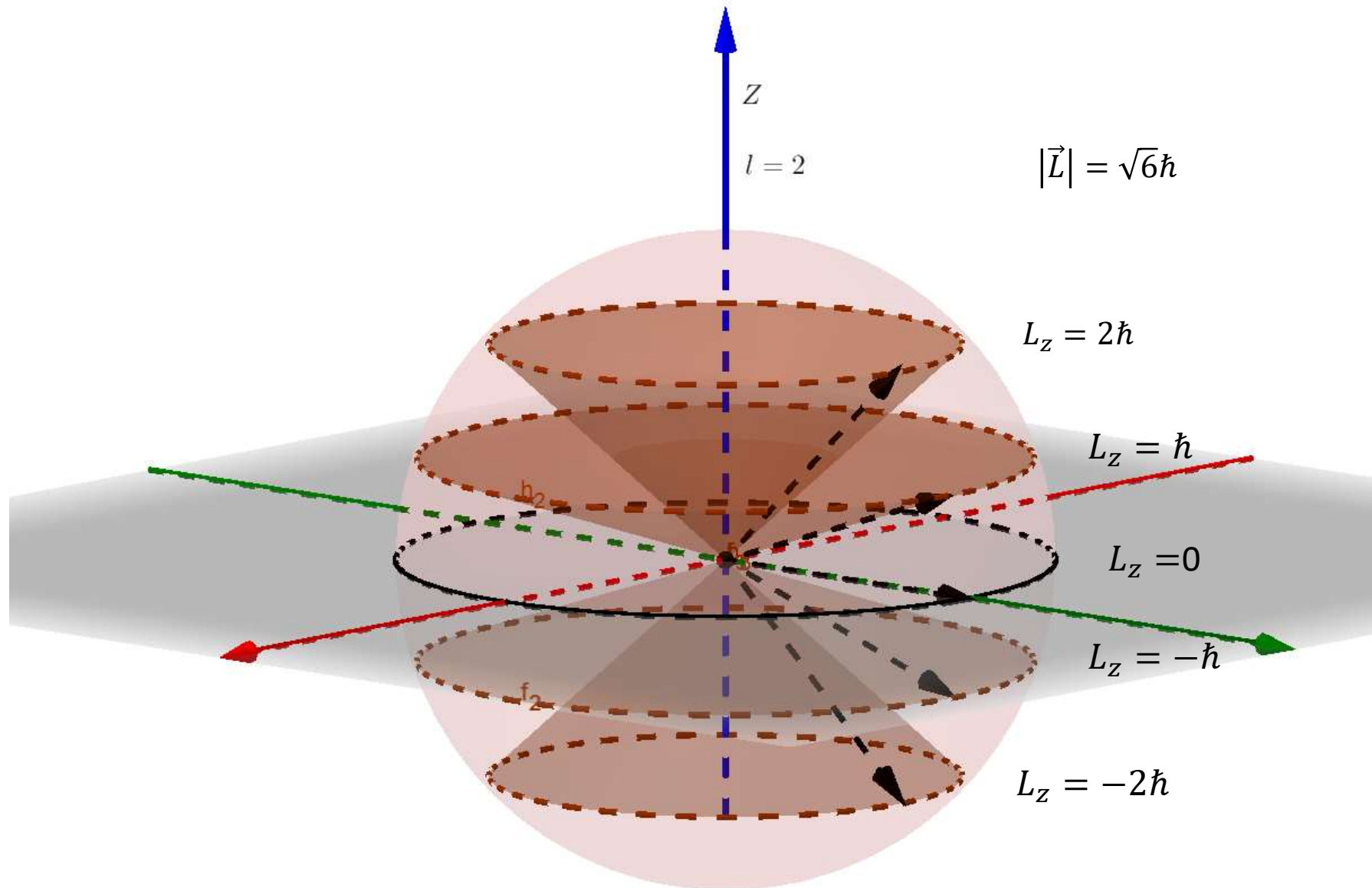
Para conocer exactamente la dirección de \vec{L} es necesario conocer no solo L_z si no también L_x y L_y , pero, la Mecánica Cuántica demuestra que es imposible conocer mas de una componente de \vec{L} . Observemos que \vec{L} nunca puede tener la dirección de z o sea coincidir con el campo magnético, en ese caso conoceríamos las tres componentes.

Números cuánticos



Números cuánticos

Aquí tenemos una representación espacial más realista que la anterior



Números cuánticos

- *número cuántico s*

Un tema aparte es el llamado espín, es una característica esencialmente cuántica y hace referencia a una característica intrínseca (inherente), se refiere a una propiedad física de las partículas subatómicas, por la cual toda partícula elemental o compuesta que se comporte como elemental tiene un momento angular intrínseco de valor fijo. Se trata de una propiedad individual de la partícula como lo es la masa o la carga eléctrica. El espín no sale naturalmente de la solución de la ecuación de Schrödinger, que vimos anteriormente. Por supuesto que fue necesario introducirlo para lograr una descripción completa de determinadas observaciones espectrales y entender a los átomos con mas de un electrón. En el año 1928 P. Dirac propuso una ecuación cuántica-relativista, desde la cual se deriva naturalmente la existencia del espín. P. Dirac pensaba que toda ley física debería tener belleza matemática o sea simetría, generalidad, Esta particularidad tenía su ecuación, lo cual implicaba una novedosa consecuencia, la existencia de una partícula “simétrica” al electrón con igual masa y similar carga eléctrica, pero positiva. Esta partícula está dotada de energía “negativa” de tal manera que cuando se encuentra con su “simétrica “, un electrón se aniquila. Sin conocerla ni haberla “visto” profetizo la existencia de la antimateria, tan solo fue sugerida por su ecuación matemática y la idea de simetría. Carl Anderson descubre la primera antipartícula en 1932.

Al espín los podemos interpretar como el momento angular intrínseco de la partícula en reposo. Llamamos S al espín del electrón y su modulo será

$$|\vec{S}| = \sqrt{s(s+1)}\hbar$$

Donde s es el número cuántico de espín, cuyo valor es $\frac{1}{2}$ para el electrón vemos que también se lo mide en unidades de \hbar . Expresión similar a la del momento orbital $|\vec{L}|$, luego

$$|\vec{S}| = \sqrt{s(s+1)}\hbar = \frac{\sqrt{3}}{2}\hbar$$

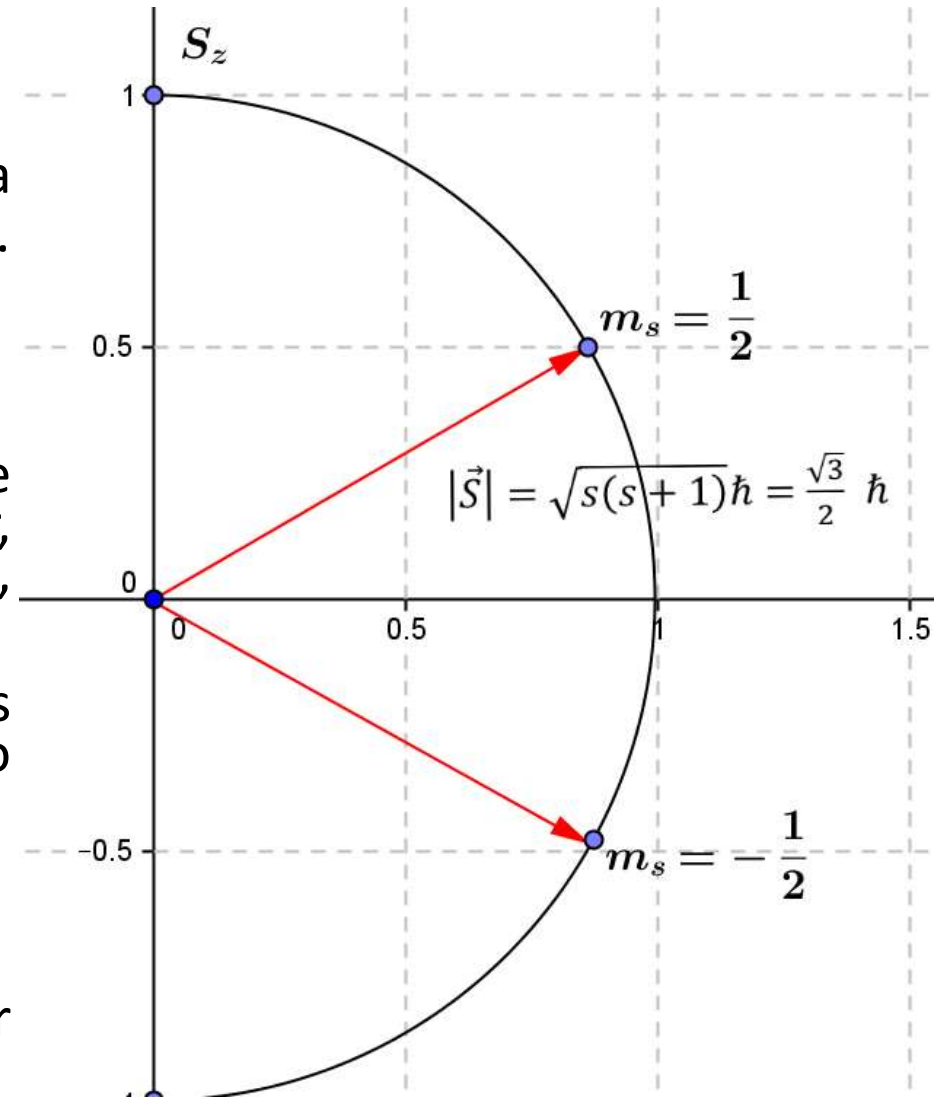
Vemos que esto no tiene nada de clásico, el modulo adquiere un solo valor y si lo interpretamos como el momento angular, vemos que no puede modificar su velocidad de giro, clásicamente inexistente.

El vector \vec{S} momento angular del electrón, puede tomar dos valores según el eje z , de acuerdo al numero cuántico magnético de espín m_s , para $m_s = \frac{1}{2}$ y $m_s = -\frac{1}{2}$

$$S_z = m_s\hbar = \mp \frac{1}{2}\hbar$$

En el esquema se observa las posiciones posibles del vector momento angular del electrón.

Números cuánticos



momento magnético orbital del electrón

El momento magnético asociado al momento angular orbital es

$$\vec{\mu}_L = \frac{-|e|\hbar}{2m} \vec{L} = -\mu_B \vec{L}$$

donde e es la carga del electrón, m la masa del electrón en reposo y $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$ es llamado Magnetón de Bohr (unidades atómicas del momento magnético). El signo $-$ significa que los vectores tienen sentido contrarios. Pasando a modulo

$$|\vec{\mu}_L| = \sqrt{l(l+1)} \frac{e\hbar}{2m} = \sqrt{l(l+1)} \mu_B$$

donde

La proyección del momento magnético orbital en la dirección de z determinada por un campo magnético es

$$\mu_{Lz} = -m_l \mu_B$$

El electrón en su orbita puede pensarse como un imán, solo si $l \neq 0$, si $l = 0$ no existe trayectoria, tiene $|\vec{L}| = 0$ esta en su estado fundamental.

momento magnético del espín del electrón

Para el electrón, que tiene carga, y momento angular se podría esperar algo similar a lo obtenido con el momento magnético orbital. Sin embargo la expresión clásica no se cumple cuánticamente y es necesario multiplicar por un factor llamado de g_e de Landé, cuyo valor según Dirac es $g_e = 2$. Luego el momento magnético del espín es **exactamente el doble que la del electrón en su movimiento orbital**;

$$\vec{\mu}_S = g_e \frac{-|e|\hbar}{2m} \vec{S} = -g_e \mu_B \vec{S}$$

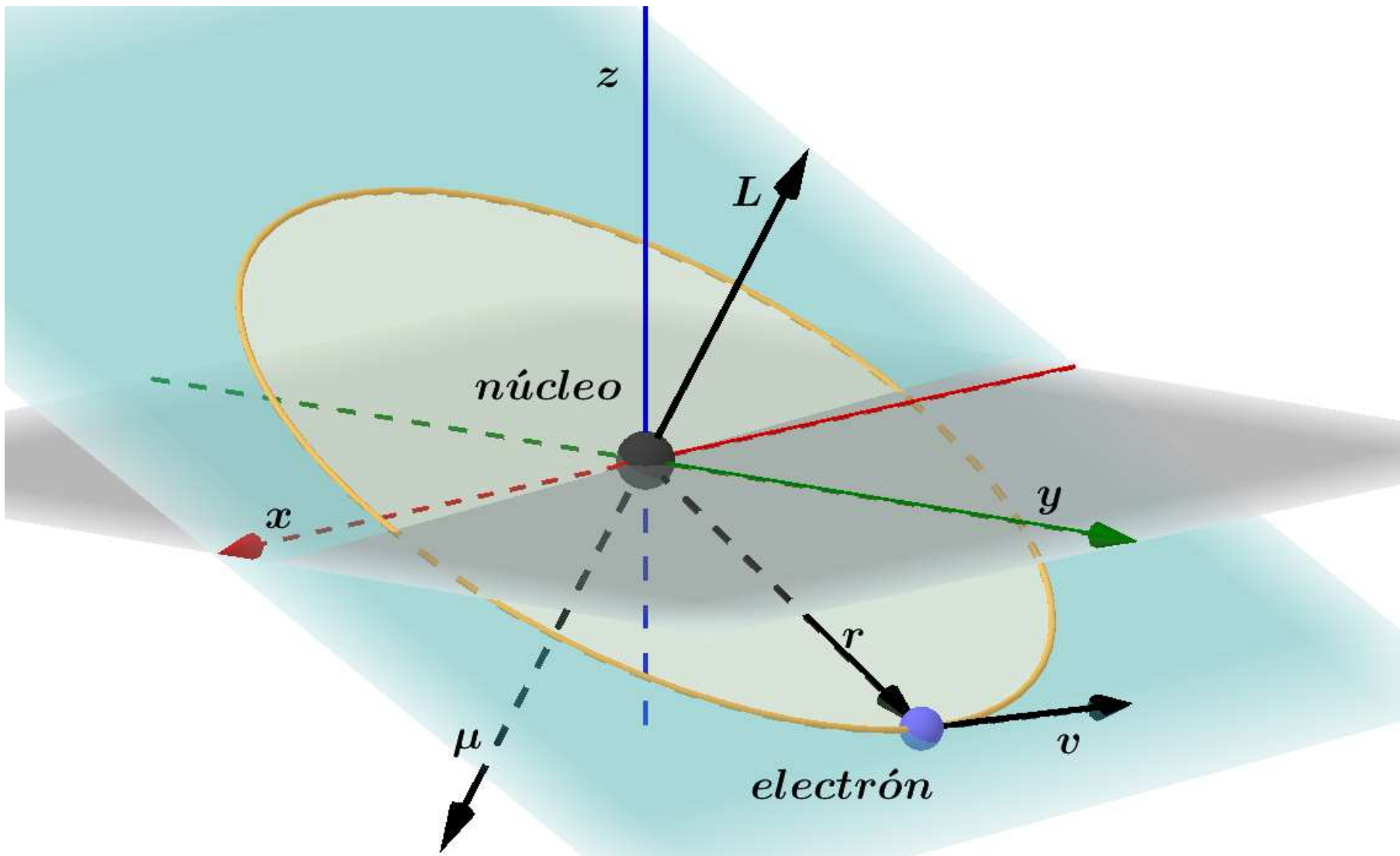
Pasando a modulo

$$|\vec{\mu}_S| = \sqrt{s(s+1)} \frac{e\hbar}{m} = \frac{e\sqrt{3}}{2m} \hbar = \sqrt{3} \mu_B$$

La proyección de este momentos magnético de espín, según una dada dirección del espacio z determinada por un campo magnético externo es

$$\mu_{Sz} = -m_s \mu_B$$

En este caso $m_s = \pm \frac{1}{2}$, o sea que toma solo dos valores. Estamos en presencia de un imán elemental, **en la mayoría de los casos el electrón puede ser considerado como un imán elemental**



Si bien introducimos algunas ideas de la física cuántica no se realizó una demostración exacta de los resultados presentados. En la mayoría de los casos los esquemas son semi-cuánticos y las expresiones matemáticas también. Es el momento de presentar el momento magnético del electrón en su movimiento orbital y el del electrón asociado al espín. Si aceptamos una hipótesis del electromagnetismo clásico que indica: Los momentos angulares de partículas cargadas tiene asociado un momento magnético, cuyo sentido es opuesto al del vector momento angular.

Resumen de los Números cuánticos

	Momento angular	Magnitud	Proyección	Momento magnético	Proyección del momento magnético
Orbital	\vec{L}	$ \vec{L} = \sqrt{l(l+1)}\hbar$ $l = 0, 1, 2, 3 \dots (n-1)$	$L_z = m_l \hbar$ $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$	$\vec{\mu}_L = -\mu_B \vec{L}$	$\mu_{Lz} = -m_l \mu_B$
spin	\vec{S}	$ \vec{S} = \sqrt{s(s+1)}\hbar = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar$ $s = \frac{1}{2}$	$S_z = m_s \hbar$ $m_s = \pm \frac{1}{2}$	$\vec{\mu}_s = -g_e \mu_B \vec{S}$	$\mu_{sz} = -m_s \mu_B$

Ejercicio

Calculemos los ángulos que forman L_z y el vector \vec{L} , para el caso $l = 2$

$$\sin \alpha = \frac{L_z}{|\vec{L}|} = \frac{m_l \hbar}{\sqrt{l(l+1)}\hbar} = \frac{m_l}{\sqrt{6}} = \begin{cases} m_l = 2 \rightarrow \alpha \approx 46^\circ \\ m_l = 1 \rightarrow \alpha \approx 24^\circ \\ m_l = 0 \rightarrow \alpha = 0 \\ m_l = -1 \rightarrow \alpha \approx -24^\circ \\ m_l = -2 \rightarrow \alpha \approx -46^\circ \end{cases}$$

El vector momento angular orbital nunca puede estar alineado al campo magnético, ya que ello requeriría que el ángulo α tomase un valor de 90° grados o de 270° , para lo cual se requeriría que

$$\frac{m_l}{\sqrt{6}} = 1 \text{ por tanto } m_l = \sqrt{6} = 2,45$$

El valor $m_l \leq 2$ en este caso. Por otro lado, si es coincidente con la dirección del campo conoceríamos las tres componentes de vector momento angular orbital, no puede ser.

Seguimos trabajando con el átomo de hidrogeno es decir con un solo electrón. Recordemos que el tratamiento que hacemos es semi-cuántico. Cuando es posible, y si el resultado clásico no difiere mucho del cuántico utilizamos el modelo clásico.

Interacción espín-orbita (L-S)

Vimos que un electrón en un átomo tiene un momento angular orbital \vec{L} y también un momento angular \vec{S} , estos momentos pueden interactuar y acoplarse, se la llama interacción espín-orbita (L-S). Luego, sumando vectorialmente los dos momentos se encuentra el momento angular total del átomo llamado \vec{J} . No consideramos el momento angular del núcleo por ser varios miles de veces menor que la interacción L-S. Luego, lo definimos como $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Este debe cumplir con las mismas propiedades que los momentos angulares \vec{L} y \vec{S} . Es decir, debe ser ejecutado de acuerdo a los lineamientos de la mecánica cuántica. La interacción L-S, es muy débil en el átomo de hidrógeno, pero muy importante en átomos con más electrones.

$|\vec{J}| = \sqrt{j(j+1)}\hbar$, donde j es el numero cuántico correspondiente,

En general j varia desde $(l-s)$, $(l-s+1)$ a $(l-s-1)$, $(l+s)$ luego para un electrón $\left|l - \frac{1}{2}\right| \leq j \leq \left|l + \frac{1}{2}\right|$, luego $j = l \pm \frac{1}{2}$. Mientras que

$$J_z = m_j \hbar$$

Analicemos como se puede realizar la suma e indaguemos si puede ser arbitrara el ángulo que forman los vectores. **Para eso consideremos el siguiente esquema** y aplicamos el teorema del coseno.

Interacción espín-orbita (L-S)

$$J^2 = L^2 + S^2 + 2L \cdot S \cos \alpha$$

Los módulos de los vectores se miden en unidades de \hbar , luego reemplazando los módulos

$$j(j+1) = l(l+1) + s(s+1) + 2\sqrt{l(l+1)}\sqrt{s(s+1)} \cos \alpha$$

Por lo tanto

$$\cos \alpha = \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2\sqrt{l(l+1)}\sqrt{s(s+1)}}$$

Donde vemos que el valor del ángulo no puede ser cualquiera y depende de los números cuánticos l y s , ya que el número cuántico j también depende de los anteriores. Se ve que para un valor fijo de l , j puede tomar solo dos valores $j = l \pm \frac{1}{2}$, luego hay solo dos valores del ángulo para cada l . Estos dos estados tienen una pequeña diferencia de energía y es lo que genera la estructura fina de las líneas espectrales. Veamos un ejemplo para $l = 1$, primero calculamos los módulos de los vectores para $j = l + s = \frac{3}{2}$, luego construimos la suma conociendo los lados

$$j(j+1) = \frac{3}{2}\left(\frac{3}{2} + 1\right) = \frac{15}{4}$$

$$|\vec{J}| = \sqrt{j(j+1)} = \sqrt{\frac{15}{4}} = 1,9$$

$$l(l+1) = 2$$

$$|\vec{L}| = \sqrt{l(l+1)} = \sqrt{2} = 1,41$$

$$s(s+1) = \frac{3}{4}$$

$$|\vec{S}| = \sqrt{s(s+1)} = \sqrt{\frac{3}{4}} = 0,86$$

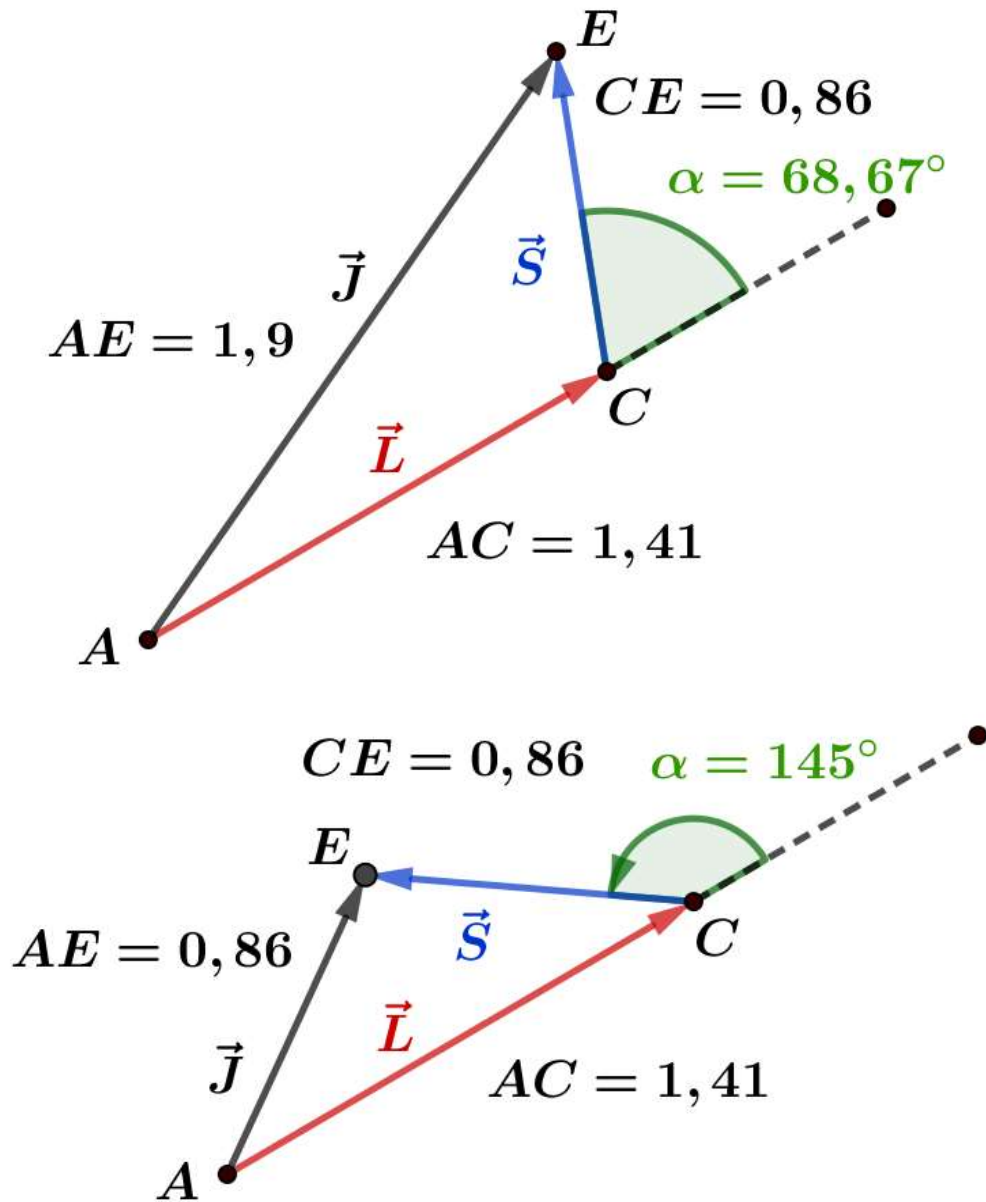
Por el teorema del coseno podemos verificar que el ángulo es el correcto. Recuerdo que todo se mide en unidades de \hbar

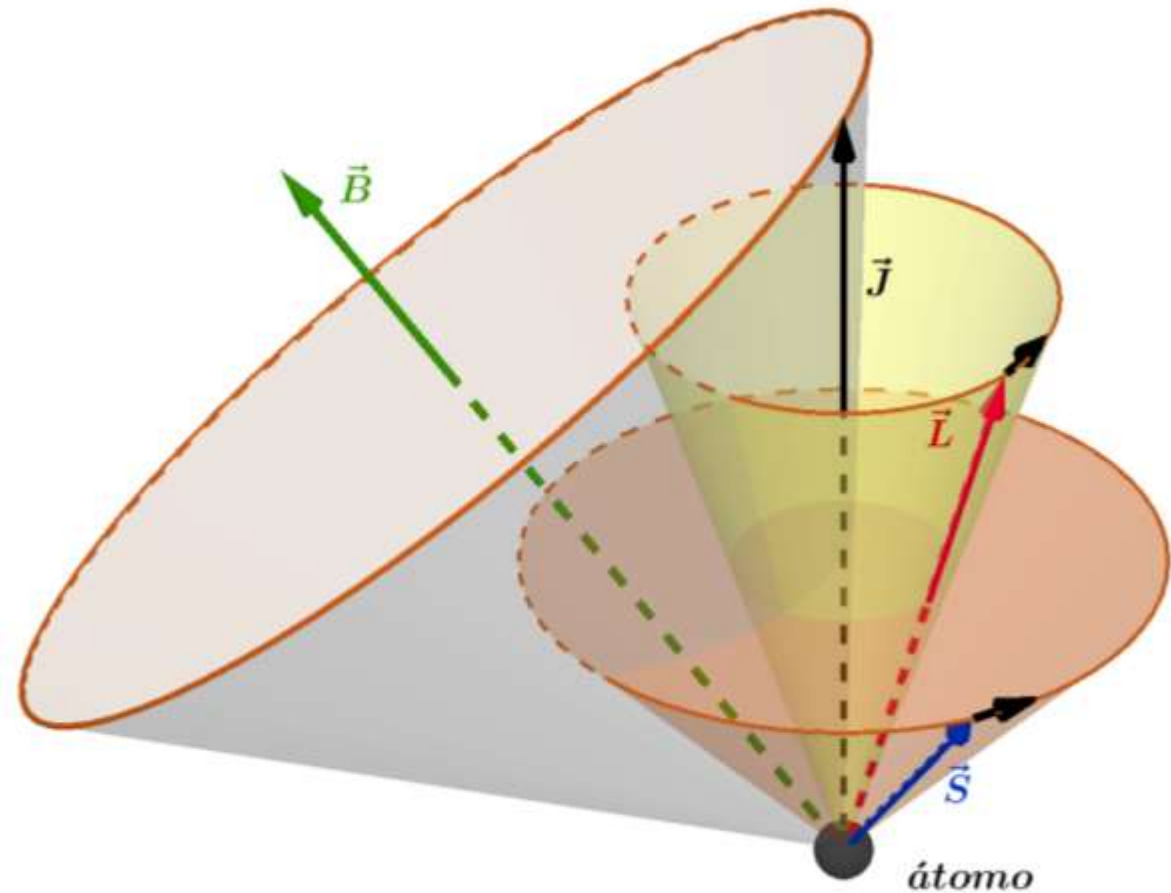
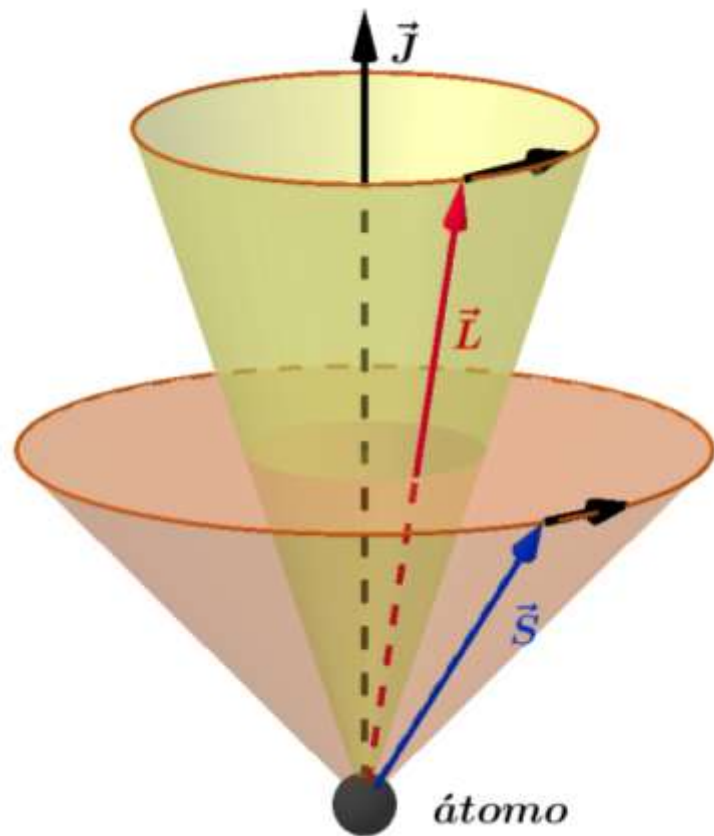
Interacción espín-orbita (L-S)

Calculamos el caso $j = l - \frac{1}{2}$, los valores de l y s no cambian en este caso hacemos el calculo con el teorema del coseno

$$\cos \alpha = \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2\sqrt{l(l+1)}\sqrt{s(s+1)}} = \frac{\frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1) - 2 - \frac{3}{4}}{2\sqrt{2}\sqrt{\frac{3}{4}}} = \frac{-2}{2,44} = -0,81 \Rightarrow 143^\circ$$

mientras que el modulo de $|\vec{J}|$ es igual a $\sqrt{j(j+1)} = \sqrt{\frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1)} = \sqrt{\frac{3}{4}} = 0,86$ como se ve representado en el esquema. Vemos que si el átomo tiene un solo electrón hay solo dos orientaciones posibles. En la primera $|\vec{J}| > |\vec{L}|$, mientras que en la segunda $|\vec{J}| < |\vec{L}|$





En ausencia de campo magnético externo, el momento angular total del átomo \vec{J} , se conserva, es decir modulo y dirección constante, en tanto \vec{L} y \vec{S} rotaran al rededor de \vec{J} . Por supuesto, para el átomo de hidrogeno con un solo electro.

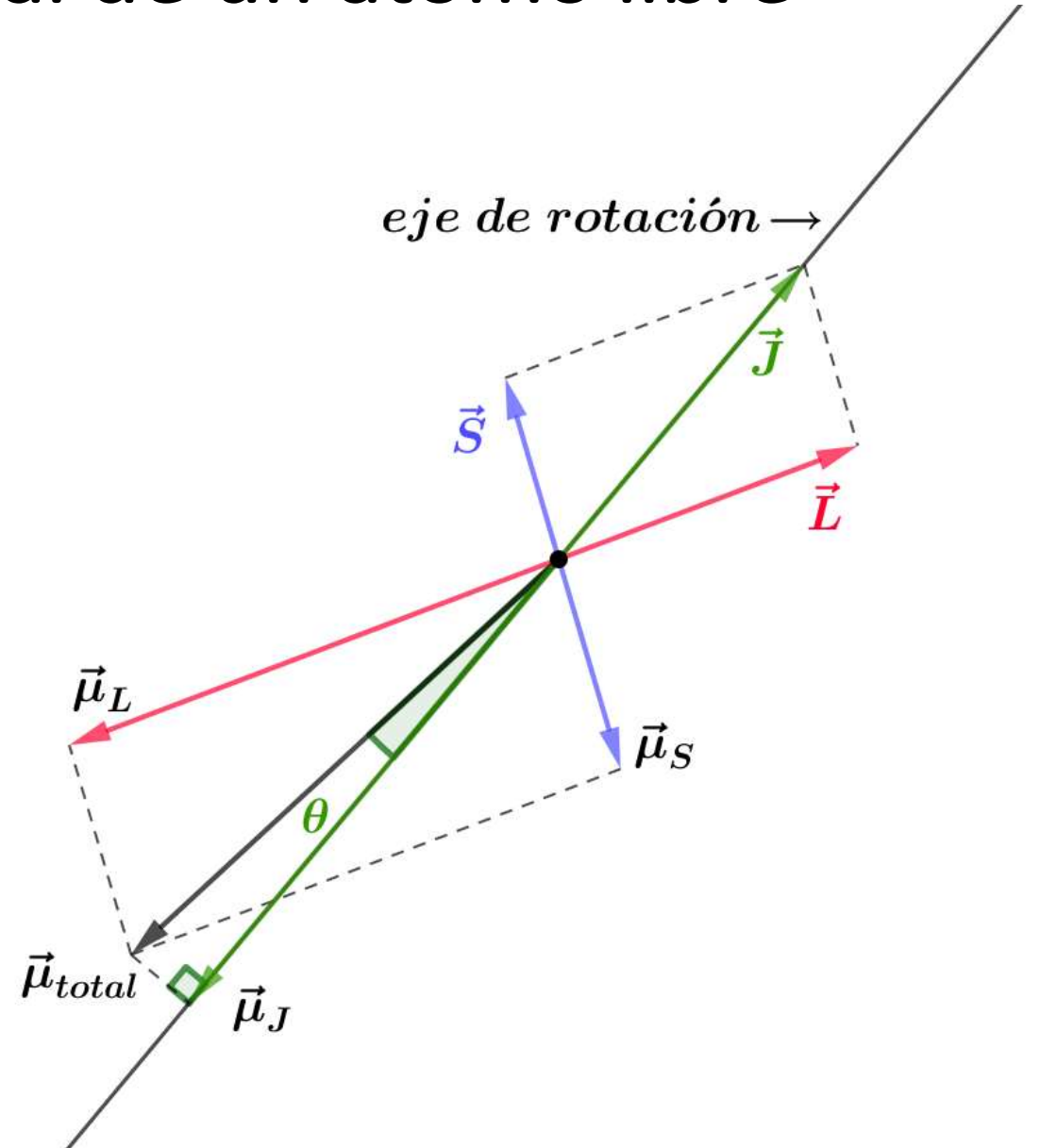
Si ahora aplicamos un campo exterior débil de manera que no rompa la interacción espín-orbita (L-S). Sera \vec{J} quien rote alrededor del campo eterno sin romper la iteración (L-S), luego seguirán rotando \vec{L} y \vec{S} alrededor de \vec{J} . La orientación de \vec{J} en el campo externo \vec{B} se deberá cumplir con uno de los valores permitidos de m_j . Si se aumenta el campo magnético externo se rompe el acoplamiento (L-S) y dejan \vec{L} y \vec{S} de rotar alrededor de \vec{J} . Observe los esquemas.

Momento magnético total de un átomo libre

El momento magnético efectivo del átomo sería la suma de las componentes $\vec{\mu}_L$ y $\vec{\mu}_S$. Calculemos la suma de los momentos magnéticos que llamamos $\vec{\mu}_{total}$,

$$\begin{aligned}\vec{\mu}_{total} &= \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S = -\mu_B(\vec{L} + g\vec{S}) \\ &= -\mu_B(\vec{L} + 2\vec{S}) = -\mu_B(\vec{J} + \vec{S})\end{aligned}$$

Esta expresión nos indica que $\vec{\mu}_{total}$ no es directamente opuesto a \vec{J} , salvo que $\vec{S} = 0$, $\vec{\mu}_{total}$ también girará alrededor de \vec{J} . La componente de $\vec{\mu}_{total}$ en la dirección de \vec{J} es $\vec{\mu}_J$. Como se observa en el esquema, en el cual no se respetaron las longitudes relativas de los vectores



Momento magnético total de un átomo libre

- Anteriormente se vio que el momento angular orbital y de espín se sumaban formando el momento magnético atómico total. El momento magnético total de un átomo libre tiene tres contribuciones: el momento magnético del núcleo, el momento magnético orbital más el momento magnético del electrón.
- El núcleo atómico tiene carga y presenta momento magnético, este es 10^3 veces inferior a los generados por los electrones, luego, **no se considera el momento magnético nuclear**.
- Luego en un átomo, el campo magnético observado es debido al acoplamiento de estos dos momentos: **orbital y del espín**.

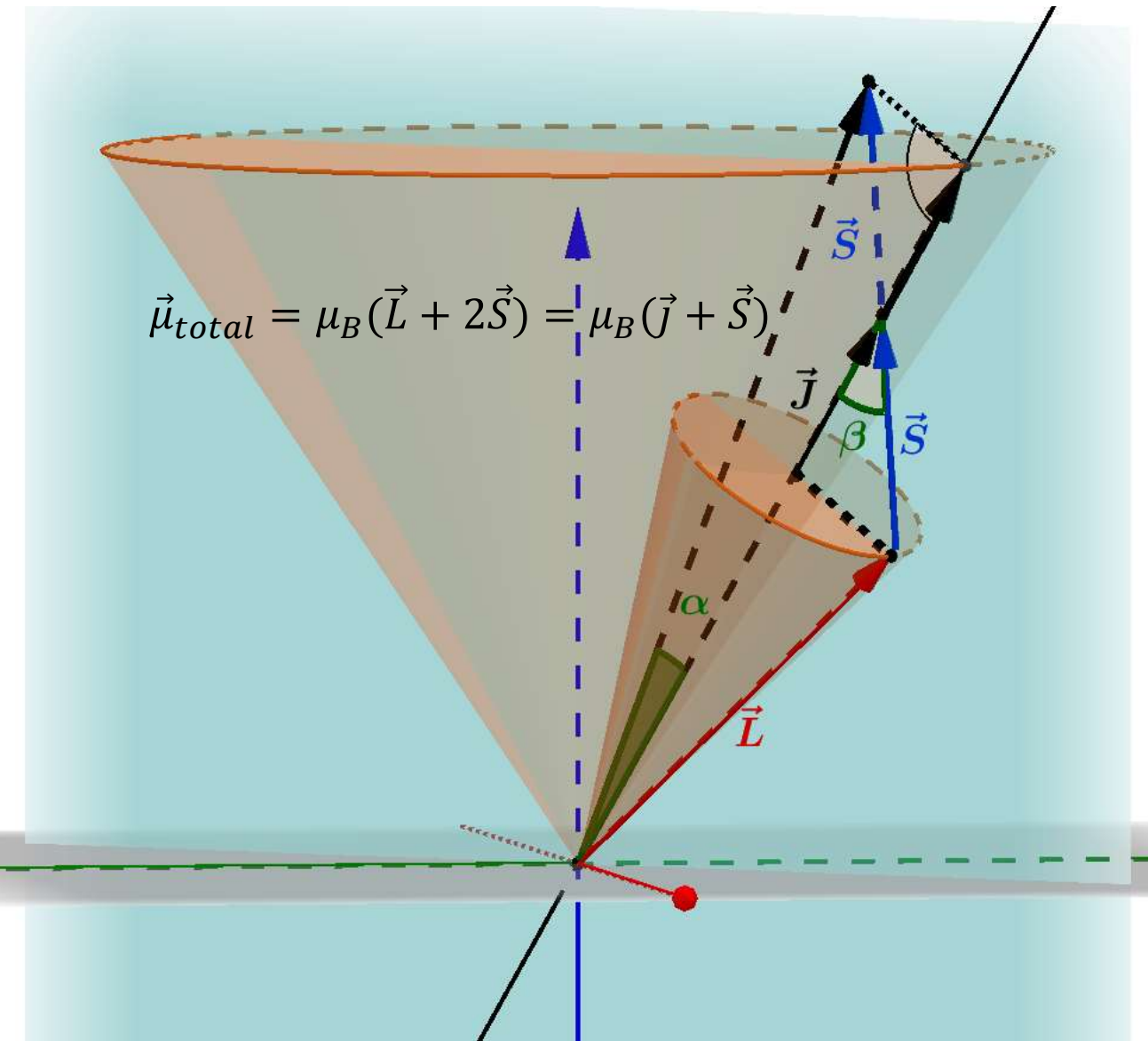
Como sabemos el momento angular total \vec{J} es la suma del momento del spin \vec{S} con el orbital \vec{L} . El momento magnético en la dirección \vec{J}

$$\mu_j = |\vec{\mu}_J| = |\vec{\mu}_L| \cos \beta + |\vec{\mu}_S| \cos \alpha$$

Donde el ángulo $(SJ) = \alpha$ y $(LJ) = \beta$ reemplazando y operando se llega

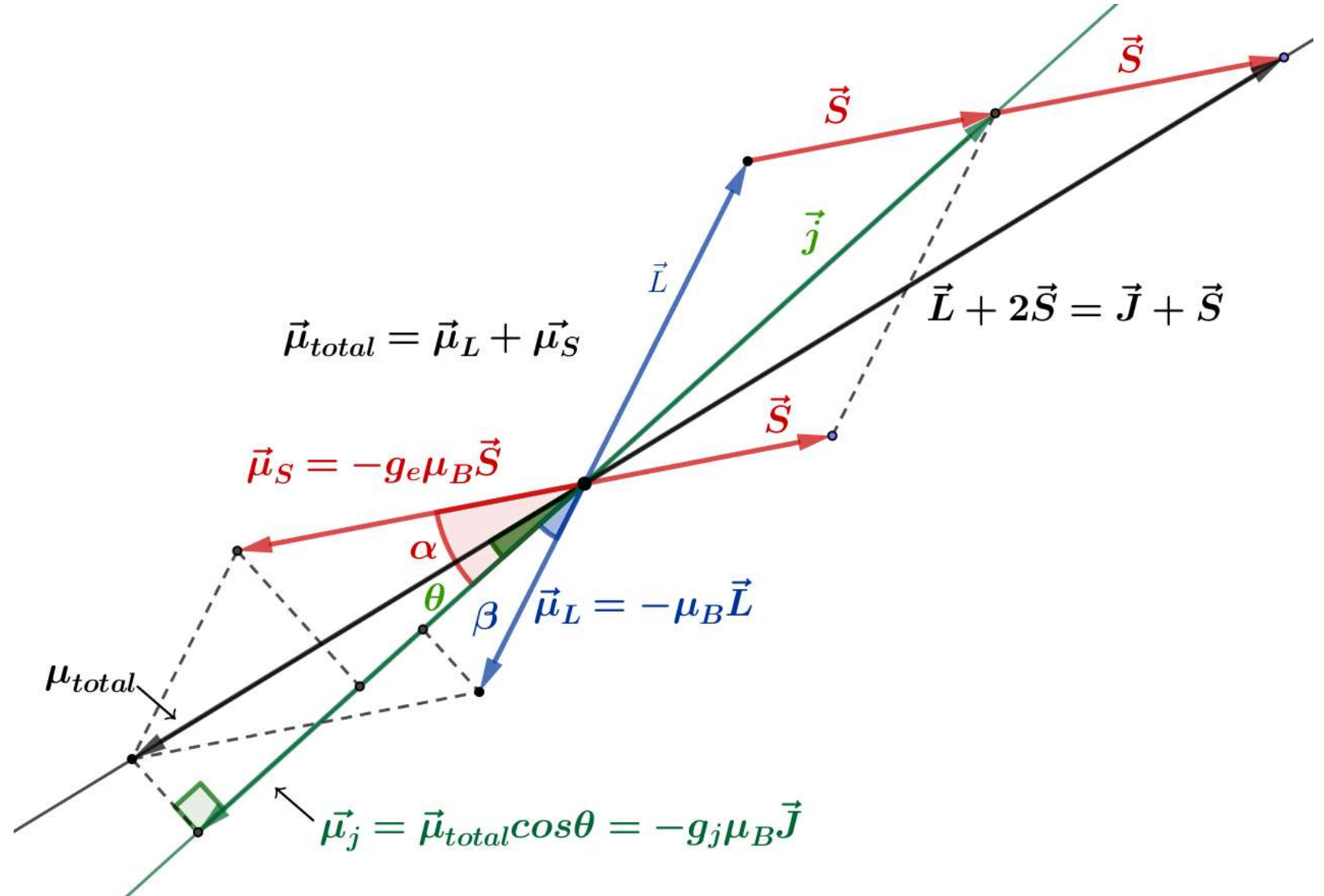
$$\mu_j = g_j \mu_B \sqrt{j(j+1)} \text{ con } g_j \text{ factor de Landé para } j \text{ que vale}$$

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \text{ como veremos seguidamente}$$



Como sabemos el μ_{total} no está en la dirección de \vec{J} y recordando que \vec{L} y \vec{S} rotan alrededor de \vec{J} , luego $\vec{\mu}_L$ y $\vec{\mu}_S$ también rotan alrededor de \vec{J} . En el esquema se observa la distribución espacial de los mismos. Luego si pretendemos sumarlos es adecuado descomponer $\vec{\mu}_L$ y $\vec{\mu}_S$ en dos componentes una en la dirección del eje de rotación y la otra perpendicular al mismo, esta última, como rota, tendrá valor medio cero. Por el contrario, si tendrá un valor determinado distinto de cero, aquellas que proyectamos en la dirección del eje de rotación.

En el esquema se observan los ángulos que se utilizarán en el desarrollo g_e como veremos a continuación.



$$|\vec{\mu}_J| = |\vec{\mu}_L| \cos \beta + |\vec{\mu}_S| \cos \alpha$$

Luego, por el teorema del coseno= μ_B

$$|s|^2 = |L|^2 + |J|^2 - |L||J| \cos \beta \therefore$$

$$\cos \beta = \frac{|L|^2 + |J|^2 - |s|^2}{2|L||J|} = \frac{l(l+1) + j(j+1) - s(s+1)}{2\sqrt{l(l+1)j(j+1)}} \text{ de igual manera procedemos para el otro triangulo}$$

$$\cos \alpha = \frac{s(s+1) + j(j+1) - l(l+1)}{2\sqrt{s(s+1)j(j+1)}}$$

Remplazando los cosenos en la ecuación

$$|\vec{\mu}_J| = |\vec{\mu}_L| \cos \beta + |\vec{\mu}_S| \cos \alpha = |\vec{\mu}_L| \frac{l(l+1) + j(j+1) - s(s+1)}{2\sqrt{l(l+1)j(j+1)}} + |\vec{\mu}_S| \frac{s(s+1) + j(j+1) - l(l+1)}{2\sqrt{s(s+1)j(j+1)}} =$$

$$= \mu_B \left[|\vec{L}| \frac{l(l+1) + j(j+1) - s(s+1)}{2\sqrt{l(l+1)j(j+1)}} + 2|\vec{S}| \frac{s(s+1) + j(j+1) - l(l+1)}{2\sqrt{s(s+1)j(j+1)}} \right] =$$

$$= \mu_B \left[\frac{l(l+1) + j(j+1) - s(s+1)}{2\sqrt{j(j+1)}} + 2 \frac{s(s+1) + j(j+1) - l(l+1)}{2\sqrt{j(j+1)}} \right] =$$

$$= \mu_B \left[\frac{3j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2\sqrt{j(j+1)}} \right] = \mu_B \left[\frac{3j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2\sqrt{j(j+1)}} \right] =$$

$$= \mu_B \left[\frac{3j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \right] \sqrt{j(j+1)} = \mu_B \left[1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \right] \sqrt{j(j+1)} =$$

$$|\vec{\mu}_J| = \mu_B g_j \sqrt{j(j+1)} \text{ o bien } \vec{\mu}_J = \mu_B g_j \vec{L}$$

Átomos con mas de un electro

Hemos avanzado bastante con el magnetismo atómico nos faltaría generalizar las ideas a átomos con más de un electrón. Los átomos que nos interesa desde el punto de vista del magnetismo son llamados elementos de transición y poseen gran cantidad de electrones. No se puede resolver teóricamente el sistema de varios cuerpos, ni siquiera en mecánica clásica. Sin embargo es posible, con las ideas expuestas anteriormente, comprender y explicar varios fenómenos de átomos con varios electrones. O sea el estado del electrón en el átomo lo determinan cuatro números cuánticos:

1. $n = 1, 2, 3, \dots$ *número cuántico principal*. define el tamaño de las orbitas, es el que tiene mayor **influencia en la energía**, cuando mayor sea mayor será el volumen. Se suele utilizar la nomenclatura K ($n=1$), L ($n=2$)
2. $l = 0, 1, 2, \dots (n - 1)$ *número cuántico orbital* indica la forma del orbital y el momento angular. Designando $l=0$ como s, $l=1$ como p, $l=3$ como d, etc
3. $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \pm l$ *número cuántico magnético*, define la orientación espacial del orbital frente a un campo magnético externo, toma valores $-l, \dots, 0, \dots, l$.
4. $m_s = -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$, indicar las dos dirección del electrón.

El símbolo 3p significa que el electrón tiene número cuántico principal $n = 3$ y número orbital $l=1$. Si varios electrones se hallan en un estado con n y l se coloca $3p^2$ esto significa $n = 3, l = 1$ y que se encuentran dos electrones. No hemos dicho nada sobre el núcleo, pero, suponemos sin preocuparnos mucho como se hace que también aumentan los protones.

Para seguir completando el átomo con electrones se necesita algo más, el principio de Pauli, formulado por Wolfgang Ernst Pauli en 1925, con el mismo objetivo que pretendemos realizar ahora, explicar la estructura atómica y la organización de la tabla periódica.

Principio de exclusión de Pauli

Ya comentamos que en la mecánica clásica y en la cuántica las partículas admiten comportamientos totalmente distintos. En mecánica clásica las partículas se mueven en trayectorias bien determinadas, de tal manera que podemos distinguir una de otra y saber en que instante se encontrara en una dada posición. En cuántica es totalmente distinta la situación. Las partículas idénticas son totalmente indistinguibles. Esto quiere decir, de otra forma, que si en cuántica cambiamos una partícula por otra igual el estado cuántico no debe modificarse. Si indicamos con $\Psi(1,2)$ la función de onda de un sistema donde 1 y 2 son las coordenadas de la primera y segunda partícula. Si intercambiamos las posiciones de las partículas el sistema sigue descrito por la misma función de onda, al menos multiplicada por una constante ε

$$\Psi(1,2) = \varepsilon \Psi(2,1)$$

El valor de ε viene determinado solo por el tipo de partícula, puede tomar solo dos valores $\varepsilon = 1$ o $\varepsilon = -1$. **Todas las partículas con spin nulo o entero cumplen con**

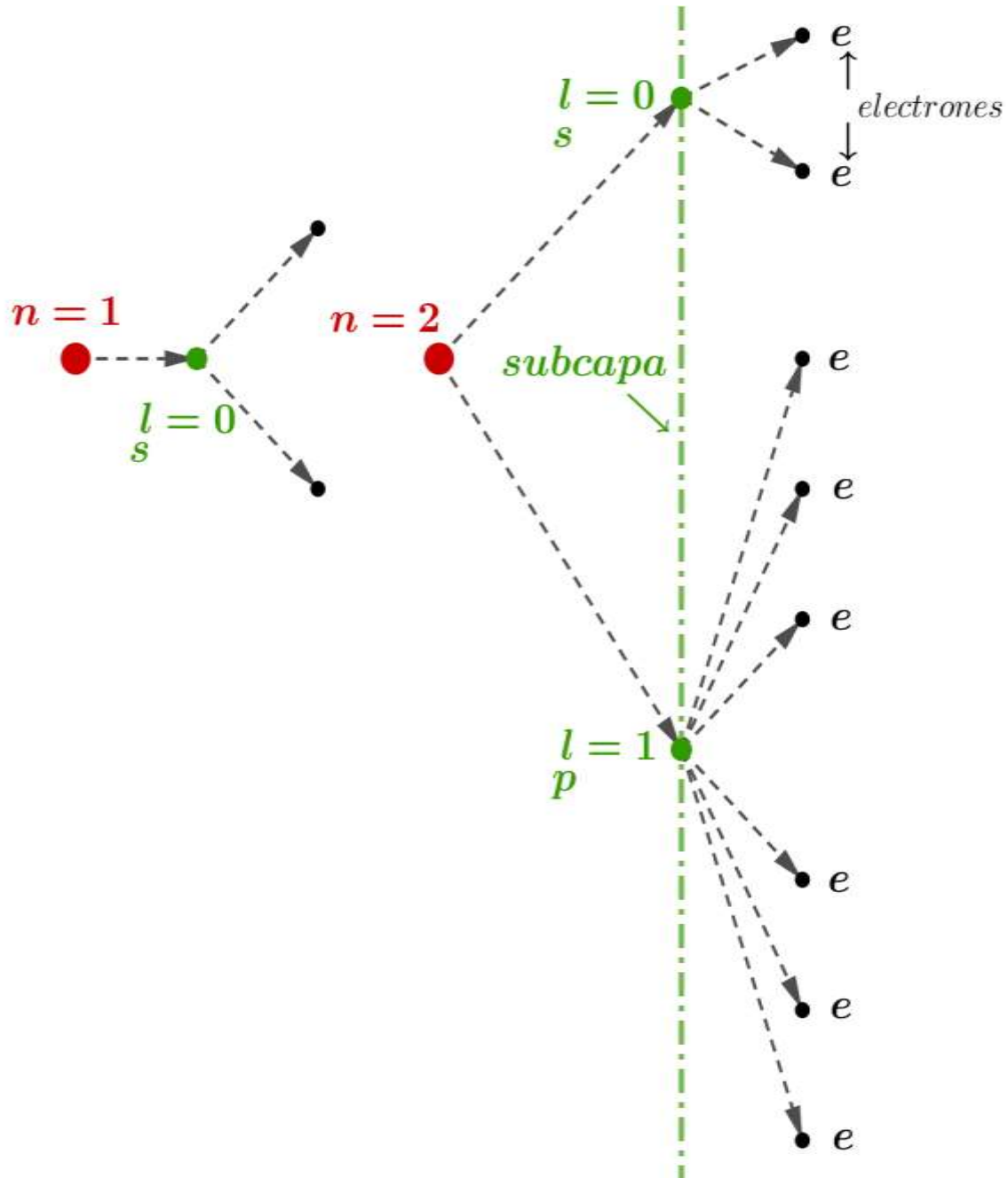
$$\Psi(1,2) = \Psi(2,1) \text{ todas las partículas}$$

Se las llama **Bosones** y **las que tienen spin semientero cumplen con**

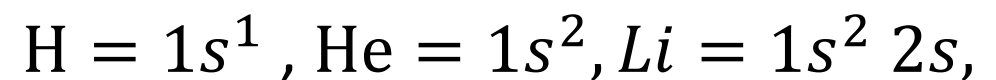
$$\Psi(1,2) = -\Psi(2,1)$$

Se las llama **Fermiones**, los electrones son Fermiones. La mecánica cuántica impone estrictas leyes sociales (cuando interactúan entre ellas). Por ejemplo los Fermiones en sociedad deben cumplir que no pueden haber dos de ellos (electrones) en un átomo con el mismo conjunto de números cuánticos. Que es el principio de Pauli, que fue demostrado a posteriori. Como vemos los fermiones son entes ermitaños, no les gustan sus semejantes, sin embargo son todos iguales, indistinguibles.

Átomos con más de un electro

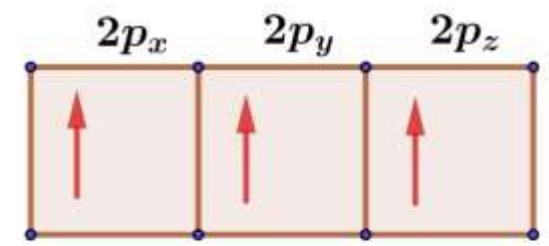
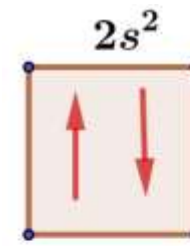


Podemos imaginar que los átomos que constituyen la tabla periódica se van formando agregando electrones, estos crean nuevos orbitales una vez que se llenan los primeros. O sea si $n = 1$ y $l = 0$ es la primer capa que se llena con dos electrones, $n = 2$ tenemos dos subcapas una para $n = 1$ y $l = 0$ estamos en el caso anterior, si $l = 2$ tenemos dos subcapas, en total 8 electrones, siguiendo de esta manera obtenemos todos los átomos de la tabla periódica. La repetición de l corresponde a propiedades químicas similares, luego los átomos que tengan en su ultima capa un solo electrón en la subcapa s tienen propiedades similares. Veamos algunos elementos y sus estructuras electrónicas

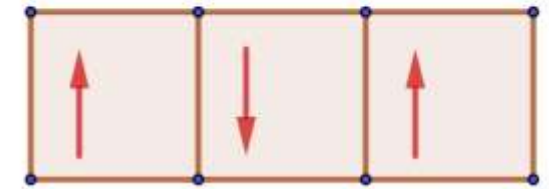
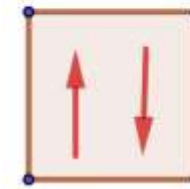


Átomos con más de un electro

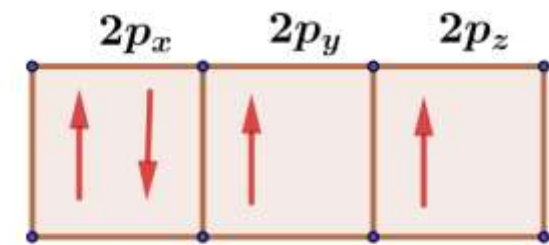
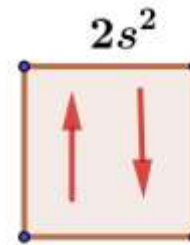
Los electrones deben cumplir una serie de condiciones para ser introducidos al átomo. Para ello debemos desarrollar la regla empírica de Friedrich Hund presentado en 1927 o de máxima multiplicidad, la cual nos indica como ubicar los electrones. Al llenar orbitales, de igual energía, los electrones se distribuyen, siempre que sea posible, con sus espines paralelos (apuntando en la misma dirección), ya que la partícula es más estable cuando tiene electrones desapareados (spines paralelos) que cuando esos electrones están apareados (spines opuestos o antiparalelos). Dicho de otro modo, se introducen los electrones de tal manera que ocupen primeramente las regiones del átomo donde la probabilidad de encontrarlos en el espacio es mayor. Veamos en el esquema un caso real y otro imposible. Existen varias reglas para ir llenando los orbitales, regla de Aufbau es una de ellas. La palabra aufbau se refiere al verbo alemán “construir”, no es el nombre de ningún científico.



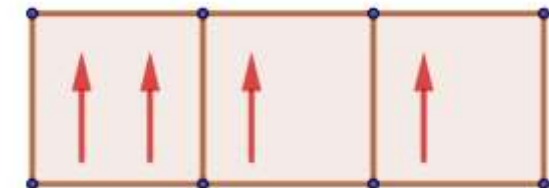
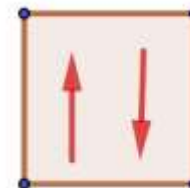
bien distribuidos



mal distribuidos



bien distribuidos



mal distribuidos

Átomos con más de un electro

<div><div>H1 1s</div><div>He1 1s</div></div>															
<div>Electron Configuration Table</div>															
<div><div><div><div>Li1 2s</div><div>Be2</div></div><div><div>Na1 3s</div><div>Mg2</div></div><div><div>K1 4s</div><div>Ca2</div></div><div><div>Rb1 5s</div><div>Sr2</div></div><div><div>Cs1 6s</div><div>Ba2</div></div><div><div>Fr1 7s</div><div>Ra2</div></div></div><div><div><div>Sc1 3d</div><div>Ti2</div><div>V3</div><div>Cr4</div><div>Mn5</div><div>Fe6</div><div>Co7</div><div>Ni8</div><div>Cu9</div><div>Zn10</div></div><div><div>Y1 4d</div><div>Zr2</div><div>Nb3</div><div>Mo4</div><div>Tc5</div><div>Ru6</div><div>Rh7</div><div>Pd8</div><div>Ag9</div><div>Cd10</div></div><div><div>La+1 5d</div><div>Hf2</div><div>Ta3</div><div>W4</div><div>Re5</div><div>Os6</div><div>Ir7</div><div>Pt8</div><div>Au9</div><div>Hg10</div></div><div><div>+Ac1 6d</div><div>Rf2</div><div>Ha3</div></div></div><div><div><div>B1 2p</div><div>C2</div><div>N3</div><div>O4</div><div>F5</div><div>Ne6</div></div><div><div>Al1 3p</div><div>Si2</div><div>P3</div><div>S4</div><div>Cl5</div><div>Ar6</div></div><div><div>Ga1 4p</div><div>Ge2</div><div>As3</div><div>Se4</div><div>Br5</div><div>Kr6</div></div><div><div>In1 5p</div><div>Sn2</div><div>Sb3</div><div>Te4</div><div>I5</div><div>Xe6</div></div><div><div>Tl1 6p</div><div>Pb2</div><div>Bi3</div><div>Po4</div><div>At5</div><div>Rn6</div></div></div></div>															

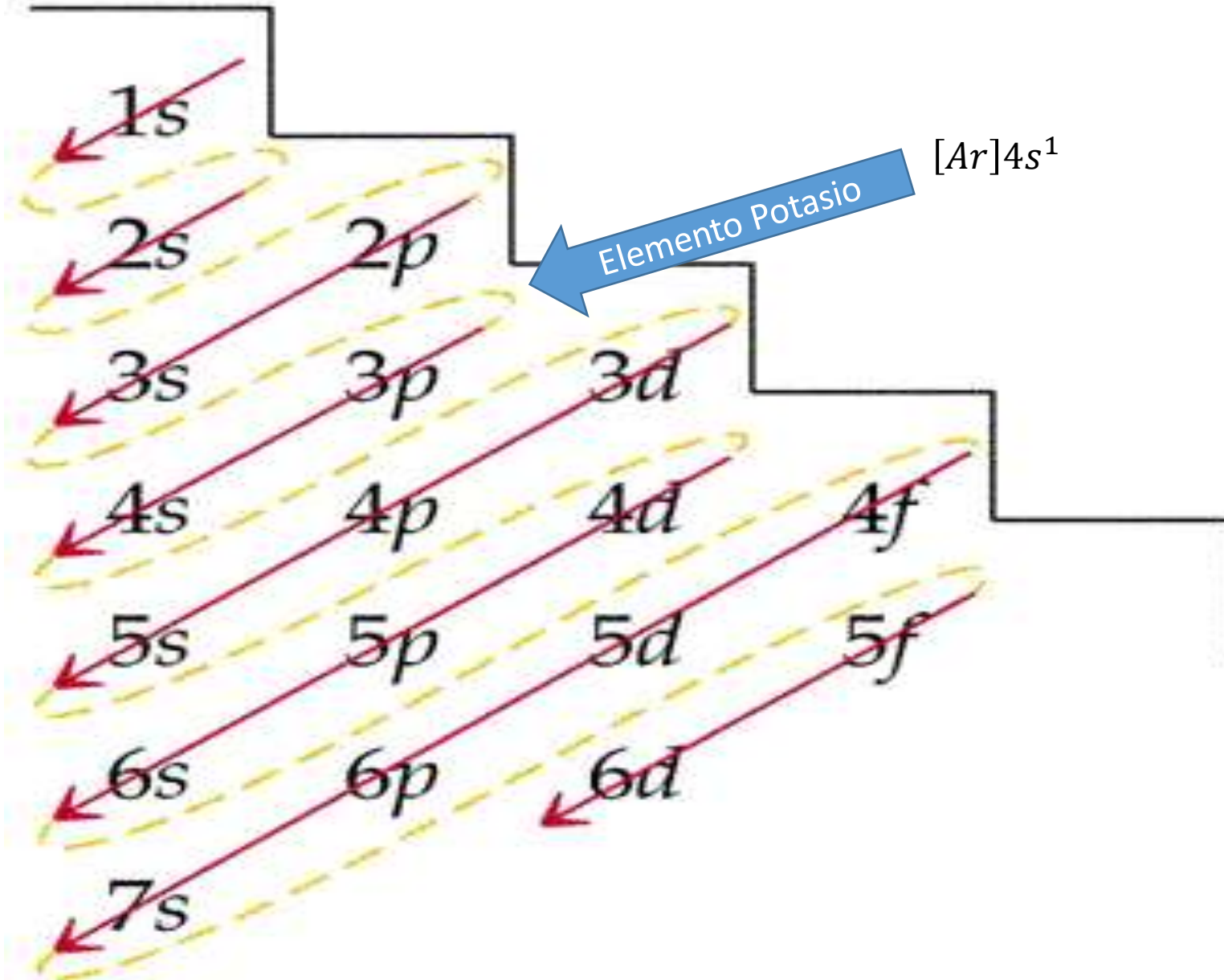
Electron Configuration Table

Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr

Al ir agregando electrones obtenemos la tabla periódica de los elementos. Vemos que el primer grupo se inicia con el *H* y finaliza con *He* que llena la capa 1s con dos electrones y es noble. Luego, el siguiente, comienza con el *Li* se llena la capa 2s con el *Be* y se completa la capa 2p con *Ne* que también es noble. La capa siguiente es similar.

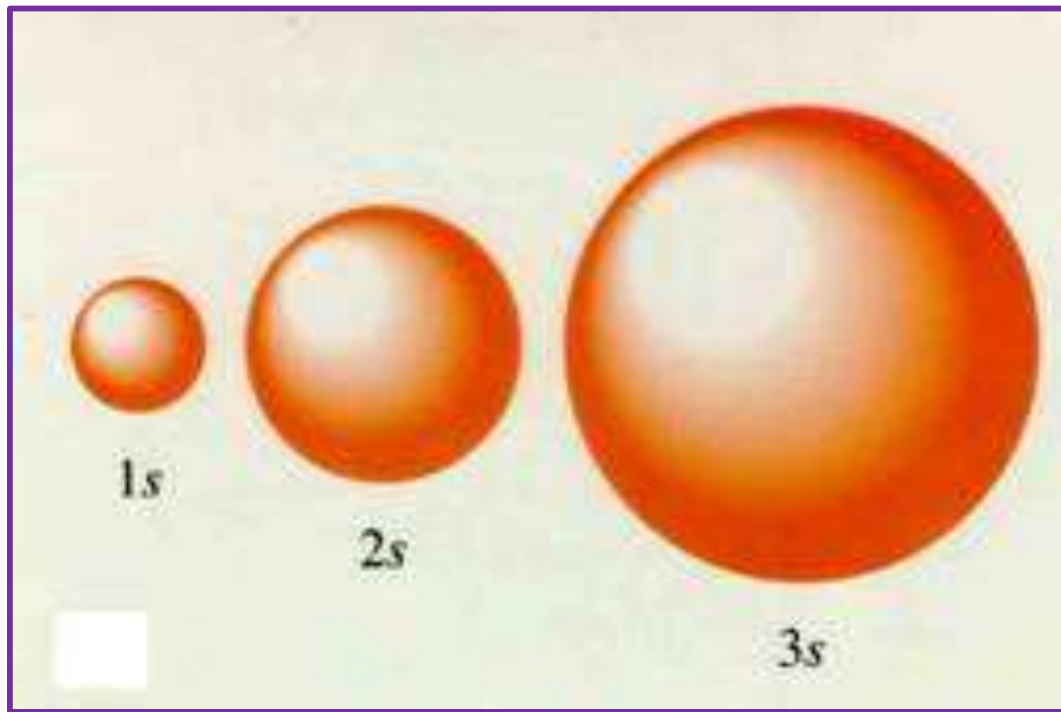
Si los electrones llenan por completa la capa *n* o *l* prefijada, tienen momento orbital total y de espín nulo. Por ejemplo los gases inertes. La mayoría de los átomos tienen un momento magnético distinto de cero.

Átomos con más de un electro

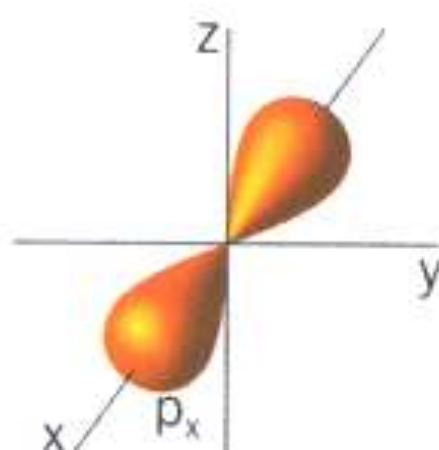
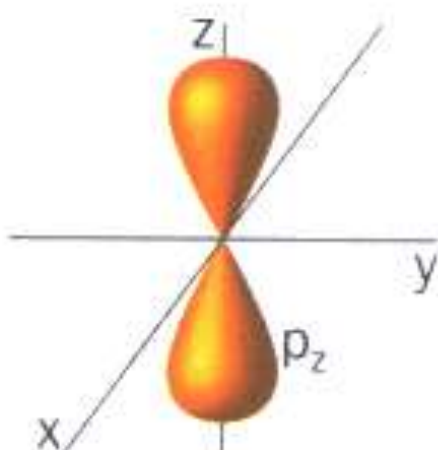
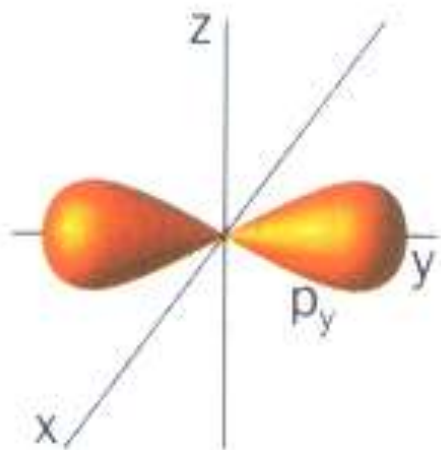


Llenado de los orbitales,
observar que de 3p
pasa a 4s

El potasio comienza a llenar
la 4s,
sin haber completado 3d.

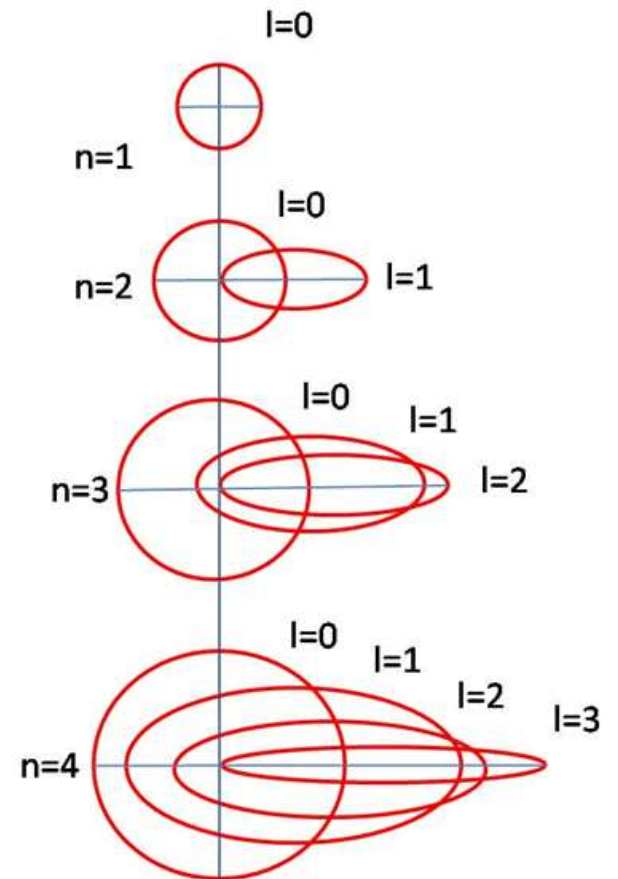


Orbitales p

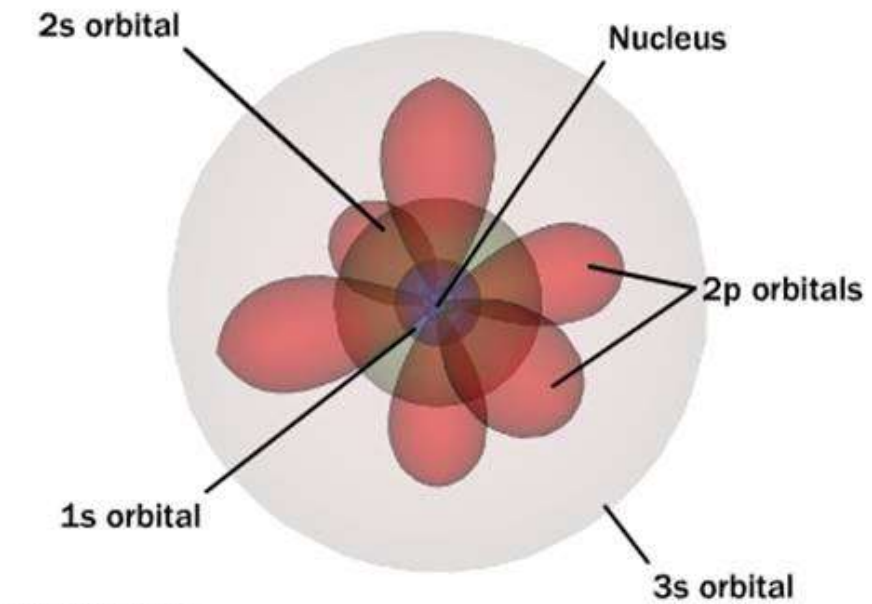


forma de los orbitales s y l

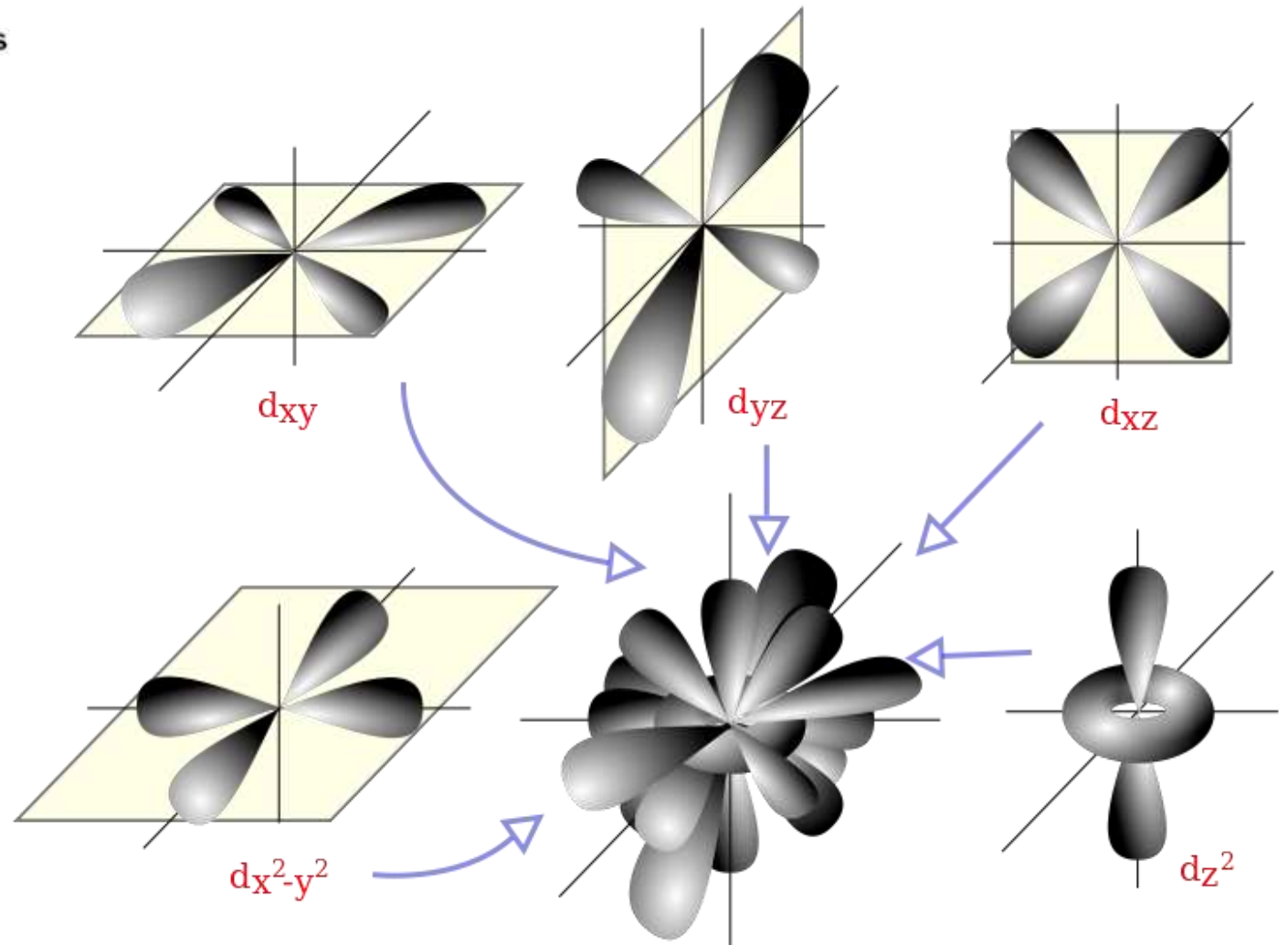
El número cuántico l determina la excentricidad de la orbita, cuando mayor sea, más excéntrica será. Así en la capa K ($n=1$) entonces $l=0$ tenemos una orbita circular. Si la capa es L ($n=2$) corresponde $l = 0,1$



Forma de los orbitales d



©2001 How Stuff Works



Momento magnético de los átomos de transición

Luego: En los átomos de los metales de transición se considera solo los espines de los electrones no apareados (por suerte). Los electrones no apareados les dan las propiedades magnéticas al átomo en el que estén,

átomos con varios electrones

Como se comento previamente **los elementos de transición tienen el momento orbital bloqueado** lo cual permite simplificar el calculo del momento magnético atómico, pues, debemos solo tener en cuenta el número de electrones no apareados.

$$\mu_j = g_j \sqrt{j(j+1)}\mu_B \text{ luego } \mu_s = 2\sqrt{s(s+1)}\mu_B$$

veamos el momento magnético de los iones de los elementos $3d$ en función del número n de electrones desapareados en unidades de μ_B magnetones de Bohr

$$\mu_j = \sqrt{n(n+2)}\mu_B$$

$$\text{Para el caso del } Fe^{3+} \rightarrow \mu_j = \sqrt{n(n+2)}\mu_B = \sqrt{5(5+20)} = 5,9\mu_B$$

$$22\text{-Ti} = [A_r] 3d^2 4s^2 \rightarrow Ti^{3+} = [A_r] 3d^1 4s^0$$

$$23\text{-V} = [A_r] 3d^3 4s^2 \rightarrow V^{4+} = [A_r] 3d^1 4s^0$$

$$23\text{-V} = [A_r] 3d^3 4s^2 \rightarrow V^{3+} = [A_r] 3d^2 4s^0$$

$$24\text{-Cr} = [A_r] 3d^5 4s^1 \rightarrow Cr^{3+} = [A_r] 3d^3 4s^0$$

$$24\text{-Cr} = [A_r] 3d^5 4s^1 \rightarrow Cr^{2+} = [A_r] 3d^4 4s^0$$

$$25\text{-Mn} = [A_r] 3d^5 4s^2 \rightarrow Mn^{3+} = [A_r] 3d^4 4s^0$$

$$25\text{-Mn} = [A_r] 3d^5 4s^2 \rightarrow Mn^{2+} = [A_r] 3d^5 4s^0$$

$$26\text{-Fe} = [A_r] 3d^6 4s^2 \rightarrow Fe^{3+} = [A_r] 3d^5 4s^0$$

$$26\text{-Fe} = [A_r] 3d^6 4s^2 \rightarrow Fe^{2+} = [A_r] 3d^6 4s^0$$

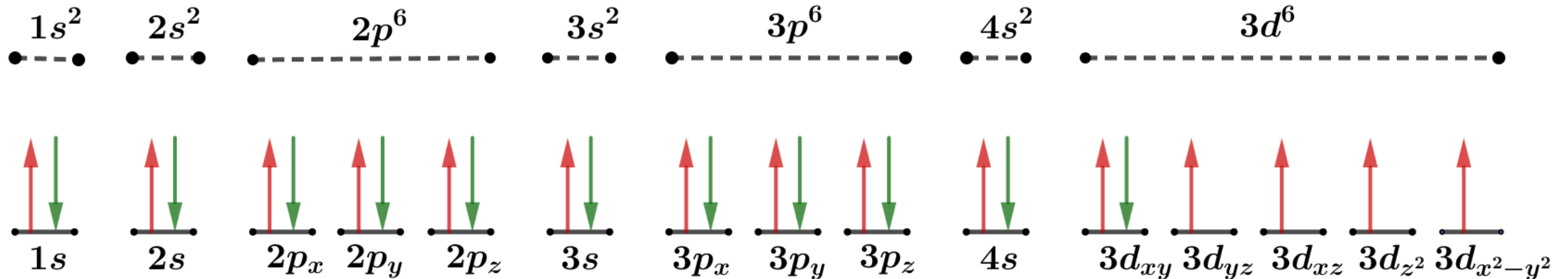
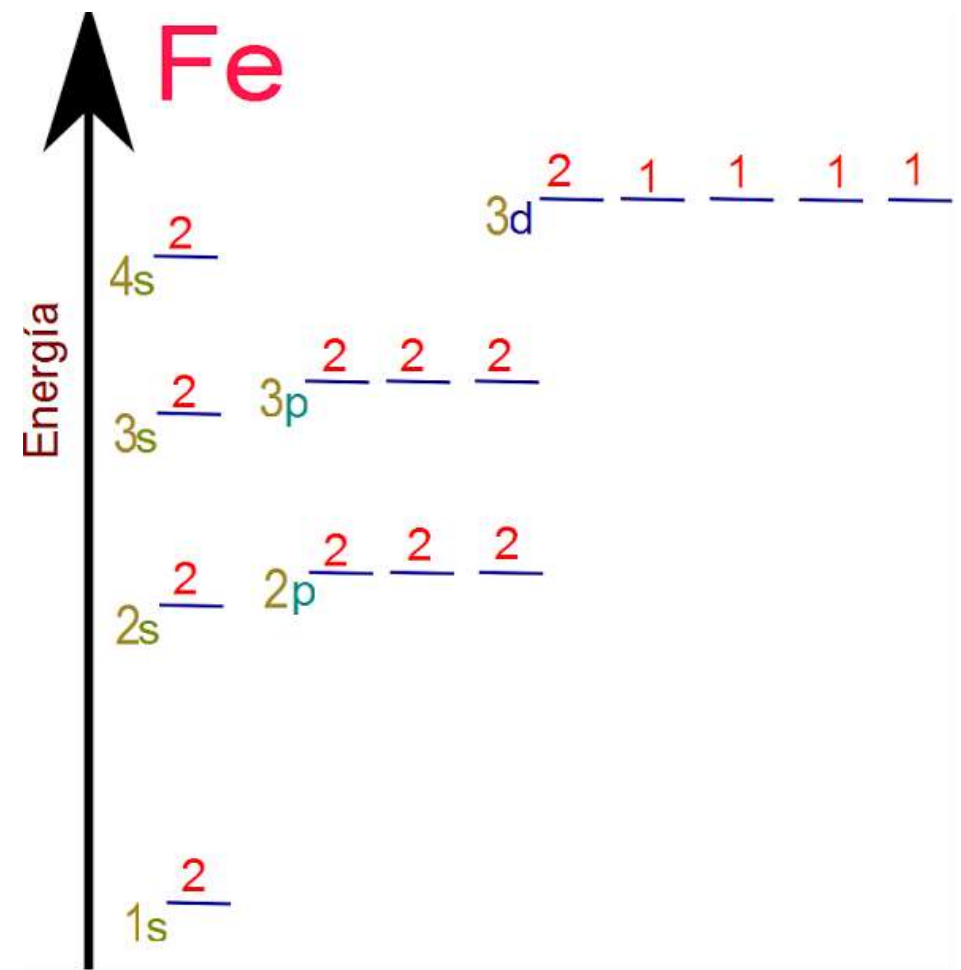
$$27\text{-Co} = [A_r] 3d^7 4s^2 \rightarrow Co^{2+} = [A_r] 3d^7 4s^0$$

$$28\text{-Ni} = [A_r] 3d^8 4s^2 \rightarrow Ni^{2+} = [A_r] 3d^8 4s^0$$

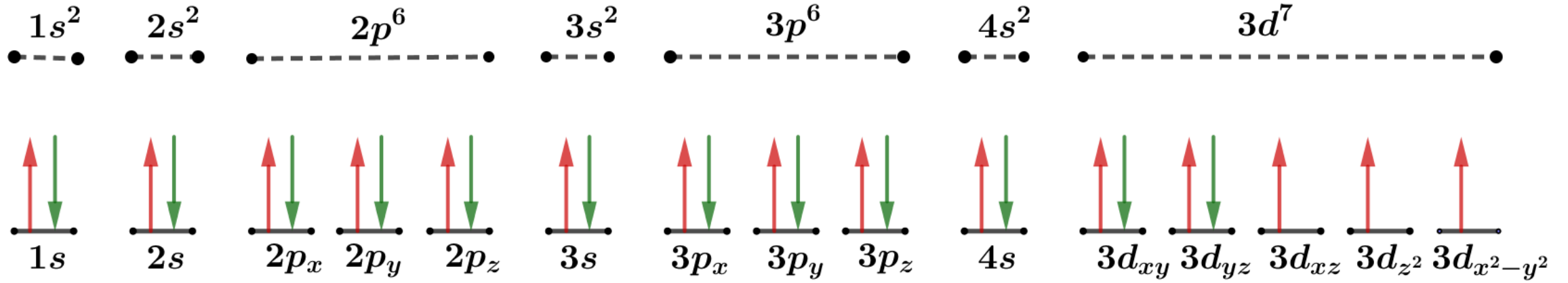
$$29\text{-Cu} = [A_r] 3d^9 4s^2 \rightarrow Cu^{2+} = [A_r] 3d^9 4s^0$$

Analicemos en particular la configuración electrónica de tres átomos aislados, de transición de suma importancia en el magnetismo.

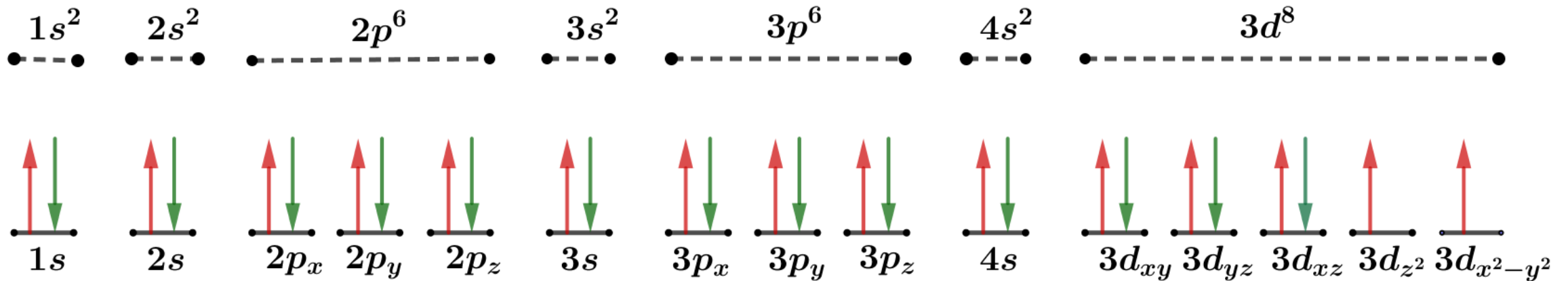
Número atómico del Fe=26



número atómico del Co=27

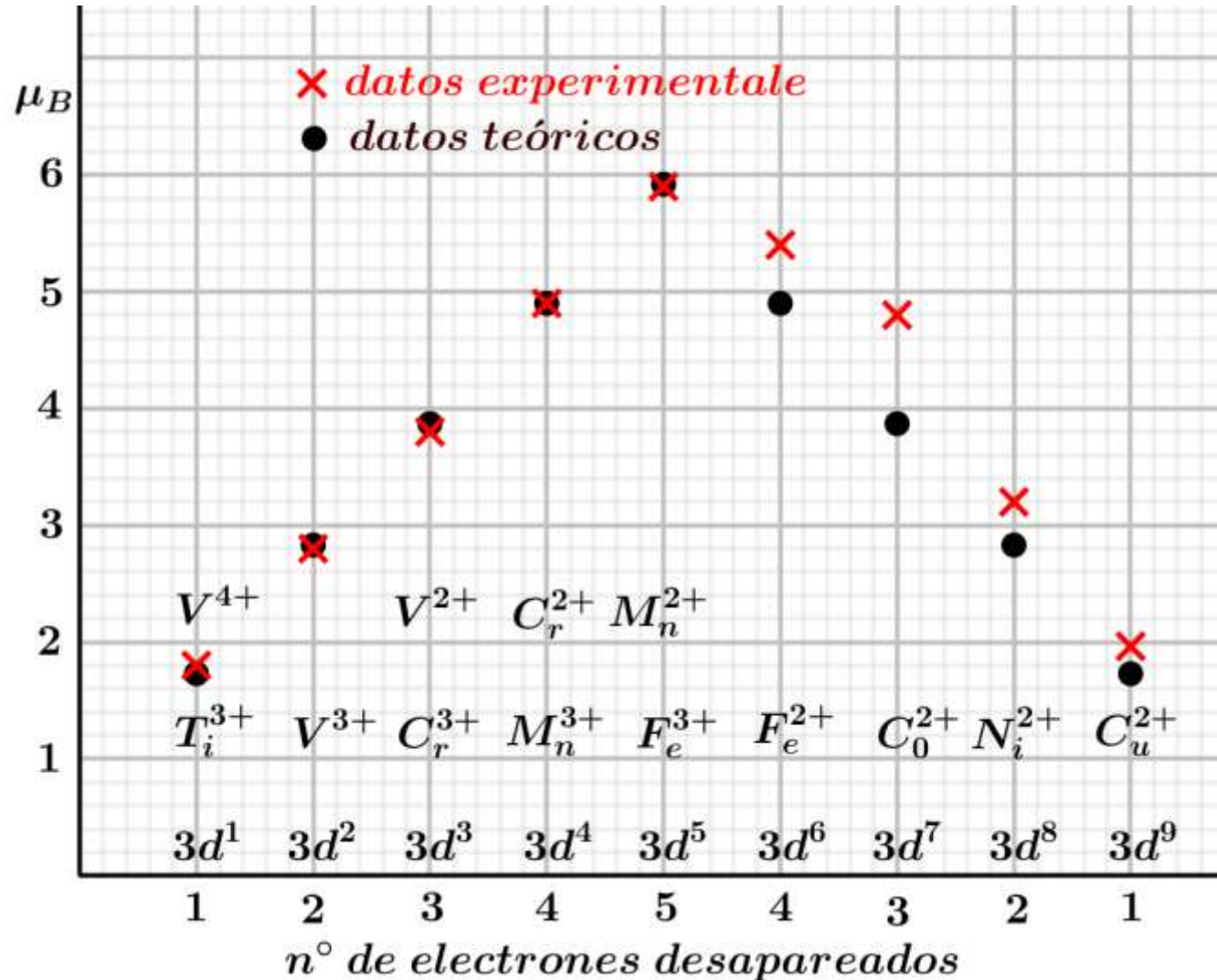
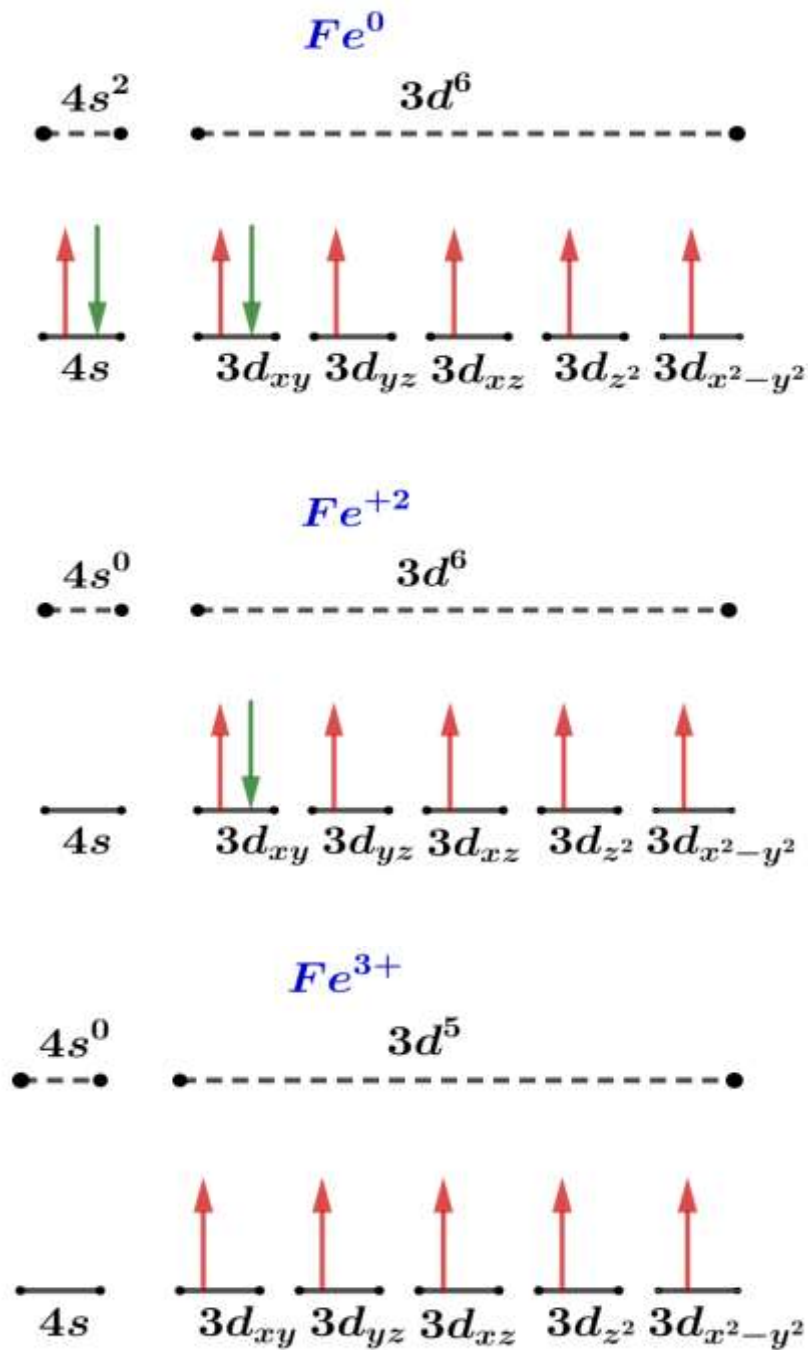


número atómico del Ni=28



Momento magnético de los elementos de transición

Recordar que el 4s es menos energetico que el 3d



Paramagnetismo en solidos

- El paramagnetismo en un solido es la tendencia de los momentos magnéticos atómicos a alinearse paralelamente a un campo magnético externo.
- Se produce por la alineación individual de los momentos magnéticos de los átomos o moléculas bajo la presencia de un campo magnético externo.
- Los materiales paramagnéticos son materiales atraídos por imanes, pero no se convierten en imanes permanentes.
- Debido a la agitación térmica, cuando sacamos el campo magnético externo desaparece el paramagnetismo.
- Puesto que la agitación distribuye aleatoriamente la dirección de los dipolos magnéticos, un aumento de la temperatura disminuye el efecto paramagnético