

Pauli, en 1924, introdujo el concepto de un momento magnético nuclear asociado con el momento angular nuclear, para explicar la estructura hiperfina observada en espectros atómicos.

Como la existencia del neutrón aun no había sido establecida, era imposible postular como los momentos angulares de los contribuyentes del núcleo podrían combinarse para producir el intrínseco momento angular total, o spin, exhibidos aparentemente como un todo.

En 1925, Uhlenbeck y Goudsmit extendieron el concepto a electrones atómicos. Supusieron que cada electrón “rota” alrededor de su eje y entonces contribuye tanto al momento angular como al momento dipolar magnético del átomo.

El concepto de spin del electrón fue pronto necesario para describir la estructura fina de los espectros ópticos, la dispersión de partículas β por electrones, etc.

Fue necesario suponer que el electrón posee un momento angular intrínseco.

La magnitud observable de este spin es $\frac{\hbar}{2}$.

Análogamente, se encontró empíricamente que el momento angular nuclear jugaba un importante rol en una variedad de fenómenos moleculares, atómicos y nucleares.

Chadwick descubrió el neutrón en 1932, abriendo una nueva era en el estudio de la estructura nuclear.

El protón y el neutrón tienen el mismo spin $1/2$, igual que el electrón, y obedecen el principio de exclusión de Pauli.

Cada neutrón y protón en el núcleo posee momento angular orbital y momento angular de espín, y estos pueden acoplarse para dar lugar al momento angular nuclear total.

El momento angular total de un núcleo, respecto de su propio eje, es medible.

El movimiento complejo de los nucleones dentro del núcleo no es observable directamente.

Es conveniente describir los estados de las partículas nucleares en analogía con los estados de los electrones atómicos en el campo central del núcleo.

Números cuánticos para nucleones individuales

Consideramos un nucleón en un pozo de potencial nuclear. Los números cuánticos que caracterizan su estado son:

- *Número cuántico principal (n)*

En un campo coulombiano, “n” determina el término de primer orden de la energía del estado. Esto no es válido si el campo no es coulombiano.

$$n = \nu + l \quad \left\{ \begin{array}{l} \nu : \text{número cuántico radial} \\ l : \text{número cuántico orbital} \end{array} \right.$$

- *Número cuántico orbital (l)* $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$

El momento angular orbital tiene, en un estado un estado caracterizado por el número cuántico l , el valor:

$$\hbar\sqrt{l(l+1)}$$

Los valores de l son comúnmente designados por los símbolos:

l	0	1	2	3	4	5	6	...
Símbolo	s	p	d	f	g	h	i	...

- *Número cuántico orbital magnético (m_l)*

Componente de l a lo largo de una dirección dada, tal como la de un campo magnético.

$$-l \leq m_l \leq l$$

- *Número cuántico de spin (s)*

En un estado rotulado con spin s , el momento angular de spin tiene una magnitud $\hbar\sqrt{s(s+1)}$

- *Número cuántico magnético de spin (m_s)*

$$s = \frac{1}{2} \quad \Rightarrow \quad m_s = \pm \frac{1}{2}$$

- *Número cuántico de momento angular total para una sola partícula (j)*

$$\bar{j} = \bar{l} + \bar{s}$$

Magnitud del momento angular total : $\hbar\sqrt{j(j+1)}$

Si $s = \frac{1}{2} \Rightarrow j = \begin{cases} l - \frac{1}{2} \\ l + \frac{1}{2} \end{cases}$

j es intrínsecamente positivo, si $l = 0 \Rightarrow j = \frac{1}{2}$

j , para una sola partícula, tiene valores semienteros.

- *Número cuántico magnético total (m_j)*

$$m_j : -j, -j+1, \dots, j-1, j, \quad \leftarrow 2j+1 \quad \text{valores}$$

- *Número cuántico radial (ν)*

En un campo no coulombiano, tal como un pozo de potencial rectangular, el número cuántico principal no es un buen índice de la energía del estado.

En la solución de la ecuación de onda radial para el pozo de potencial rectangular, aparece el número cuántico radial que representa el número de nodos radiales para $r>0$ en la función de onda.

$$\nu = 1, 2, 3, \dots$$

- ***Número cuántico de spin isobárico (T_ζ)***

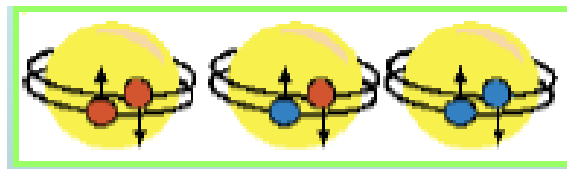
El “spin isobárico” es también llamado “spin isotópico” o “isospin”.

Este concepto esta asociado a la idea de Heisenberg de que el protón y el neutrón pueden considerarse dos estados cuánticos de la misma partícula.

La componente T_ζ de un “espacio de spin isobárico” tiene el valor $+1/2$ para un neutrón y $-1/2$ para un protón.

Para un núcleo $T_\zeta = \frac{1}{2} (N - Z)$ ← $N-Z$ es el exceso de neutrones.

En la tríada isobárica ${}^{14}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$ y ${}^{14}_8\text{O}$ los respectivos valores de T_ζ son: **1, 0, -1.**



Nomenclatura de los estados de los nucleones

De acuerdo al principio de exclusión de Pauli, dos protones no pueden tener en un núcleo el mismo conjunto de valores para sus números cuánticos orbitales y de spin:

$$n, l, m_l, m_s \quad \text{o, alternativamente} \quad \left\{ \begin{array}{l} n, l, j, m_j \\ \nu, l, j, m_j \end{array} \right.$$

La misma condición se aplica a dos neutrones en el núcleo.

Sin embargo, un protón y un neutrón, pueden tener los cuatro números cuánticos iguales, ya que difieren en la carga.

Capas atómicas, subcapas y estados

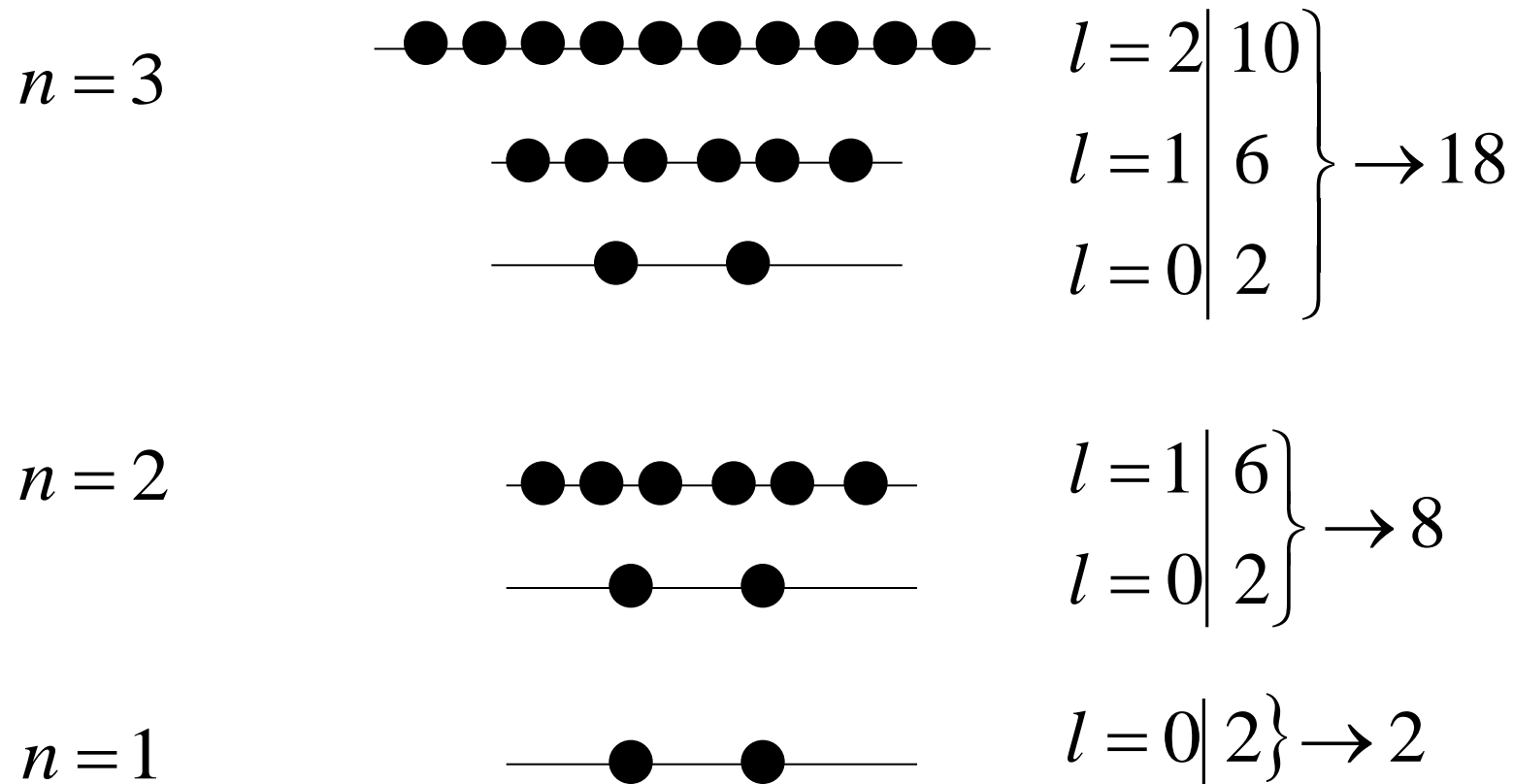
Recordaremos aquí la notación de estados atómicos, ya que de allí vienen los principales aspectos de la nomenclatura para estados nucleares.

Una capa atómica incluye todos los electrones con el mismo “n”. Cada capa completa contiene un total de

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2 = 2, 8, 18, 32, \dots \text{electrones}$$

Una subcapa incluye a todos los electrones con el mismo valor de “n” y “l”.

Una subcapa completa incluye $2(2l+1)$ electrones.



El número de ocupación de la subcapa con $l = 2$ es 10. Estos 10 electrones se disponen en dos **estados electrónicos** caracterizados por distintos valores de j :

$$l = 2 \quad , s = \frac{1}{2} \quad \Rightarrow \quad j = \begin{cases} \frac{5}{2} \rightarrow (2j + 1) = 6 \\ \frac{3}{2} \rightarrow (2j + 1) = 4 \end{cases}$$

Así, los estados electrónicos caracterizan electrones con iguales valores de n , l , y j . La notación incluye la indicación de estos valores.

Si un estado electrónico tiene $n = 3$, $l = 2$ y $j = 5/2$, el estado se indica

$$3d_{5/2}$$

En el caso de estados de nucleones, se utiliza la notación introducida por María Mayer en 1949, utilizando el número ν en lugar de n .

Así, un nucleón que tenga $n = 3, l = 2, \nu = 1$ y $j = 5/2$, será designado como

$$1d_{5/2}$$

Así, el viejo estado “3d” se lee ahora como “el primer estado d”.

En “núcleos”, la palabra “capa” no se refiere más a los valores específicos de “ n ”. Las discontinuidades en las propiedades nucleares que aparecen en los números mágicos de N o $Z = 2, 8, 20, 50, 82$ o 126 , sugieren considerar a estos números como representando configuraciones de “capa cerrada”.

Acoplamiento de estados nucleares

Cuando dos o más nucleones se agregan para formar un núcleo, el estado cuántico del sistema como un todo, se llama “nivel nuclear”.

Este nivel nuclear puede ser el nivel fundamental o algún nivel excitado del núcleo.

Entre otras propiedades, cada nivel nuclear está caracterizado por un valor del momento angular total I .

La forma en la cual se acoplan los valores de l y s de los nucleones individuales para dar lugar a I no puede ser fácilmente descripta.

Es conveniente trasladar aquí los esquemas de acoplamiento de la física atómica:

Acoplamiento Russell-Saunders (LS) y

Acoplamiento jj

Se supone que el acoplamiento entre el momento angular l y de spin s de cada nucleón es despreciable frente al acoplamiento entre los momentos angulares orbitales y de spin de los diferentes nucleones.

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$$

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i$$

Los niveles de diferente L tienen energías muy distintas. Para cada valor de L hay diferentes posibles valores de S , constituyendo niveles separados en energía, llamados “multipletes de spin” .

Finalmente, $\vec{I} = \vec{L} + \vec{S}$

La notación de los niveles es como sigue:

Si $L=1$ y $S=1/2$, $I=1/2, 3/2$

Los niveles son:

$${}^2P_{1/2} \quad \text{y} \quad {}^2P_{3/2}$$

Esto es, la notación es:

multiplicidad

$$\begin{array}{c} \nearrow \\ 2S+1 \end{array} L$$

Momento angular
orbital

$$L_I$$

Momento angular total

La multiplicidad indica, cuando $L \geq S$, que por cada valor de L hay $2S+1$ valores de I .

En la notación se indica siempre $2S+1$, independientemente de los valores relativos de L y S .

Acoplamiento jj

$$\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i$$

$$\vec{I} = \sum_i \vec{j}_i$$

En este acoplamiento el único buen número cuántico es el momento angular total I.

Supongamos que analizamos el acoplamiento de un nucleón s ($l=0$) y un nucleón p ($l=1$)

Para el nucleón s, $j_1 = 1/2$

Para el nucleón p, $j_2 = 1/2, 3/2$

Los posibles valores de I son

$I = 0, 1, 1, 2$

$$\bar{I} = \bar{j}_1 + \bar{j}_2$$

$$|j_1 - j_2| \leq I \leq |j_1 + j_2|$$

Los cuatro niveles pueden ser representados con la notación

$$(s_{1/2}p_{1/2})_0, (s_{1/2}p_{1/2})_1, (s_{1/2}p_{3/2})_1, (s_{1/2}p_{3/2})_2$$

En el acoplamiento LS,

$L = 1 \quad S = 0, 1$

Los niveles serían: ${}^1P_1, {}^3P_0, {}^3P_1, {}^3P_2$

El tipo de acoplamiento supuesto, no afecta el número total de niveles ni el momento angular total de estos niveles.

Dependiendo del tipo de acoplamiento, la energía de los niveles se verá profundamente afectada.

En espectroscopía óptica, el acoplamiento jj es reconocido como originándose en la interacción entre el momento magnético de spin del electrón y el campo magnético debido a su propio movimiento orbital.

El acoplamiento jj deviene importante para grandes valores de l .

Elementos livianos, con dos electrones de valencia tienden a mostrar casi puro acoplamiento LS .

Elementos pesados, con dos electrones de valencia, exhiben casi puro acoplamiento jj .

Experimentalmente, se observó que los núcleos pesados exhiben casi puro acoplamiento jj .

Los núcleos más livianos ($A \approx 10$) exhibe un acoplamiento intermedio.

El acoplamiento LS puro es poco frecuente.

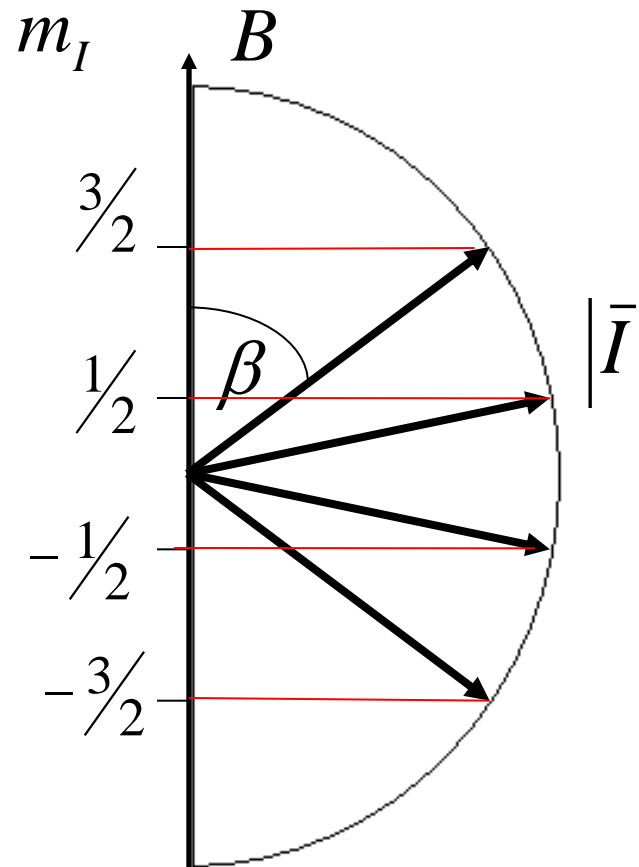
I representa un estado de movimiento rotacional cuyo momento angular tiene el valor:

$$\hbar\sqrt{I(I+1)}$$

En una dada dirección, tal como la de un campo magnético aplicado, los valores observables del promedio temporal de la componente de este momento angular están dados por:

$$m_I \hbar \qquad m_I = I, I-1, \dots, -(I-1), -I$$

El valor mayor de m_I es I



$$I = \frac{3}{2}$$

$$|\bar{I}| = \sqrt{I(I+1)}$$

$$m_I = |\bar{I}| \cos \beta$$