

Aula 8: Modelos nucleares - II

Introdução à Física Nuclear

Prof. Marcelo A. Leigui de Oliveira

Centro de Ciências Naturais e Humanas
Universidade Federal do ABC
Av. dos Estados, 5001
09210-580 Santo André-SP

24 de outubro de 2024



Universidade Federal do ABC

- 1 Modelo de camadas
 - Interação spin-órbita
 - Spin e paridade nucleares
 - Estados excitados

2 Modelo coletivo

3 Exercícios

Modelo de camadas

Evidência: **números mágicos:** 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, ...

Modelo de camadas

Evidência: **números mágicos**: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, ...

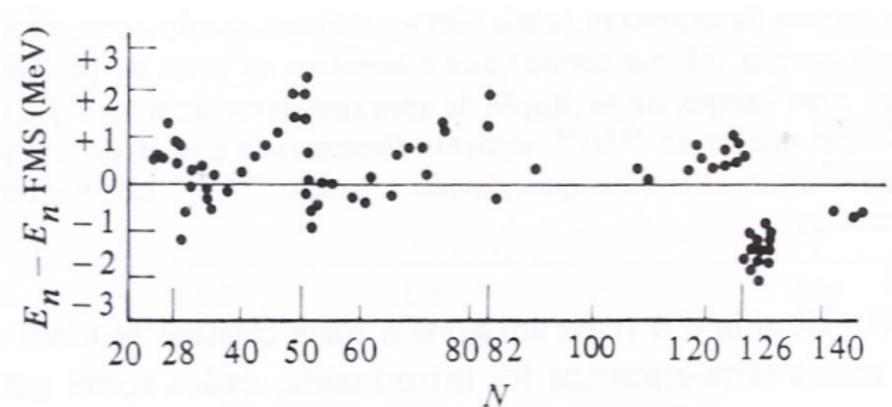


Figura: Diferença da energia de separação de um nêutron pela fórmula da massa semi-empírica e observada experimentalmente.

Modelo de camadas

- ① desvios da energia de ligação próxima aos números mágicos;

Modelo de camadas

- ❶ desvios da energia de ligação próxima aos números mágicos;
- ❷ energia de separação de núcleons com picos próximos aos números mágicos;

Modelo de camadas

- ① desvios da energia de ligação próxima aos números mágicos;
- ② energia de separação de núcleons com picos próximos aos números mágicos;
- ③ elementos com Z e/ou N mágico têm mais isótopos e/ou isótonos que o usual;

Modelo de camadas

- 1 desvios da energia de ligação próxima aos números mágicos;
- 2 energia de separação de núcleons com picos próximos aos números mágicos;
- 3 elementos com Z e/ou N mágico têm mais isótopos e/ou isótonos que o usual;
- 4 elementos com Z mágico têm maior abundância natural;

Modelo de camadas

- 1 desvios da energia de ligação próxima aos números mágicos;
- 2 energia de separação de núcleons com picos próximos aos números mágicos;
- 3 elementos com Z e/ou N mágico têm mais isótopos e/ou isótonos que o usual;
- 4 elementos com Z mágico têm maior abundância natural;
- 5 núcleos com N mágico têm pequena seção de choque para captura de nêutrons;

Modelo de camadas

- 1 desvios da energia de ligação próxima aos números mágicos;
- 2 energia de separação de núcleons com picos próximos aos números mágicos;
- 3 elementos com Z e/ou N mágico têm mais isótopos e/ou isótonos que o usual;
- 4 elementos com Z mágico têm maior abundância natural;
- 5 núcleos com N mágico têm pequena seção de choque para captura de nêutrons;
- 6 núcleos com $N = \text{número mágico} + 1$ são emissores de nêutrons.

Modelo de camadas

Hipótese básica do modelo de camadas: cada núcleon move-se independentemente num potencial efetivo suave resultante do efeito médio de todos os outros núcleons.

Modelo de camadas

Hipótese básica do modelo de camadas: cada núcleon move-se independentemente num potencial efetivo suave resultante do efeito médio de todos os outros núcleons.

- A órbita é especificada pela solução da equação de Schrödinger, como o potencial é do tipo de um poço, as soluções correspondentes são as de estados ligados.

Modelo de camadas

Hipótese básica do modelo de camadas: cada núcleon move-se independentemente num potencial efetivo suave resultante do efeito médio de todos os outros núcleons.

- A órbita é especificada pela solução da equação de Schrödinger, como o potencial é do tipo de um poço, as soluções correspondentes são as de estados ligados.
- A estratégia será propor potenciais simples, examinar as soluções da equação de Schrödinger, preencher os níveis de energia de acordo com o princípio de exclusão de Pauli e verificar se conseguimos obter os números mágicos.

Modelo de camadas

Hipótese básica do modelo de camadas: cada núcleon move-se independentemente num potencial efetivo suave resultante do efeito médio de todos os outros núcleons.

- A órbita é especificada pela solução da equação de Schrödinger, como o potencial é do tipo de um poço, as soluções correspondentes são as de estados ligados.
- A estratégia será propor potenciais simples, examinar as soluções da equação de Schrödinger, preencher os níveis de energia de acordo com o princípio de exclusão de Pauli e verificar se conseguimos obter os números mágicos.
- Os potenciais propostos são para nêutrons, para incluir os prótons soma-se aos níveis obtidos a correção devida ao termo coulombiano.

Modelo de camadas

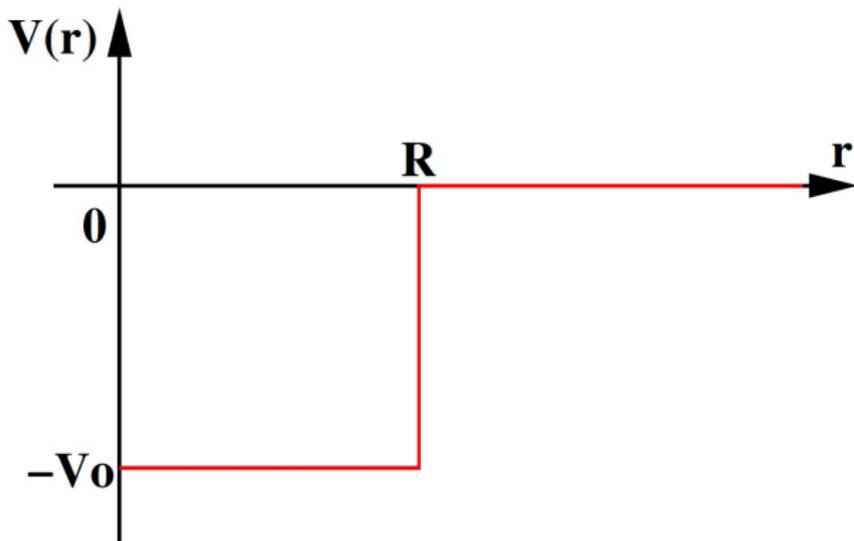


Figura: Potencial do poço quadrado: para $r < R$: $V(r) = -V_0$; para $r > R$: $V(r) = 0$.

Modelo de camadas

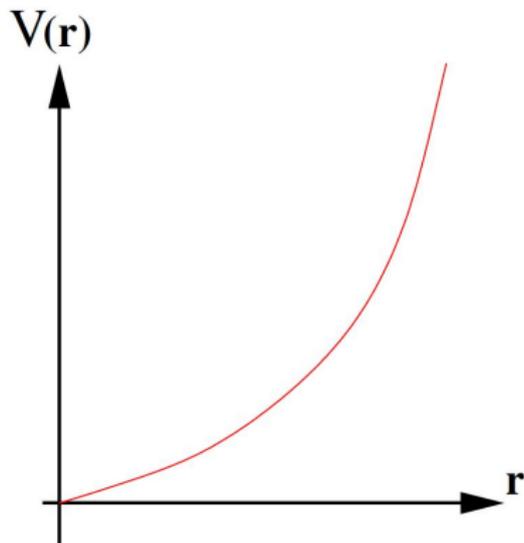


Figura: Potencial do oscilador harmônico: $V(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2$.

Modelo de camadas

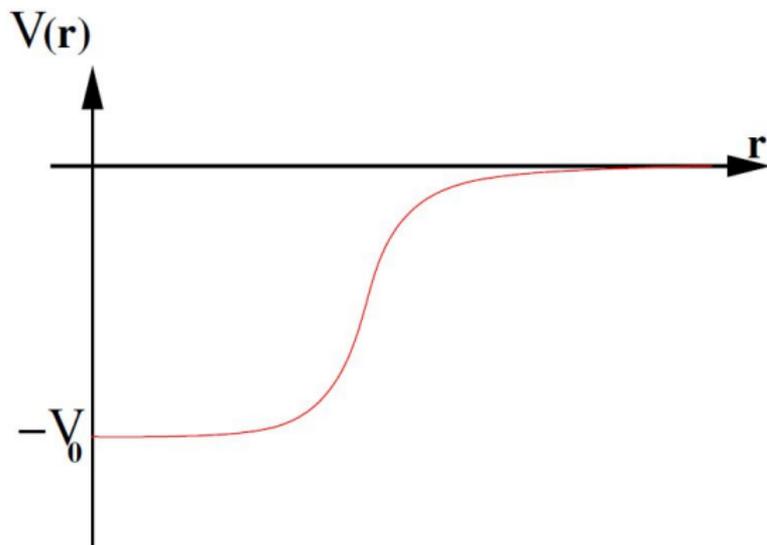


Figura: Potencial de Saxon-Woods: $V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp(r - R/d)}$.

Modelo de camadas

Soluções:

Modelo de camadas

Soluções:

$$\psi_{nlm}(\vec{r}) = R_{nl}(r) Y_l^m(\theta, \varphi),$$

onde $Y_l^m(\theta, \varphi)$ são os harmônicos esféricos de ordem l e m :

Modelo de camadas

Soluções:

$$\psi_{nlm}(\vec{r}) = R_{nl}(r) Y_l^m(\theta, \varphi),$$

onde $Y_l^m(\theta, \varphi)$ são os harmônicos esféricos de ordem l e m :

$$L^2 Y_l^m(\theta, \varphi) = l(l+1)\hbar^2 Y_l^m(\theta, \varphi),$$

Modelo de camadas

Soluções:

$$\psi_{nlm}(\vec{r}) = R_{nl}(r) Y_l^m(\theta, \varphi),$$

onde $Y_l^m(\theta, \varphi)$ são os harmônicos esféricos de ordem l e m :

$$L^2 Y_l^m(\theta, \varphi) = l(l+1)\hbar^2 Y_l^m(\theta, \varphi),$$

$$L_z Y_l^m(\theta, \varphi) = m\hbar Y_l^m(\theta, \varphi),$$

onde $l = 0, 1, 2, \dots$ e $-l \leq m \leq l$.

Modelo de camadas

Soluções:

$$\psi_{nlm}(\vec{r}) = R_{nl}(r) Y_l^m(\theta, \varphi),$$

onde $Y_l^m(\theta, \varphi)$ são os harmônicos esféricos de ordem l e m :

$$L^2 Y_l^m(\theta, \varphi) = l(l+1)\hbar^2 Y_l^m(\theta, \varphi),$$

$$L_z Y_l^m(\theta, \varphi) = m\hbar Y_l^m(\theta, \varphi),$$

onde $l = 0, 1, 2, \dots$ e $-l \leq m \leq l$.

A parte radial da equação de Schrödinger fica:

Modelo de camadas

Soluções:

$$\psi_{nlm}(\vec{r}) = R_{nl}(r) Y_l^m(\theta, \varphi),$$

onde $Y_l^m(\theta, \varphi)$ são os harmônicos esféricos de ordem l e m :

$$L^2 Y_l^m(\theta, \varphi) = l(l+1)\hbar^2 Y_l^m(\theta, \varphi),$$

$$L_z Y_l^m(\theta, \varphi) = m\hbar Y_l^m(\theta, \varphi),$$

onde $l = 0, 1, 2, \dots$ e $-l \leq m \leq l$.

A parte radial da equação de Schrödinger fica:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 u_{nl}(r)}{dr^2} + \left[V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \right] u_{nl}(r) = E_{nl} u_{nl}(r),$$

Modelo de camadas

Soluções:

$$\psi_{nlm}(\vec{r}) = R_{nl}(r) Y_l^m(\theta, \varphi),$$

onde $Y_l^m(\theta, \varphi)$ são os harmônicos esféricos de ordem l e m :

$$L^2 Y_l^m(\theta, \varphi) = l(l+1)\hbar^2 Y_l^m(\theta, \varphi),$$

$$L_z Y_l^m(\theta, \varphi) = m\hbar Y_l^m(\theta, \varphi),$$

onde $l = 0, 1, 2, \dots$ e $-l \leq m \leq l$.

A parte radial da equação de Schrödinger fica:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 u_{nl}(r)}{dr^2} + \left[V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \right] u_{nl}(r) = E_{nl} u_{nl}(r),$$

onde $u(r)_{nl} = rR_{nl}(r)$ são as autofunções dos autovalores E_{nl} , os níveis de energia especificados pelos índices n (da quantização da energia) e l (da quantização do momento angular).

Modelo de camadas

Soluções:

$$\psi_{nlm}(\vec{r}) = R_{nl}(r)Y_l^m(\theta, \varphi),$$

onde $Y_l^m(\theta, \varphi)$ são os harmônicos esféricos de ordem l e m :

$$L^2 Y_l^m(\theta, \varphi) = l(l+1)\hbar^2 Y_l^m(\theta, \varphi),$$

$$L_z Y_l^m(\theta, \varphi) = m\hbar Y_l^m(\theta, \varphi),$$

onde $l = 0, 1, 2, \dots$ e $-l \leq m \leq l$.

A parte radial da equação de Schrödinger fica:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 u_{nl}(r)}{dr^2} + \left[V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \right] u_{nl}(r) = E_{nl} u_{nl}(r),$$

onde $u(r)_{nl} = rR_{nl}(r)$ são as autofunções dos autovalores E_{nl} , os níveis de energia especificados pelos índices n (da quantização da energia) e l (da quantização do momento angular). O segundo termo dentro dos colchetes é chamado de *barreira de momento angular*, que tem o efeito de confinar crescentemente o núcleon próximo à superfície do núcleo, conforme l aumenta:

Modelo de camadas

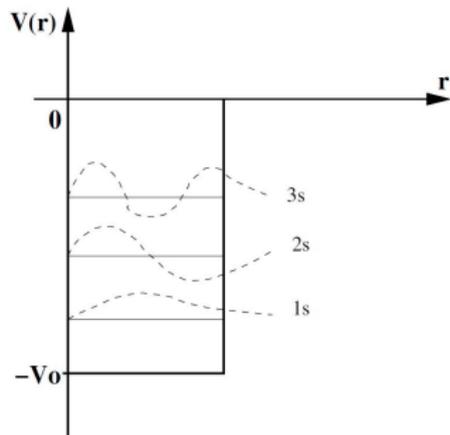


Figura: Efeito da barreira de momento angular para $l = 0$

Modelo de camadas

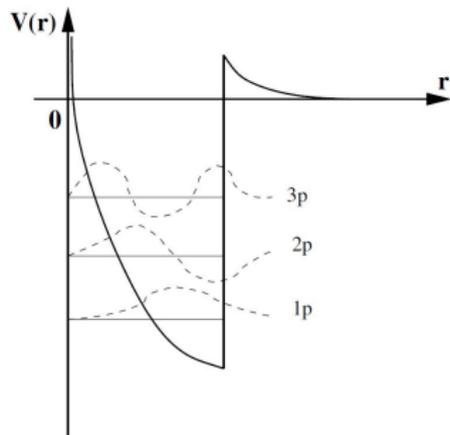


Figura: Efeito da barreira de momento angular para $l = 1$

Modelo de camadas

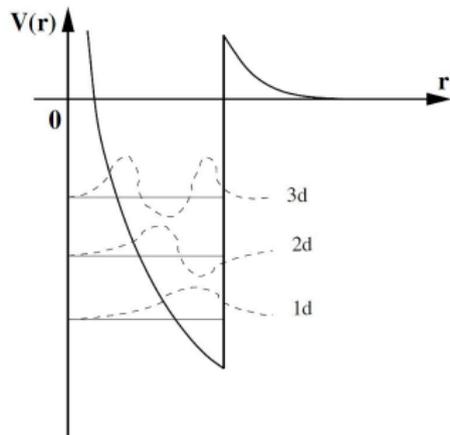


Figura: Efeito da barreira de momento angular para $l = 2$

Modelo de camadas

Inspecionemos os níveis de energia para 3 potenciais propostos:

Modelo de camadas

Inspeionemos os níveis de energia para 3 potenciais propostos:

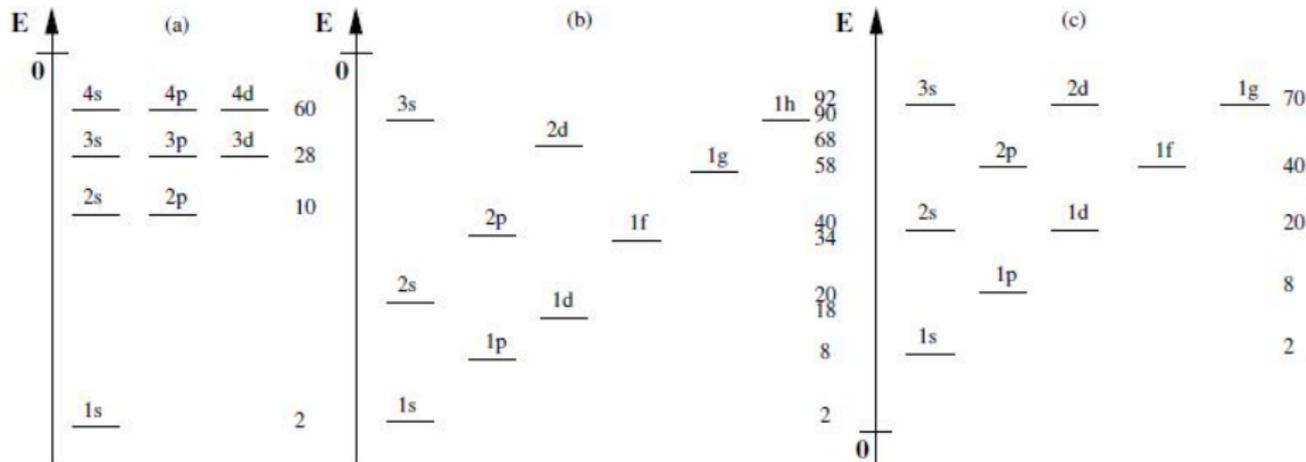


Figura: População acumulada (colunas à direita) para os níveis de energia dos potenciais: (a) coulombiano, (b) poço infinito e (c) oscilador harmônico.

Modelo de camadas

Inspecionemos os níveis de energia para 3 potenciais propostos:

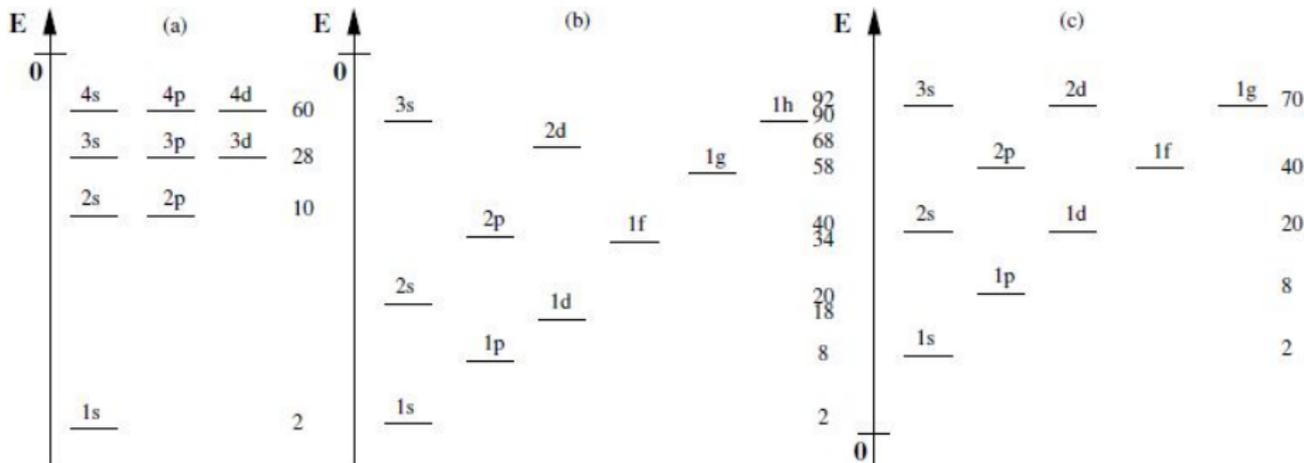


Figura: População acumulada (colunas à direita) para os níveis de energia dos potenciais: (a) coulombiano, (b) poço infinito e (c) oscilador harmônico.

A coluna à direita indica o número de ocupação acumulada.

Modelo de camadas

Vemos que o número de ocupação acumulada que mais se aproxima dos números mágicos é o do oscilador harmônico que, agora, devemos torná-lo mais razoável fisicamente: ter comportamento parecido com o do poço finito com barreira de potencial.

Modelo de camadas

Vemos que o número de ocupação acumulada que mais se aproxima dos números mágicos é o do oscilador harmônico que, agora, devemos torná-lo mais razoável fisicamente: ter comportamento parecido com o do poço finito com barreira de potencial. O truncamento do poço tem o efeito de suavizar a curvatura da função de onda, diminuindo a energia do estado correspondente:

Modelo de camadas

Vemos que o número de ocupação acumulada que mais se aproxima dos números mágicos é o do oscilador harmônico que, agora, devemos torná-lo mais razoável fisicamente: ter comportamento parecido com o do poço finito com barreira de potencial. O truncamento do poço tem o efeito de suavizar a curvatura da função de onda, diminuindo a energia do estado correspondente:

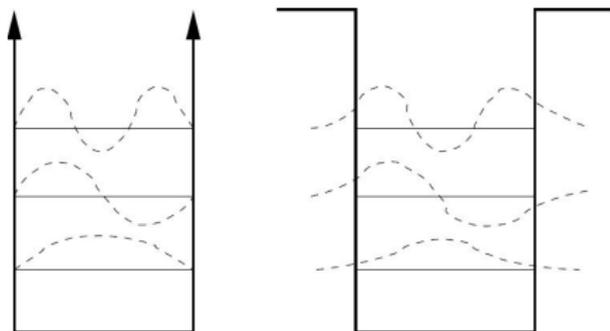


Figura: Funções de onda para o poço infinito (à esquerda) e para o poço finito (à direita).

Modelo de camadas

Vemos que o número de ocupação acumulada que mais se aproxima dos números mágicos é o do oscilador harmônico que, agora, devemos torná-lo mais razoável fisicamente: ter comportamento parecido com o do poço finito com barreira de potencial. O truncamento do poço tem o efeito de suavizar a curvatura da função de onda, diminuindo a energia do estado correspondente:

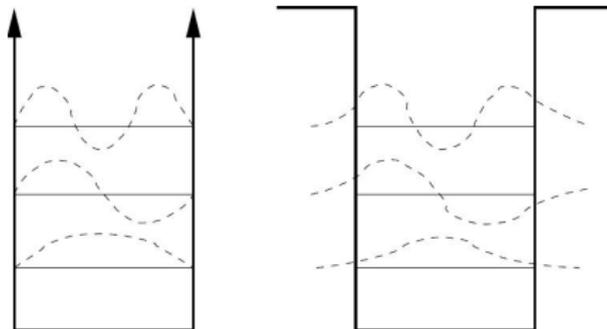


Figura: Funções de onda para o poço infinito (à esquerda) e para o poço finito (à direita).

A redução da curvatura depende de n e de l (aumenta com l) e remove a degenerescência do oscilador harmônico.

Modelo de camadas

A redução da curvatura depende de n e de l (aumenta com l) e remove a degenerescência do oscilador harmônico:

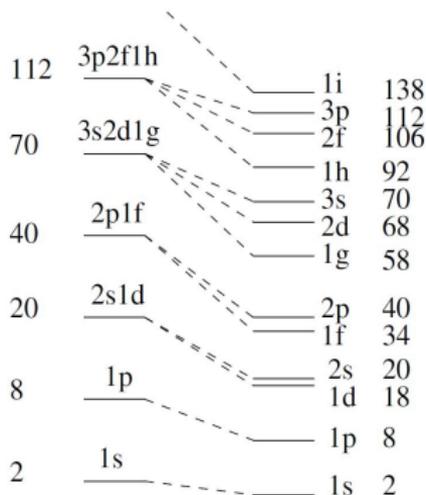


Figura: Mudanças nos níveis de energia e na população acumulada dos estados para o oscilador harmônico normal (à esquerda) e truncado (à direita).

Modelo de camadas

A redução da curvatura depende de n e de l (aumenta com l) e remove a degenerescência do oscilador harmônico:

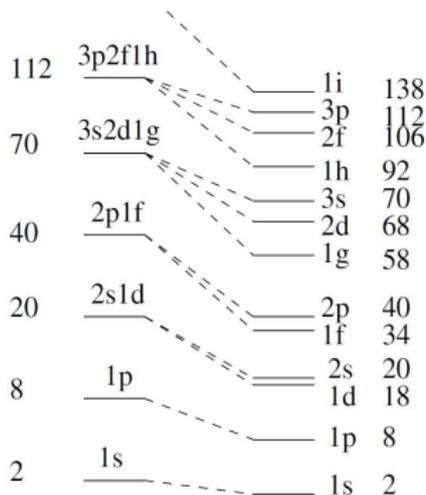


Figura: Mudanças nos níveis de energia e na população acumulada dos estados para o oscilador harmônico normal (à esquerda) e truncado (à direita).

Temos até aqui apenas os números mágicos 2, 8 e 20, portanto, falta ainda algum elemento no modelo.

Modelo de camadas

O mistério foi resolvido em 1949, independentemente, por Mayer e Jensen que propuseram um termo de interação spin-órbita forte ($20\times$ maior que a atômica) e invertida (sinal “-” contrário ao caso atômico):

Modelo de camadas

O mistério foi resolvido em 1949, independentemente, por Mayer e Jensen que propuseram um termo de interação spin-órbita forte ($20\times$ maior que a atômica) e invertida (sinal “-” contrário ao caso atômico):

$$E \propto -\vec{S} \cdot \vec{L}$$

Modelo de camadas

O mistério foi resolvido em 1949, independentemente, por Mayer e Jensen que propuseram um termo de interação spin-órbita forte ($20\times$ maior que a atômica) e invertida (sinal “-” contrário ao caso atômico):

$$E \propto -\vec{S} \cdot \vec{L}$$

Para os elétrons no átomo esta interação tem origem magnética, mas para os núcleons no núcleo a origem está na força nuclear.

Modelo de camadas

O mistério foi resolvido em 1949, independentemente, por Mayer e Jensen que propuseram um termo de interação spin-órbita forte ($20\times$ maior que a atômica) e invertida (sinal “-” contrário ao caso atômico):

$$E \propto -\vec{S} \cdot \vec{L}$$

Para os elétrons no átomo esta interação tem origem magnética, mas para os núcleons no núcleo a origem está na força nuclear (mas há controvérsias ...).

Modelo de camadas

O mistério foi resolvido em 1949, independentemente, por Mayer e Jensen que propuseram um termo de interação spin-órbita forte ($20\times$ maior que a atômica) e invertida (sinal “-” contrário ao caso atômico):

$$E \propto -\vec{S} \cdot \vec{L}$$

Para os elétrons no átomo esta interação tem origem magnética, mas para os núcleons no núcleo a origem está na força nuclear. Faremos:

$$V(r) \rightarrow V(r) + f(r)\vec{S} \cdot \vec{L}$$

Modelo de camadas

O mistério foi resolvido em 1949, independentemente, por Mayer e Jensen que propuseram um termo de interação spin-órbita forte ($20\times$ maior que a atômica) e invertida (sinal “-” contrário ao caso atômico):

$$E \propto -\vec{S} \cdot \vec{L}$$

Para os elétrons no átomo esta interação tem origem magnética, mas para os núcleons no núcleo a origem está na força nuclear. Faremos:

$$V(r) \rightarrow V(r) + f(r)\vec{S} \cdot \vec{L}$$

Sem a interação:

Modelo de camadas

O mistério foi resolvido em 1949, independentemente, por Mayer e Jensen que propuseram um termo de interação spin-órbita forte ($20\times$ maior que a atômica) e invertida (sinal “-” contrário ao caso atômico):

$$E \propto -\vec{S} \cdot \vec{L}$$

Para os elétrons no átomo esta interação tem origem magnética, mas para os núcleons no núcleo a origem está na força nuclear. Faremos:

$$V(r) \rightarrow V(r) + f(r)\vec{S} \cdot \vec{L}$$

Sem a interação:

- operadores: \vec{L}^2 , L_z , \vec{S}^2 e S_z .

Modelo de camadas

O mistério foi resolvido em 1949, independentemente, por Mayer e Jensen que propuseram um termo de interação spin-órbita forte ($20\times$ maior que a atômica) e invertida (sinal “-” contrário ao caso atômico):

$$E \propto -\vec{S} \cdot \vec{L}$$

Para os elétrons no átomo esta interação tem origem magnética, mas para os núcleons no núcleo a origem está na força nuclear. Faremos:

$$V(r) \rightarrow V(r) + f(r)\vec{S} \cdot \vec{L}$$

Sem a interação:

- operadores: \vec{L}^2 , L_z , \vec{S}^2 e S_z .
- números quânticos: l , m , s e m_s ;

Modelo de camadas

O mistério foi resolvido em 1949, independentemente, por Mayer e Jensen que propuseram um termo de interação spin-órbita forte ($20\times$ maior que a atômica) e invertida (sinal “-” contrário ao caso atômico):

$$E \propto -\vec{S} \cdot \vec{L}$$

Para os elétrons no átomo esta interação tem origem magnética, mas para os núcleons no núcleo a origem está na força nuclear. Faremos:

$$V(r) \rightarrow V(r) + f(r)\vec{S} \cdot \vec{L}$$

Sem a interação:

- operadores: \vec{L}^2 , L_z , \vec{S}^2 e S_z .
- números quânticos: l , m , s e m_s ;
- autovalores: $l(l+1)\hbar^2$, $m\hbar$, $s(s+1)\hbar^2$ e $m_s\hbar$.

Modelo de camadas

Para a interação, definimos inicialmente: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ e $J_z = L_z + S_z$

Modelo de camadas

Para a interação, definimos inicialmente: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ e $J_z = L_z + S_z$ e os bons números quânticos passam a ser j , m_j , l e s , onde os autovalores de \vec{J} e J_z são $j(j+1)\hbar^2$, $m_j\hbar$, respectivamente.

Modelo de camadas

Para a interação, definimos inicialmente: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ e $J_z = L_z + S_z$ e os bons números quânticos passam a ser j , m_j , l e s , onde os autovalores de \vec{J} e J_z são $j(j+1)\hbar^2$, $m_j\hbar$, respectivamente. Como $s = 1/2$, vem:

$$j = l + 1/2 \text{ ou } j = l - 1/2,$$

que, devido à interação, torna a energia dependente de n , l e j .

Modelo de camadas

Para a interação, definimos inicialmente: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ e $J_z = L_z + S_z$ e os bons números quânticos passam a ser j , m_j , l e s , onde os autovalores de \vec{J} e J_z são $j(j+1)\hbar^2$, $m_j\hbar$, respectivamente. Como $s = 1/2$, vem:

$$j = l + 1/2 \text{ ou } j = l - 1/2,$$

que, devido à interação, torna a energia dependente de n , l e j .

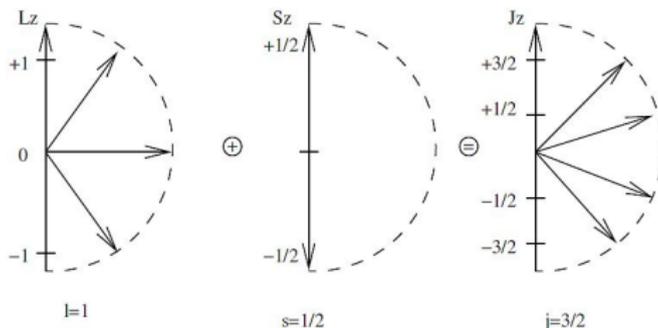


Figura: Soma de momentos angulares: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

Modelo de camadas

Para a interação, definimos inicialmente: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ e $J_z = L_z + S_z$ e os bons números quânticos passam a ser j , m_j , l e s , onde os autovalores de \vec{J} e J_z são $j(j+1)\hbar^2$, $m_j\hbar$, respectivamente. Como $s = 1/2$, vem:

$$j = l + 1/2 \text{ ou } j = l - 1/2,$$

que, devido à interação, torna a energia dependente de n , l e j .

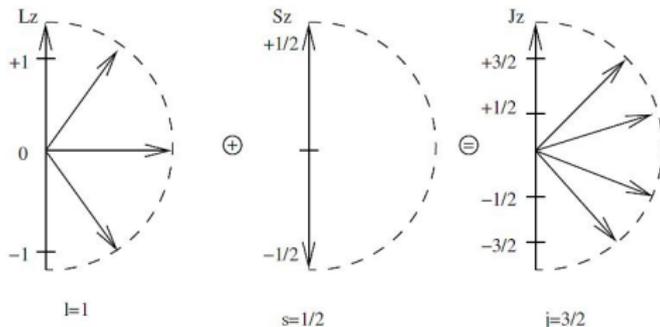


Figura: Soma de momentos angulares: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

Assim, dados n e l , temos degenerescência $(2j + 1)$, onde para $j > l$ subtraímos a energia e para $j < l$ somamos a energia:

Modelo de camadas

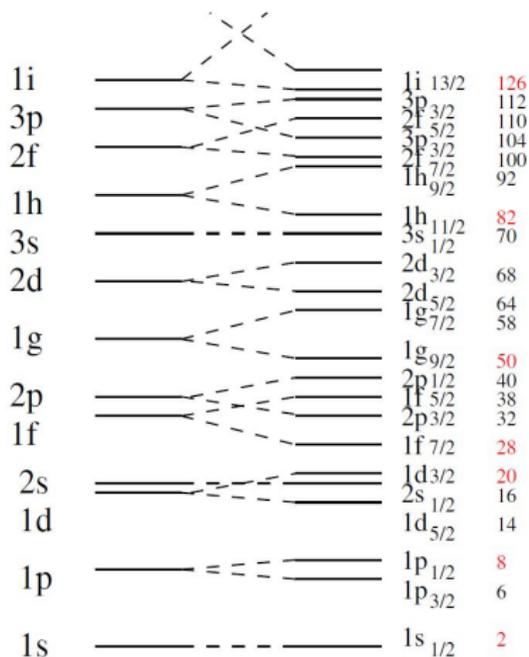


Figura: Mudanças nos níveis de energia e na população acumulada dos estados para o oscilador harmônico truncado sem a interação spin-órbita (à esquerda) e com a interação spin-órbita (à direita).

Modelo de camadas

Notação: $(nlj)^k$, onde k é a ocupação do estado.

Modelo de camadas

Notação: $(nl_j)^k$

$${}_{8}^{17}\text{O} = \left\{ \begin{array}{l} \text{prótons:} \\ \text{nêutrons:} \end{array} \right.$$

Modelo de camadas

Notação: $(nl_j)^k$

$${}_{8}^{17}\text{O} = \left\{ \begin{array}{l} \text{prótons: } (1s_{1/2})^2 \\ \text{nêutrons:} \end{array} \right.$$

Modelo de camadas

Notação: $(nl_j)^k$

$${}_{8}^{17}\text{O} = \begin{cases} \text{prótons:} & (1s_{1/2})^2 \quad (1p_{3/2})^4 \\ \text{nêutrons:} & \end{cases}$$

Modelo de camadas

Notação: $(nl_j)^k$

$${}_{8}^{17}\text{O} = \begin{cases} \text{prótons:} & (1s_{1/2})^2 & (1p_{3/2})^4 & (1p_{1/2})^2 \\ \text{nêutrons:} & & & \end{cases}$$

Modelo de camadas

Notação: $(nl_j)^k$

$${}_{8}^{17}\text{O} = \begin{cases} \text{prótons:} & (1s_{1/2})^2 & (1p_{3/2})^4 & (1p_{1/2})^2 \\ \text{nêutrons:} & (1s_{1/2})^2 & & \end{cases}$$

Modelo de camadas

Notação: $(nl_j)^k$

$${}_{8}^{17}\text{O} = \begin{cases} \text{prótons:} & (1s_{1/2})^2 & (1p_{3/2})^4 & (1p_{1/2})^2 \\ \text{nêutrons:} & (1s_{1/2})^2 & (1p_{3/2})^4 & \end{cases}$$

Modelo de camadas

Notação: $(nl_j)^k$

$${}_{8}^{17}\text{O} = \begin{cases} \text{prótons:} & (1s_{1/2})^2 & (1p_{3/2})^4 & (1p_{1/2})^2 \\ \text{nêutrons:} & (1s_{1/2})^2 & (1p_{3/2})^4 & (1p_{1/2})^2 \end{cases}$$

Modelo de camadas

Notação: $(nl_j)^k$

$${}_{8}^{17}\text{O} = \begin{cases} \text{prótons:} & (1s_{1/2})^2 & (1p_{3/2})^4 & (1p_{1/2})^2 \\ \text{nêutrons:} & (1s_{1/2})^2 & (1p_{3/2})^4 & (1p_{1/2})^2 & (1d_{5/2})^1 \end{cases}$$

Spin e paridade nucleares

Se Z ou N são mágicos o núcleo é dito ter camada simplesmente fechada e se ambos são mágicos o núcleo é dito ter camada duplamente fechada.

Spin e paridade nucleares

Se Z ou N são mágicos o núcleo é dito ter camada simplesmente fechada e se ambos são mágicos o núcleo é dito ter camada duplamente fechada. Podemos fazer importantes previsões para os núcleos duplamente mágicos e, também, para aqueles com um núcleon a mais ou a menos.

Spin

- qualquer nível completamente ocupado ($2j + 1$ ocupantes) não contribui para o spin nuclear;

Spin

- qualquer nível completamente ocupado ($2j + 1$ ocupantes) não contribui para o spin nuclear;
- qualquer núcleo duplamente fechado mais um ou menos um núcleon tem spin nuclear igual ao do núcleon extra ou do buraco.

Spin

- qualquer nível completamente ocupado ($2j + 1$ ocupantes) não contribui para o spin nuclear;
- qualquer núcleo duplamente fechado mais um ou menos um núcleon tem spin nuclear igual ao do núcleon extra ou do buraco.
- ① o spin do estado fundamental de todos os núcleos com Z e N pares é zero;

Spin

- qualquer nível completamente ocupado ($2j + 1$ ocupantes) não contribui para o spin nuclear;
 - qualquer núcleo duplamente fechado mais um ou menos um núcleon tem spin nuclear igual ao do núcleon extra ou do buraco.
- 1 o spin do estado fundamental de todos os núcleos com Z e N pares é zero;
 - 2 o spin do estado fundamental de qualquer núcleo com A ímpar é o do núcleon desemparelhado ou do buraco.

Paridade

A paridade nuclear é o produto das paridades das funções de onda dos núcleons individuais:

Paridade

A paridade nuclear é o produto das paridades das funções de onda dos núcleons individuais:

$$\prod_{i=1}^A (-1)^{l_i} = (-1)^{l_1} \cdot (-1)^{l_2} \cdot (-1)^{l_3} \cdot (-1)^{l_3} \dots (-1)^{l_A}$$

Paridade

A paridade nuclear é o produto das paridades das funções de onda dos núcleons individuais:

$$\prod_{i=1}^A (-1)^{l_i} = (-1)^{l_1} \cdot (-1)^{l_2} \cdot (-1)^{l_3} \cdot (-1)^{l_3} \dots (-1)^{l_A}$$

- qualquer nível completamente ocupado ($2j + 1$ ocupantes) não contribui para a paridade nuclear;

Paridade

A paridade nuclear é o produto das paridades das funções de onda dos núcleons individuais:

$$\prod_{i=1}^A (-1)^{l_i} = (-1)^{l_1} \cdot (-1)^{l_2} \cdot (-1)^{l_3} \cdot (-1)^{l_3} \dots (-1)^{l_A}$$

- qualquer nível completamente ocupado ($2j + 1$ ocupantes) não contribui para a paridade nuclear;
- qualquer núcleo duplamente fechado mais um ou menos um núcleon tem paridade nuclear igual ao do núcleon extra ou do buraco.

Paridade

A paridade nuclear é o produto das paridades das funções de onda dos núcleons individuais:

$$\prod_{i=1}^A (-1)^{l_i} = (-1)^{l_1} \cdot (-1)^{l_2} \cdot (-1)^{l_3} \cdot (-1)^{l_3} \cdots (-1)^{l_A}$$

- qualquer nível completamente ocupado ($2j + 1$ ocupantes) não contribui para a paridade nuclear;
- qualquer núcleo duplamente fechado mais um ou menos um núcleon tem paridade nuclear igual ao do núcleon extra ou do buraco.
- ❶ a paridade do estado fundamental de todos os núcleos com Z e N pares é sempre par;

Paridade

A paridade nuclear é o produto das paridades das funções de onda dos núcleons individuais:

$$\prod_{i=1}^A (-1)^{l_i} = (-1)^{l_1} \cdot (-1)^{l_2} \cdot (-1)^{l_3} \cdot (-1)^{l_3} \dots (-1)^{l_A}$$

- qualquer nível completamente ocupado ($2j + 1$ ocupantes) não contribui para a paridade nuclear;
- qualquer núcleo duplamente fechado mais um ou menos um núcleon tem paridade nuclear igual ao do núcleon extra ou do buraco.
- ① a paridade do estado fundamental de todos os núcleos com Z e N pares é sempre par;
- ② a paridade do estado fundamental de qualquer núcleo com A ímpar é o mesmo da função de onda do núcleon desemparelhado ou do buraco.

Exemplos

Exemplo 1: Utilizando da notação J^Π , onde J é o momento angular total e $\Pi = \pm$ a paridade da função de onda do núcleon desemparelhado (ou do buraco), determine J^Π dos núclídeos ${}^8_8\text{O}$ e ${}^{11}_6\text{C}$.

Exemplos

Exemplo 1: Utilizando da notação J^Π , onde J é o momento angular total e $\Pi = \pm$ a paridade da função de onda do núcleon desemparelhado (ou do buraco), determine J^Π dos núclídeos ${}^{16}_8\text{O}$ e ${}^{11}_6\text{C}$:

$${}^{16}_8\text{O} : \quad Z = 8, N = 8 \Rightarrow A = 16$$

Exemplos

Exemplo 1: Utilizando da notação J^Π , onde J é o momento angular total e $\Pi = \pm$ a paridade da função de onda do núcleon desemparelhado (ou do buraco), determine J^Π dos núclídeos ${}^{16}_8\text{O}$ e ${}^{11}_6\text{C}$:

$${}^{16}_8\text{O} : \quad Z = 8, N = 8 \Rightarrow A = 16$$

distribuição de prótons/nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2$

Exemplos

Exemplo 1: Utilizando da notação J^Π , onde J é o momento angular total e $\Pi = \pm$ a paridade da função de onda do núcleon desemparelhado (ou do buraco), determine J^Π dos núclídeos ${}^{16}_8\text{O}$ e ${}^{11}_6\text{C}$:

$${}^{16}_8\text{O}: \quad Z = 8, N = 8 \Rightarrow A = 16$$

distribuição de prótons/nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2 \Rightarrow$
 \Rightarrow duplamente fechada

Exemplos

Exemplo 1: Utilizando da notação J^Π , onde J é o momento angular total e $\Pi = \pm$ a paridade da função de onda do núcleon desemparelhado (ou do buraco), determine J^Π dos núclídeos ${}^16_8\text{O}$ e ${}^{11}_6\text{C}$:

$${}^16_8\text{O} : Z = 8, N = 8 \Rightarrow A = 16$$

distribuição de prótons/nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2 \Rightarrow$

\Rightarrow duplamente fechada: spin = 0 e paridade = +

Exemplos

Exemplo 1: Utilizando da notação J^Π , onde J é o momento angular total e $\Pi = \pm$ a paridade da função de onda do núcleon desemparelhado (ou do buraco), determine J^Π dos núclídeos ${}^{16}_8\text{O}$ e ${}^{11}_6\text{C}$:

$${}^{16}_8\text{O} : Z = 8, N = 8 \Rightarrow A = 16$$

distribuição de prótons/nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2 \Rightarrow$

\Rightarrow duplamente fechada: spin = 0 e paridade = +

$$\Rightarrow \boxed{J^\Pi = 0^+}$$

Exemplos

Exemplo 1: Utilizando da notação J^Π , onde J é o momento angular total e $\Pi = \pm$ a paridade da função de onda do núcleon desemparelhado (ou do buraco), determine J^Π dos núclídeos ${}^{16}_8\text{O}$ e ${}^{11}_6\text{C}$:

$${}^{16}_8\text{O} : Z = 8, N = 8 \Rightarrow A = 16$$

distribuição de prótons/nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2 \Rightarrow$

\Rightarrow duplamente fechada: spin = 0 e paridade = + $\Rightarrow J^\Pi = 0^+$

$${}^{11}_6\text{C} : Z = 6, N = 5 \Rightarrow A = 11$$

Exemplos

Exemplo 1: Utilizando da notação J^Π , onde J é o momento angular total e $\Pi = \pm$ a paridade da função de onda do núcleon desemparelhado (ou do buraco), determine J^Π dos núclídeos ${}^{16}_8\text{O}$ e ${}^{11}_6\text{C}$:

$${}^{16}_8\text{O} : Z = 8, N = 8 \Rightarrow A = 16$$

distribuição de prótons/nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2 \Rightarrow$

\Rightarrow duplamente fechada: spin = 0 e paridade = + $\Rightarrow \boxed{J^\Pi = 0^+}$

$${}^{11}_6\text{C} : Z = 6, N = 5 \Rightarrow A = 11$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \Rightarrow$ fechada

Exemplos

Exemplo 1: Utilizando da notação J^Π , onde J é o momento angular total e $\Pi = \pm$ a paridade da função de onda do núcleon desemparelhado (ou do buraco), determine J^Π dos núclídeos ${}^{16}_8\text{O}$ e ${}^{11}_6\text{C}$:

$${}^{16}_8\text{O} : Z = 8, N = 8 \Rightarrow A = 16$$

distribuição de prótons/nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2 \Rightarrow$

\Rightarrow duplamente fechada: spin = 0 e paridade = + $\Rightarrow J^\Pi = 0^+$

$${}^{11}_6\text{C} : Z = 6, N = 5 \Rightarrow A = 11$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \Rightarrow$ fechada

distribuição de nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^3 \Rightarrow$ buraco: $(1p_{3/2})^{-1}$,

com $J = 3/2$ e $l = 1$

Exemplos

Exemplo 1: Utilizando da notação J^Π , onde J é o momento angular total e $\Pi = \pm$ a paridade da função de onda do núcleon desemparelhado (ou do buraco), determine J^Π dos núclídeos ${}^{16}_8\text{O}$ e ${}^{11}_6\text{C}$:

$${}^{16}_8\text{O} : Z = 8, N = 8 \Rightarrow A = 16$$

distribuição de prótons/nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2 \Rightarrow$

\Rightarrow duplamente fechada: spin = 0 e paridade = + $\Rightarrow \boxed{J^\Pi = 0^+}$

$${}^{11}_6\text{C} : Z = 6, N = 5 \Rightarrow A = 11$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \Rightarrow$ fechada

distribuição de nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^3 \Rightarrow$ buraco: $(1p_{3/2})^{-1}$,

com $j = 3/2$ e $l = 1 \Rightarrow$ spin = $3/2$ e paridade: $(-1)^1 = -1$

$\Rightarrow \boxed{J^\Pi = 3/2^-}$

Exemplo 1: Utilizando da notação J^Π , onde J é o momento angular total e $\Pi = \pm$ a paridade da função de onda do núcleon desemparelhado (ou do buraco), determine J^Π dos núclídeos $^{16}_8\text{O}$ e $^{11}_6\text{C}$:

$$^{16}_8\text{O} : Z = 8, N = 8 \Rightarrow A = 16$$

distribuição de prótons/nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2 \Rightarrow$

\Rightarrow duplamente fechada: spin = 0 e paridade = + $\Rightarrow J^\Pi = 0^+$

$$^{11}_6\text{C} : Z = 6, N = 5 \Rightarrow A = 11$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \Rightarrow$ fechada

distribuição de nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^3 \Rightarrow$ buraco: $(1p_{3/2})^{-1}$,

com $j = 3/2$ e $l = 1 \Rightarrow$ spin = $3/2$ e paridade: $(-1)^1 = -1$

$$\Rightarrow J^\Pi = 3/2^-$$

E quanto aos núcleos com Z e N ímpares?

Exemplo 1: Utilizando da notação J^Π , onde J é o momento angular total e $\Pi = \pm$ a paridade da função de onda do núcleon desemparelhado (ou do buraco), determine J^Π dos núclídeos ${}^8_8\text{O}$ e ${}^{11}_6\text{C}$:

$${}^8_8\text{O} : Z = 8, N = 8 \Rightarrow A = 16$$

distribuição de prótons/nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2 \Rightarrow$
 \Rightarrow duplamente fechada

$$\text{spin} = 0 \text{ e paridade} = + \Rightarrow \boxed{J^\Pi = 0^+}$$

$${}^{11}_6\text{C} : Z = 6, N = 5 \Rightarrow A = 11$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \Rightarrow$ fechada

distribuição de nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^3 \Rightarrow$ buraco: $(1p_{3/2})^{-1}$,
 com $j = 3/2$ e $l = 1$

$$\text{spin} = 3/2 \text{ e paridade: } (-1)^1 = -1 \Rightarrow \boxed{J^\Pi = 3/2^-}$$

E quanto aos núcleos com Z e N ímpares? Os spins nucleares não têm que se acoplar em zero, tudo que sabemos é que o spin nuclear estará no intervalo:

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

Exemplos

Exemplo 2: O nuclídeo ${}^1_7\text{N}$.

Exemplos

Exemplo 2: O nuclídeo 1_7N :

$${}^1_7N : Z = 7, N = 7 \Rightarrow A = 14$$

Exemplos

Exemplo 2: O nuclídeo 1_7N :

$${}^1_7N : Z = 7, N = 7 \Rightarrow A = 14$$

distribuição de prótons:

Exemplos

Exemplo 2: O nuclídeo 1_7N :

$${}^1_7N : Z = 7, N = 7 \Rightarrow A = 14$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \boxed{(1p_{1/2})^1} \Rightarrow$
 \Rightarrow próton desemparelhado

Exemplos

Exemplo 2: O nuclídeo 14_7N :

$${}^14_7N : Z = 7, N = 7 \Rightarrow A = 14$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \boxed{(1p_{1/2})^1} \Rightarrow$

\Rightarrow próton desemparelhado

distribuição de nêutrons:

Exemplos

Exemplo 2: O nuclídeo 1_7N :

$${}^1_7N : Z = 7, N = 7 \Rightarrow A = 14$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \boxed{(1p_{1/2})^1} \Rightarrow$
 \Rightarrow próton desemparelhado

distribuição de nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \boxed{(1p_{1/2})^1} \Rightarrow$
 \Rightarrow nêutron desemparelhado

Exemplos

Exemplo 2: O nuclídeo 14_7N :

$${}^14_7N : Z = 7, N = 7 \Rightarrow A = 14$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \boxed{(1p_{1/2})^1} \Rightarrow$
 \Rightarrow próton desemparelhado

distribuição de nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \boxed{(1p_{1/2})^1} \Rightarrow$
 \Rightarrow nêutron desemparelhado

Assim, para o nível p : $l = 1 \Rightarrow \Pi = (-1)^1(-1)^1 = +1$

Exemplos

Exemplo 2: O nuclídeo 14_7N :

$${}^14_7N : Z = 7, N = 7 \Rightarrow A = 14$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \boxed{(1p_{1/2})^1} \Rightarrow$
 \Rightarrow próton desemparelhado

distribuição de nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \boxed{(1p_{1/2})^1} \Rightarrow$
 \Rightarrow nêutron desemparelhado

Assim, para o nível p : $l = 1 \Rightarrow \Pi = (-1)^1(-1)^1 = +1$, mas

$$j = \begin{cases} |1/2 - 1/2| & = 0 \\ 1/2 + 1/2 & = 1 \end{cases}$$

Exemplos

Exemplo 2: O nuclídeo 14_7N :

$${}^14_7N : Z = 7, N = 7 \Rightarrow A = 14$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \boxed{(1p_{1/2})^1} \Rightarrow$
 \Rightarrow próton desemparelhado

distribuição de nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \boxed{(1p_{1/2})^1} \Rightarrow$
 \Rightarrow nêutron desemparelhado

Assim, para o nível p : $l = 1 \Rightarrow \Pi = (-1)^1(-1)^1 = +1$, mas

$$j = \begin{cases} |1/2 - 1/2| & = 0 \\ 1/2 + 1/2 & = 1 \end{cases}$$

Então, temos 2 possibilidades $J^\Pi = 0^+$ ou $J^\Pi = 1^+$.

Exemplos

Exemplo 2: O nuclídeo ${}^{14}_7\text{N}$:

$${}^{14}_7\text{N} : Z = 7, N = 7 \Rightarrow A = 14$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \boxed{(1p_{1/2})^1} \Rightarrow$
 \Rightarrow próton desemparelhado

distribuição de nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4 \boxed{(1p_{1/2})^1} \Rightarrow$
 \Rightarrow nêutron desemparelhado

Assim, para o nível p : $l = 1 \Rightarrow \Pi = (-1)^1(-1)^1 = +1$, mas

$$j = \begin{cases} |1/2 - 1/2| & = 0 \\ 1/2 + 1/2 & = 1 \end{cases}$$

Então, temos 2 possibilidades $J^\Pi = 0^+$ ou $\boxed{J^\Pi = 1^+}$ (somente o último estado é verificado experimentalmente).

Estados excitados

Seja um núcleo duplamente fechado mais um núcleon (${}_{8}^{17}\text{O}$).

Estados excitados

Seja um núcleo duplamente fechado mais um núcleon (${}_{8}^{17}\text{O}$):

$${}_{8}^{17}\text{O} : \quad Z = 8, N = 9 \Rightarrow A = 17$$

Estados excitados

Seja um núcleo duplamente fechado mais um núcleon (${}_{8}^{17}\text{O}$):

$${}_{8}^{17}\text{O} : \quad Z = 8, N = 9 \Rightarrow A = 17$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2 \Rightarrow$ fechada

Estados excitados

Seja um núcleo duplamente fechado mais um núcleon (${}^{17}_8\text{O}$):

$${}^{17}_8\text{O} : Z = 8, N = 9 \Rightarrow A = 17$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2 \Rightarrow$ fechada

distribuição de nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2 \boxed{(1d_{5/2})^1} \Rightarrow$
 \Rightarrow nêutron desemparelhado

Estados excitados

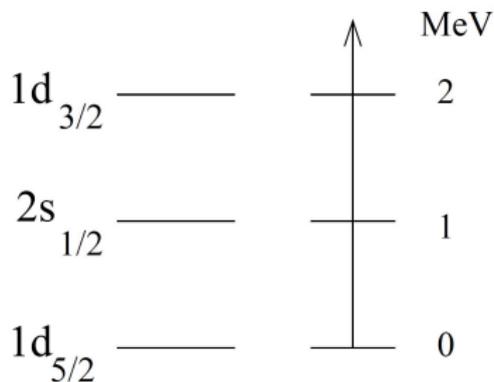
Seja um núcleo duplamente fechado mais um núcleon (${}^{17}_8\text{O}$):

$${}^{17}_8\text{O} : Z = 8, N = 9 \Rightarrow A = 17$$

distribuição de prótons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{3/2})^2 \Rightarrow$ fechada

distribuição de nêutrons: $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{3/2})^2 \boxed{(1d_{5/2})^1} \Rightarrow$
 \Rightarrow nêutron desemparelhado

Os próximos níveis a serem ocupados ($1d_{5/2}$, $1s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, ..., neste caso) formam os *estados excitados*.



- 1 Modelo de camadas
- 2 Modelo coletivo**
- 3 Exercícios

Modelo coletivo

Há um aparente conflito entre o modelo de camadas, que trata os núcleons como independentes.

Modelo coletivo

Há um aparente conflito entre o modelo de camadas, que trata os núcleons como independentes, e o modelo da gota líquida, no qual os núcleons estão fortemente correlacionados.

Modelo coletivo

Há um aparente conflito entre o modelo de camadas, que trata os núcleons como independentes, e o modelo da gota líquida, no qual os núcleons estão fortemente correlacionados. Aage Bohr, Ben Mottelson e James Rainwater trabalharam no *modelo coletivo*, que engloba elementos de ambos, e receberam o Nobel de Física em 1975.

Modelo coletivo

Núcleos com um número mágico mais 1 núcleon têm camadas fechadas, completamente preenchidas, formando um caroço, e um núcleon independente no potencial efetivo em subcamadas incompletas subsequentes.

Modelo coletivo

Núcleos com um número mágico mais 1 núcleon têm camadas fechadas, completamente preenchidas, formando um caroço, e um núcleon independente no potencial efetivo em subcamadas incompletas subsequentes. O caroço está associado ao modelo da gota líquida.

Modelo coletivo

Núcleos com um número mágico mais 1 núcleon têm camadas fechadas, completamente preenchidas, formando um caroço, e um núcleon independente no potencial efetivo em subcamadas incompletas subsequentes. O caroço está associado ao modelo da gota líquida. E o potencial não é mais esfericamente simétrico, podendo se deformar de modo coletivo e correlacionado.

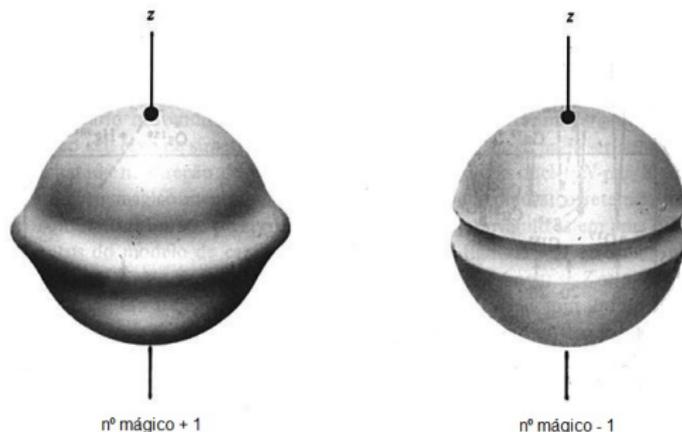


Figura: Alterações no formato esférico de núcleos com número mágico ± 1 .

Modelo coletivo

Alterações no formato levam a alterações no potencial efetivo e, portanto, nos níveis de energia.

Modelo coletivo

Alterações no formato levam a alterações no potencial efetivo e, portanto, nos níveis de energia. Por outro lado, alterações na forma levam a mudanças nas distribuições de carga e de correntes nucleares e, por conseguinte, nos momentos nucleares de quadrupolo elétrico e de dipolo magnético, respectivamente.

Modelo coletivo

Alterações no formato levam a alterações no potencial efetivo e, portanto, nos níveis de energia. Por outro lado, alterações na forma levam a mudanças nas distribuições de carga e de correntes nucleares e, por conseguinte, nos momentos nucleares de quadrupolo elétrico e de dipolo magnético, respectivamente. Vimos que o momento quadrupolar elétrico é:

$$Q = \int \rho(x, y, z) \cdot [3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV$$

Modelo coletivo

Alterações no formato levam a alterações no potencial efetivo e, portanto, nos níveis de energia. Por outro lado, alterações na forma levam a mudanças nas distribuições de carga e de correntes nucleares e, por conseguinte, nos momentos nucleares de quadrupolo elétrico e de dipolo magnético, respectivamente. Vimos que o momento quadrupolar elétrico é:

$$Q = \int \rho(x, y, z) \cdot [3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV,$$

onde:

- $Q = 0$, se ρ for esfericamente simétrica: $\overline{x^2} = \overline{y^2} = \overline{z^2}$;

Modelo coletivo

Alterações no formato levam a alterações no potencial efetivo e, portanto, nos níveis de energia. Por outro lado, alterações na forma levam a mudanças nas distribuições de carga e de correntes nucleares e, por conseguinte, nos momentos nucleares de quadrupolo elétrico e de dipolo magnético, respectivamente. Vimos que o momento quadrupolar elétrico é:

$$Q = \int \rho(x, y, z) \cdot [3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV,$$

onde:

- $Q = 0$, se ρ for esfericamente simétrica: $\overline{x^2} = \overline{y^2} = \overline{z^2}$;
- $Q < 0$, se ρ for oblato (n° mágico +1): $\overline{x^2} = \overline{y^2} > \overline{z^2}$;

Modelo coletivo

Alterações no formato levam a alterações no potencial efetivo e, portanto, nos níveis de energia. Por outro lado, alterações na forma levam a mudanças nas distribuições de carga e de correntes nucleares e, por conseguinte, nos momentos nucleares de quadrupolo elétrico e de dipolo magnético, respectivamente. Vimos que o momento quadrupolar elétrico é:

$$Q = \int \rho(x, y, z) \cdot [3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV,$$

onde:

- $Q = 0$, se ρ for esfericamente simétrica: $\overline{x^2} = \overline{y^2} = \overline{z^2}$;
- $Q < 0$, se ρ for oblato (n° mágico +1): $\overline{x^2} = \overline{y^2} > \overline{z^2}$;
- $Q > 0$, se ρ for prolato (n° mágico -1): $\overline{x^2} = \overline{y^2} < \overline{z^2}$.

Modelo coletivo

Alterações no formato levam a alterações no potencial efetivo e, portanto, nos níveis de energia. Por outro lado, alterações na forma levam a mudanças nas distribuições de carga e de correntes nucleares e, por conseguinte, nos momentos nucleares de quadrupolo elétrico e de dipolo magnético, respectivamente. Vimos que o momento quadrupolar elétrico é:

$$Q = \int \rho(x, y, z) \cdot [3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV,$$

onde:

- $Q = 0$, se ρ for esfericamente simétrica: $\overline{x^2} = \overline{y^2} = \overline{z^2}$;
- $Q < 0$, se ρ for oblato (n° mágico +1): $\overline{x^2} = \overline{y^2} > \overline{z^2}$;
- $Q > 0$, se ρ for prolato (n° mágico -1): $\overline{x^2} = \overline{y^2} < \overline{z^2}$.

Normalmente, o núcleo é um elipsóide com a razão entre os semi-eixos:

$$\frac{a}{b} \propto 1 + \frac{Q}{Zr^2}.$$

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons.

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$).

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo.

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r').

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r'). Assim, com o modelo de camadas, calculamos:

$$Q = \int \rho[3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV$$

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r'). Assim, com o modelo de camadas, calculamos:

$$Q = \int \rho[3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV = Q_{\text{caroço}} + Q_{\text{anel}}$$

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r'). Assim, com o modelo de camadas, calculamos:

$$Q = \int \rho[3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV = \cancel{Q_{\text{caroço}}} + Q_{\text{anel}}$$

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r'). Assim, com o modelo de camadas, calculamos:

$$Q = \int \rho[3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV = \cancel{Q_{\text{caroço}}} + Q_{\text{anel}},$$

onde para o anel $\rho \approx 0$, exceto para $x'^2 + y'^2 = r'^2$ e $z' = 0$.

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r'). Assim, com o modelo de camadas, calculamos:

$$Q = \int \rho[3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV = \cancel{Q_{\text{caroço}}} + Q_{\text{anel}},$$

onde para o anel $\rho \approx 0$, exceto para $x'^2 + y'^2 = r'^2$ e $z' = 0$. Desta forma:

$$Q \approx \int \rho(-r'^2) dV$$

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r'). Assim, com o modelo de camadas, calculamos:

$$Q = \int \rho[3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV = \cancel{Q_{\text{caroço}}} + Q_{\text{anel}},$$

onde para o anel $\rho \approx 0$, exceto para $x'^2 + y'^2 = r'^2$ e $z' = 0$. Desta forma:

$$Q \approx \int \rho(-r'^2) dV \approx (-r'^2) \int \rho dV$$

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r'). Assim, com o modelo de camadas, calculamos:

$$Q = \int \rho[3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV = \cancel{Q_{\text{caroço}}} + Q_{\text{anel}},$$

onde para o anel $\rho \approx 0$, exceto para $x'^2 + y'^2 = r'^2$ e $z' = 0$. Desta forma:

$$Q \approx \int \rho(-r'^2) dV \approx (-r'^2) \int \rho dV = (-r'^2) \cdot e,$$

onde a última integração é feita sobre 1 próton.

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r'). Assim, com o modelo de camadas, calculamos:

$$Q = \int \rho[3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV = \cancel{Q_{\text{caroço}}} + Q_{\text{anel}},$$

onde para o anel $\rho \approx 0$, exceto para $x'^2 + y'^2 = r'^2$ e $z' = 0$. Desta forma:

$$Q \approx \int \rho(-r'^2) dV \approx (-r'^2) \int \rho dV = (-r'^2) \cdot e,$$

onde a última integração é feita sobre 1 próton. Usualmente, este resultado é dado em unidades de e

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r'). Assim, com o modelo de camadas, calculamos:

$$Q = \int \rho[3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV = \cancel{Q_{\text{caroço}}} + Q_{\text{anel}},$$

onde para o anel $\rho \approx 0$, exceto para $x'^2 + y'^2 = r'^2$ e $z' = 0$. Desta forma:

$$Q \approx \int \rho(-r'^2) dV \approx (-r'^2) \int \rho dV = (-r'^2) \cdot e,$$

onde a última integração é feita sobre 1 próton. Usualmente, este resultado é dado em unidades de e , ou seja: $Q \approx -r'^2$.

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r'). Assim, com o modelo de camadas, calculamos:

$$Q = \int \rho[3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV = \cancel{Q_{\text{caroço}}} + Q_{\text{anel}},$$

onde para o anel $\rho \approx 0$, exceto para $x'^2 + y'^2 = r'^2$ e $z' = 0$. Desta forma:

$$Q \approx \int \rho(-r'^2) dV \approx (-r'^2) \int \rho dV = (-r'^2) \cdot e,$$

onde a última integração é feita sobre 1 próton. Usualmente, este resultado é dado em unidades de e , ou seja: $Q \approx -r'^2$.

Mas, experimentalmente, obtém-se:

$$\frac{Q}{Zr'^2} \approx -0,09$$

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r'). Assim, com o modelo de camadas, calculamos:

$$Q = \int \rho[3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV = \cancel{Q_{\text{caroço}}} + Q_{\text{anel}},$$

onde para o anel $\rho \approx 0$, exceto para $x'^2 + y'^2 = r'^2$ e $z' = 0$. Desta forma:

$$Q \approx \int \rho(-r'^2) dV \approx (-r'^2) \int \rho dV = (-r'^2) \cdot e,$$

onde a última integração é feita sobre 1 próton. Usualmente, este resultado é dado em unidades de e , ou seja: $Q \approx -r'^2$.

Mas, experimentalmente, obtém-se:

$$\frac{Q}{Zr'^2} \approx -0,09 \Rightarrow Q \approx -0,09 \cdot 51 \cdot r'^2$$

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r'). Assim, com o modelo de camadas, calculamos:

$$Q = \int \rho[3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV = \cancel{Q_{\text{caroço}}} + Q_{\text{anel}},$$

onde para o anel $\rho \approx 0$, exceto para $x'^2 + y'^2 = r'^2$ e $z' = 0$. Desta forma:

$$Q \approx \int \rho(-r'^2) dV \approx (-r'^2) \int \rho dV = (-r'^2) \cdot e,$$

onde a última integração é feita sobre 1 próton. Usualmente, este resultado é dado em unidades de e , ou seja: $Q \approx -r'^2$.

Mas, experimentalmente, obtém-se:

$$\frac{Q}{Zr'^2} \approx -0,09 \Rightarrow Q \approx -0,09 \cdot 51 \cdot r'^2 \Rightarrow Q \approx -5r'^2$$

Exemplos

Exemplo 3: Seja o caso do ^{123}Sb , com $Z = 51 = 50 + 1$ prótons, cuja distribuição nas subcamadas vai até $(1g_{7/2})^1$. Na camada g , o momento angular é alto ($l = 4$), o que faz a função de onda confinar-se muito próximo à superfície do núcleo (órbita de Bohr com raio nuclear \sim de um anel externo r'). Assim, com o modelo de camadas, calculamos:

$$Q = \int \rho[3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2)] dV = \cancel{Q_{\text{caroço}}} + Q_{\text{anel}},$$

onde para o anel $\rho \approx 0$, exceto para $x'^2 + y'^2 = r'^2$ e $z' = 0$. Desta forma:

$$Q \approx \int \rho(-r'^2) dV \approx (-r'^2) \int \rho dV = (-r'^2) \cdot e,$$

onde a última integração é feita sobre 1 próton. Usualmente, este resultado é dado em unidades de e , ou seja: $Q \approx -r'^2$.

Mas, experimentalmente, obtém-se:

$$\frac{Q}{Zr'^2} \approx -0,09 \Rightarrow Q \approx -0,09 \cdot 51 \cdot r'^2 \Rightarrow Q \approx -5r'^2,$$

ou seja, um valor 5 vezes superior.

- 1 Modelo de camadas
- 2 Modelo coletivo
- 3 Exercícios**

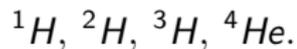
Exercícios

- 1 Utilizando-se do modelo de camadas, determine a distribuição no núcleo ímpar, além do spin e da paridade dos seguintes núcleos:

$${}^{11}\text{B}, {}^{11}\text{C}, {}^{15}\text{O}, {}^{17}\text{O}, {}^{17}\text{F}, {}^{19}\text{F}.$$

Exercícios

- 2 Especifique, de acordo com o modelo de camadas, os estados (L, S, J^π, T) dos seguintes núcleos leves:



Referências

 R. Eisberg & R. Resnick, *Física Quântica*, Elsevier (1979).