

Aula 4: Interações nucleares

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

10 de outubro de 2024



Universidade Federal do ABC

- 1 Introdução
- 2 Teoria quântica para o núcleo (sistema de dois núcleons)
- 3 Teoria de Yukawa
- 4 Interações fundamentais e partículas elementares
- 5 Exercícios

Sistemas físicos com dimensões da ordem ou menores que 1 nanômetro ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$) devem ser descritos pelo formalismo da mecânica quântica, incluindo-se moléculas, átomos, núcleos atômicos e partículas elementares.

Sistemas físicos com dimensões da ordem ou menores que 1 nanômetro ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$) devem ser descritos pelo formalismo da mecânica quântica, incluindo-se moléculas, átomos, núcleos atômicos e partículas elementares.

O átomo de hidrogênio foi o primeiro sistema a ser descrito com este formalismo, inicialmente, com o modelo de Bohr (1913), depois com as teorias de Schrödinger (1925) e Heisenberg (1926).

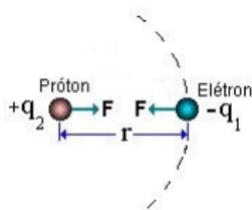


Figura: Força coulombiana no átomo de hidrogênio.

Sistemas físicos com dimensões da ordem ou menores que 1 nanômetro ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$) devem ser descritos pelo formalismo da mecânica quântica, incluindo-se moléculas, átomos, núcleos atômicos e partículas elementares.

O átomo de hidrogênio foi o primeiro sistema a ser descrito com este formalismo, inicialmente, com o modelo de Bohr (1913), depois com as teorias de Schrödinger (1925) e Heisenberg (1926). O átomo de hidrogênio é um **sistema de 2 corpos** (o próton e o elétron) que interagem via a força de atração coulombiana.

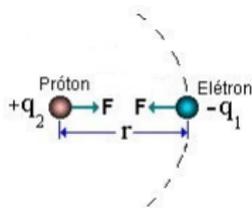


Figura: Força coulombiana no átomo de hidrogênio.

Observemos os 3 isótopos do hidrogênio:

$$p \equiv {}^1_1\text{H}^+$$

$$d \equiv {}^2_1\text{H}^+$$

$$t \equiv {}^3_1\text{H}^+$$

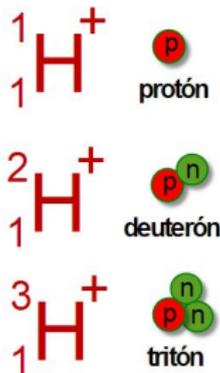


Figura: O próton (p), o dêuteron (d) e o trítio (t).

Na física nuclear, o sistema de 2 corpos mais simples é o dêuteron:

$$d = {}^2\text{H}^+,$$

que vai ser usado para obtermos mais informações a respeito da força nuclear, ou da *interação núcleon-núcleon*.

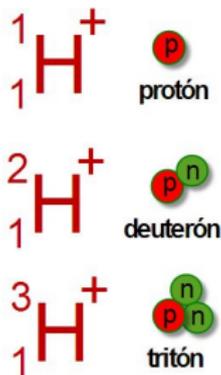


Figura: O próton (p), o dêuteron (d) e o trítio (t).

Na física nuclear, o sistema de 2 corpos mais simples é o dêuteron:

$$d = {}^2\text{H}^+,$$

que vai ser usado para obtermos mais informações a respeito da força nuclear, ou da *interação núcleon-núcleon*. O dêuteron corresponde ao estado ligado ($p + n$) mais simples no núcleo; não existem evidências de estados ligados $p + p$ ou $n + n$.

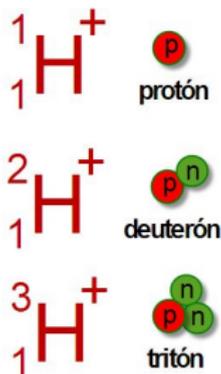


Figura: O próton (p), o dêuteron (d) e o trítio (t).

O potencial da interação nuclear tem a forma (do potencial de Lennard e Jones) ilustrada na figura:

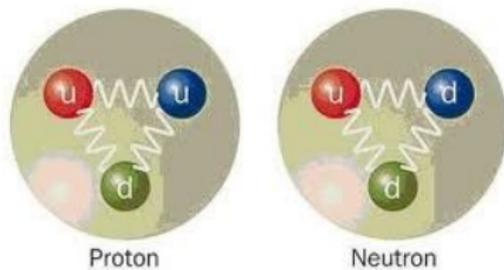
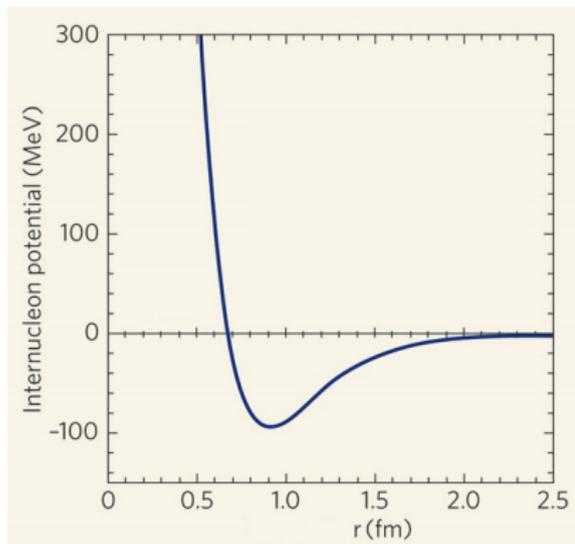


Figura: O potencial da interação núcleo-núcleo.

Experimentalmente, verifica-se os seguintes aspectos das interações núcleon-núcleon:

Experimentalmente, verifica-se os seguintes aspectos das interações núcleon-núcleon:

- predominantemente atrativa;

Experimentalmente, verifica-se os seguintes aspectos das interações núcleon-núcleon:

- predominantemente atrativa;
- de curto alcance ($\lesssim 10^{-14}$ m);

Experimentalmente, verifica-se os seguintes aspectos das interações núcleon-núcleon:

- predominantemente atrativa;
- de curto alcance ($\lesssim 10^{-14}$ m);
- interação entre núcleons vizinhos;

Experimentalmente, verifica-se os seguintes aspectos das interações núcleon-núcleon:

- predominantemente atrativa;
- de curto alcance ($\lesssim 10^{-14}$ m);
- interação entre núcleons vizinhos;
- algumas partículas não a sofrem, p.ex.: elétrons, múons e neutrinos (os *léptons*);

Experimentalmente, verifica-se os seguintes aspectos das interações núcleon-núcleon:

- predominantemente atrativa;
- de curto alcance ($\lesssim 10^{-14}$ m);
- interação entre núcleons vizinhos;
- algumas partículas não a sofrem, p.ex.: elétrons, múons e neutrinos (os *léptons*);
- independente do tipo de núcleon: igual para prótons ou nêutrons;

Experimentalmente, verifica-se os seguintes aspectos das interações núcleon-núcleon:

- predominantemente atrativa;
- de curto alcance ($\lesssim 10^{-14}$ m);
- interação entre núcleons vizinhos;
- algumas partículas não a sofrem, p.ex.: elétrons, múons e neutrinos (os *léptons*);
- independente do tipo de núcleon: igual para prótons ou nêutrons;
- depende do alinhamento do spin: paralelos ou antiparalelos;

Experimentalmente, verifica-se os seguintes aspectos das interações núcleon-núcleon:

- predominantemente atrativa;
- de curto alcance ($\lesssim 10^{-14}$ m);
- interação entre núcleons vizinhos;
- algumas partículas não a sofrem, p.ex.: elétrons, múons e neutrinos (os *léptons*);
- independente do tipo de núcleon: igual para prótons ou nêutrons;
- depende do alinhamento do spin: paralelos ou antiparalelos;
- depende de uma componente tensorial que não conserva o momento angular orbital.

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- 1) A energia de ligação

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- 1) A energia de ligação: a massa do dêuteron é menor que a soma das massas do próton e do nêutron:

$$m_d < m_p + m_n$$

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- a) A energia de ligação: a massa do dêuteron é menor que a soma das massas do próton e do nêutron:

$$m_d < m_p + m_n \Rightarrow E_{lig} = -\Delta mc^2,$$

onde Δm é o *déficit de massa*.

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- ④ A energia de ligação: a massa do dêuteron é menor que a soma das massas do próton e do nêutron:

$$m_d < m_p + m_n \Rightarrow E_{lig} = -\Delta mc^2,$$

onde Δm é o *déficit de massa*. A energia de ligação pode ser medida através deste balanço de massas

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- ④ A energia de ligação: a massa do dêuteron é menor que a soma das massas do próton e do nêutron:

$$m_d < m_p + m_n \Rightarrow E_{lig} = -\Delta mc^2,$$

onde Δm é o *déficit de massa*. A energia de ligação pode ser medida através deste balanço de massas, ou através das reações:

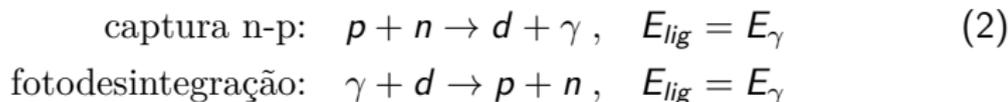
$$\text{captura n-p: } p + n \rightarrow d + \gamma, \quad E_{lig} = E_\gamma \quad (1)$$

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- a) A energia de ligação: a massa do dêuteron é menor que a soma das massas do próton e do nêutron:

$$m_d < m_p + m_n \Rightarrow E_{lig} = -\Delta mc^2,$$

onde Δm é o *déficit de massa*. A energia de ligação pode ser medida através deste balanço de massas, ou através das reações:

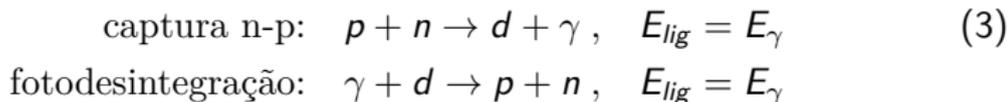


Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- a) A energia de ligação: a massa do dêuteron é menor que a soma das massas do próton e do nêutron:

$$m_d < m_p + m_n \Rightarrow E_{lig} = -\Delta mc^2,$$

onde Δm é o *déficit de massa*. A energia de ligação pode ser medida através deste balanço de massas, ou através das reações:



$$E_{lig} = (2, 22464 \pm 0, 00005) \text{ MeV};$$

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- O momento angular e a paridade

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- O momento angular e a paridade: $J = 1$ e $\pi = +$;

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- b) O momento angular e a paridade: $J = 1$ e $\pi = +$;
- c) O momento de dipolo magnético

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- b) O momento angular e a paridade: $J = 1$ e $\pi = +$;
- c) O momento de dipolo magnético:

$$\mu_d/\mu_p = 0,30701218 \pm 0,00000002$$

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- O momento angular e a paridade: $J = 1$ e $\pi = +$;
- O momento de dipolo magnético:

$$\mu_d / \mu_p = 0,30701218 \pm 0,00000002$$

$$\mu_d = (0,857393 \pm 0,000001)\mu_N$$

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- b) O momento angular e a paridade: $J = 1$ e $\pi = +$;
- e) O momento de dipolo magnético:

$$\mu_d / \mu_p = 0,30701218 \pm 0,00000002$$

$$\mu_d = (0,857393 \pm 0,000001)\mu_N,$$

onde $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 3,1525 \cdot 10^{-8} \text{ eV/T}$ é o *magneton nuclear*;

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- ❶ O momento de quadrupolo elétrico

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- d) O momento de quadrupolo elétrico: $Q = 0,00282 \text{ b}^1$.

¹Def.: $1 \text{ b} \equiv 10^{-24} \text{ cm}^2$ (barn).

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- ⓐ) O momento de quadrupolo elétrico: $Q = 0,00282 \text{ b}$.

De acordo com Rabi (1933), o núcleo é um *esferóide prolato*

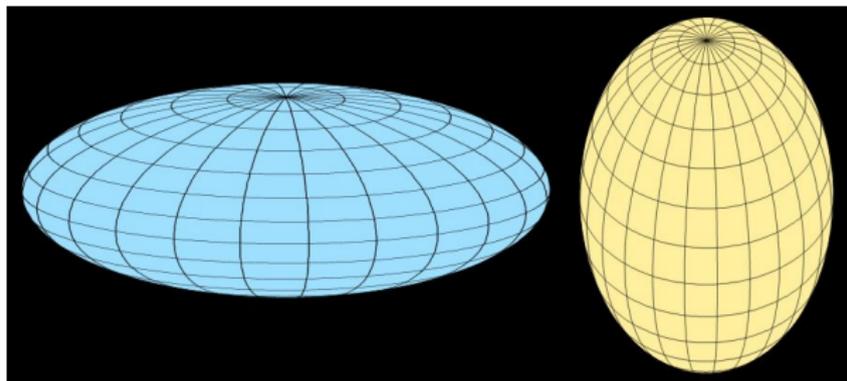


Figura: Um esferóide oblato e um prolato.

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- ④ O momento de quadrupolo elétrico: $Q = 0,00282 \text{ b}$.

De acordo com Rabi (1933), o núcleo é um *esferóide prolato*, isto é, se para uma distribuição esfericamente simétrica esperamos:

$$\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle \approx 3 \langle z^2 \rangle .$$

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- ⓐ) O momento de quadrupolo elétrico: $Q = 0,00282 \text{ b}$.

De acordo com Rabi (1933), o núcleo é um *esferóide prolato*, isto é, se para uma distribuição esfericamente simétrica esperamos:

$$\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle \approx 3 \langle z^2 \rangle .$$

Para o dêuteron, temos:

$$\frac{\langle z^2 \rangle}{\langle r^2 \rangle} = \frac{1,14}{3}$$

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- ④ O momento de quadrupolo elétrico: $Q = 0,00282 \text{ b}$.

De acordo com Rabi (1933), o núcleo é um *esferóide prolato*, isto é, se para uma distribuição esfericamente simétrica esperamos:

$$\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle \approx 3 \langle z^2 \rangle .$$

Para o dêuteron, temos:

$$\frac{\langle z^2 \rangle}{\langle r^2 \rangle} = \frac{1,14}{3} > \frac{1}{3};$$

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- d) O momento de quadrupolo elétrico: $Q = 0,00282 \text{ b}$.

De acordo com Rabi (1933), o núcleo é um *esferóide prolato*, isto é, se para uma distribuição esfericamente simétrica esperamos:

$$\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle \approx 3 \langle z^2 \rangle .$$

Para o dêuteron, temos:

$$\frac{\langle z^2 \rangle}{\langle r^2 \rangle} = \frac{1,14}{3} > \frac{1}{3};$$

- e) O raio do dêuteron

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- d) O momento de quadrupolo elétrico: $Q = 0,00282 \text{ b}$.

De acordo com Rabi (1933), o núcleo é um *esferóide prolato*, isto é, se para uma distribuição esfericamente simétrica esperamos:

$$\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle \approx 3 \langle z^2 \rangle .$$

Para o dêuteron, temos:

$$\frac{\langle z^2 \rangle}{\langle r^2 \rangle} = \frac{1,14}{3} > \frac{1}{3};$$

- e) O raio do dêuteron é, de acordo com Hofstadter et al (1962): $r_d = 2,1 \text{ fm}$.

Ademais, conhecemos, para o dêuteron:

- O momento de quadrupolo elétrico: $Q = 0,00282 \text{ b}$.

De acordo com Rabi (1933), o núcleo é um *esferóide prolato*, isto é, se para uma distribuição esfericamente simétrica esperamos:

$$\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle \approx 3 \langle z^2 \rangle .$$

Para o dêuteron, temos:

$$\frac{\langle z^2 \rangle}{\langle r^2 \rangle} = \frac{1,14}{3} > \frac{1}{3};$$

- O raio do dêuteron é, de acordo com Hofstadter et al (1962): $r_d = 2,1 \text{ fm}$.
Para efeito de comparação: $r_p = 0,8 \text{ fm}$.

- 1 Introdução
- 2 Teoria quântica para o núcleo (sistema de dois núcleons)**
- 3 Teoria de Yukawa
- 4 Interações fundamentais e partículas elementares
- 5 Exercícios

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

A teoria quântica para o núcleo segue o mesmo formalismo de um problema de 2 corpos sendo reduzido a um problema de 1 corpo.

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

A teoria quântica para o núcleo segue o mesmo formalismo de um problema de 2 corpos sendo reduzido a um problema de 1 corpo. Fazemos isso, introduzindo a *massa reduzida* e considerando que os núcleons movem-se em torno de um centro de massa comum:

$$-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2\psi(\vec{r}) + V(\vec{r})\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}), \quad (4)$$

onde $M = \frac{m_p m_n}{m_p + m_n}$ é a *massa reduzida*

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

A teoria quântica para o núcleo segue o mesmo formalismo de um problema de 2 corpos sendo reduzido a um problema de 1 corpo. Fazemos isso, introduzindo a *massa reduzida* e considerando que os núcleons movem-se em torno de um centro de massa comum:

$$-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2\psi(\vec{r}) + V(\vec{r})\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}), \quad (5)$$

onde $M = \frac{m_p m_n}{m_p + m_n}$ é a *massa reduzida* e $V(\vec{r})$ é o potencial que descreve a força entre o próton e o nêutron.

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

$V(\vec{r})$ não é completamente conhecido, mas faremos algumas suposições.

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

$V(\vec{r})$ não é completamente conhecido, mas faremos algumas suposições.

Para um potencial esfericamente simétrico: $V(\vec{r}) = V(r)$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

$V(\vec{r})$ não é completamente conhecido, mas faremos algumas suposições.

Para um potencial esfericamente simétrico: $V(\vec{r}) = V(r)$, a função de onda $\psi(\vec{r})$ é separável nas partes radial e angular:

$$\psi(\vec{r}) = \frac{u(r)}{r} Y_m^l(\theta, \varphi)$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

$V(\vec{r})$ não é completamente conhecido, mas faremos algumas suposições.

Para um potencial esfericamente simétrico: $V(\vec{r}) = V(r)$, a função de onda $\psi(\vec{r})$ é separável nas partes radial e angular:

$$\psi(\vec{r}) = \frac{u(r)}{r} Y_m^l(\theta, \varphi),$$

onde os índices l e m assumem os valores:

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

$V(\vec{r})$ não é completamente conhecido, mas faremos algumas suposições.

Para um potencial esfericamente simétrico: $V(\vec{r}) = V(r)$, a função de onda $\psi(\vec{r})$ é separável nas partes radial e angular:

$$\psi(\vec{r}) = \frac{u(r)}{r} Y_m^l(\theta, \varphi),$$

onde os índices l e m assumem os valores:

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

$V(\vec{r})$ não é completamente conhecido, mas faremos algumas suposições.

Para um potencial esfericamente simétrico: $V(\vec{r}) = V(r)$, a função de onda $\psi(\vec{r})$ é separável nas partes radial e angular:

$$\psi(\vec{r}) = \frac{u(r)}{r} Y_m^l(\theta, \varphi),$$

onde os índices l e m assumem os valores:

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1$$

$$m = -l, -l + 1, \dots, l$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

$V(\vec{r})$ não é completamente conhecido, mas faremos algumas suposições.

Para um potencial esfericamente simétrico: $V(\vec{r}) = V(r)$, a função de onda $\psi(\vec{r})$ é separável nas partes radial e angular:

$$\psi(\vec{r}) = \frac{u(r)}{r} Y_m^l(\theta, \varphi),$$

onde os índices l e m assumem os valores:

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1$$

$$m = -l, -l + 1, \dots, l$$

$Y_m^l(\theta, \varphi)$ são os harmônicos esféricos

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

$V(\vec{r})$ não é completamente conhecido, mas faremos algumas suposições.

Para um potencial esfericamente simétrico: $V(\vec{r}) = V(r)$, a função de onda $\psi(\vec{r})$ é separável nas partes radial e angular:

$$\psi(\vec{r}) = \frac{u(r)}{r} Y_m^l(\theta, \varphi),$$

onde os índices l e m assumem os valores:

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1$$

$$m = -l, -l + 1, \dots, l$$

$Y_m^l(\theta, \varphi)$ são os harmônicos esféricos e a função $u(r)$ é a solução da equação radial (exercício 1):

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2} \left[E - V(r) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2Mr^2} \right] u(r) = 0 \quad (6)$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

$V(\vec{r})$ não é completamente conhecido, mas faremos algumas suposições.

Para um potencial esfericamente simétrico: $V(\vec{r}) = V(r)$, a função de onda $\psi(\vec{r})$ é separável nas partes radial e angular:

$$\psi(\vec{r}) = \frac{u(r)}{r} Y_m^l(\theta, \varphi),$$

onde os índices l e m assumem os valores:

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1$$

$$m = -l, -l + 1, \dots, l$$

$Y_m^l(\theta, \varphi)$ são os harmônicos esféricos e a função $u(r)$ é a solução da equação radial (exercício 1):

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2} \left[E - V(r) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2Mr^2} \right] u(r) = 0, \quad (7)$$

onde $M = \frac{m_p m_n}{m_p + m_n}$ é a *massa reduzida*.

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Para um potencial esfericamente simétrico: $V(\vec{r}) = V(r)$, a função de onda $\psi(\vec{r})$ é separável nas partes radial e angular.

Tomando-se a parte radial da equação de Schrödinger em coordenadas esféricas, vem (exercício 1):

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2} \left[E - V(r) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2Mr^2} \right] u(r) = 0, \quad (8)$$

onde $M = \frac{m_p m_n}{m_p + m_n}$ é a *massa reduzida*.

De onde pode-se definir um *potencial efetivo*:

$$V_{ef}(r) = V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2Mr^2}$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Para um potencial esfericamente simétrico: $V(\vec{r}) = V(r)$, a função de onda $\psi(\vec{r})$ é separável nas partes radial e angular.

Tomando-se a parte radial da equação de Schrödinger em coordenadas esféricas, vem (exercício 1):

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2} [E - V_{ef}(r)] u(r) = 0, \quad (9)$$

onde $M = \frac{m_p m_n}{m_p + m_n}$ é a *massa reduzida*.

De onde pode-se definir um *potencial efetivo*:

$$V_{ef}(r) = V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2Mr^2}$$

e o segundo termo é denominado *barreira de momento angular* ou *potencial centrífugo*.

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Definindo-se uma função $u(r) = r\psi(r)$, a equação radial, no caso $l = 0$, se reduz a (exercício 2):

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 u(r)}{dr^2} + V(r)u(r) = Eu(r).$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Um potencial bem simples é o potencial degrau radial:

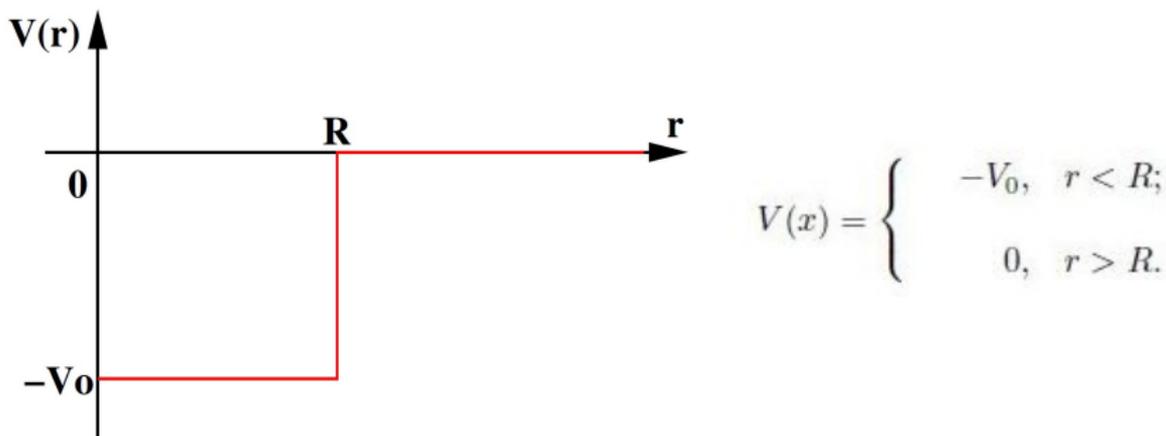


Figura: Potencial degrau radial.

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Definindo-se uma função $u(r) = r\psi(r)$, a equação radial, no caso $l = 0$, se reduz a (exercício 2):

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 u(r)}{dr^2} + V(r)u(r) = Eu(r).$$

Para partículas ligadas ($E = -E_0$) suas soluções são (exercício 3):

$$\begin{aligned} r < R : \quad u(r) &= A \sin(k_1 r) + B \cos(k_1 r), & \text{onde } k_1 &= \sqrt{2M(V_0 - E_0)}/\hbar \\ r > R : \quad u(r) &= C e^{-k_2 r} + D e^{k_2 r}, & \text{onde } k_2 &= \sqrt{2ME_0}/\hbar \end{aligned}$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Definindo-se uma função $u(r) = r\psi(r)$, a equação radial, no caso $l = 0$, se reduz a (exercício 2):

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 u(r)}{dr^2} + V(r)u(r) = Eu(r).$$

Para partículas ligadas ($E = -E_0$) suas soluções são (exercício 3):

$$\begin{aligned} r < R: \quad u(r) &= A \sin(k_1 r) + B \cos(k_1 r), & \text{onde } k_1 &= \sqrt{2M(V_0 - E_0)}/\hbar \\ r > R: \quad u(r) &= C e^{-k_2 r} + D e^{k_2 r}, & \text{onde } k_2 &= \sqrt{2ME_0}/\hbar \end{aligned}$$

Agora, a função $u(r)$ deve ser finita e contínua em todo seu intervalo de validade ($0 \leq r \leq \infty$), o que significa que temos que anular os coeficientes B (para $r \rightarrow 0$) e D (para $r \rightarrow \infty$).

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Definindo-se uma função $u(r) = r\psi(r)$, a equação radial, no caso $l = 0$, se reduz a (exercício 2):

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 u(r)}{dr^2} + V(r)u(r) = Eu(r).$$

Para partículas ligadas ($E = -E_0$) suas soluções são (exercício 3):

$$\begin{aligned} r < R: \quad u(r) &= A \sin(k_1 r) + B \cos(k_1 r), & \text{onde } k_1 &= \sqrt{2M(V_0 - E_0)}/\hbar \\ r > R: \quad u(r) &= C e^{-k_2 r} + D e^{k_2 r}, & \text{onde } k_2 &= \sqrt{2ME_0}/\hbar \end{aligned}$$

Agora, a função $u(r)$ deve ser finita e contínua em todo seu intervalo de validade ($0 \leq r \leq \infty$), o que significa que temos que anular os coeficientes B (para $r \rightarrow 0$) e D (para $r \rightarrow \infty$).

Ainda, a partir da continuidade na fronteira $r = R$, vem (exercício 4):

$$k_1 \cotg(k_1 R) = -k_2$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Definindo-se uma função $u(r) = r\psi(r)$, a equação radial, no caso $l = 0$, se reduz a (exercício 2):

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 u(r)}{dr^2} + V(r)u(r) = Eu(r).$$

Para partículas ligadas ($E = -E_0$) suas soluções são (exercício 3):

$$r < R: \quad u(r) = A \sin(k_1 r) + B \cos(k_1 r), \quad \text{onde } k_1 = \sqrt{2M(V_0 - E_0)}/\hbar$$

$$r > R: \quad u(r) = C e^{-k_2 r} + D e^{k_2 r}, \quad \text{onde } k_2 = \sqrt{2ME_0}/\hbar$$

Agora, a função $u(r)$ deve ser finita e contínua em todo seu intervalo de validade ($0 \leq r \leq \infty$), o que significa que temos que anular os coeficientes B (para $r \rightarrow 0$) e D (para $r \rightarrow \infty$). Ainda, a partir da continuidade na fronteira $r = R$, vem (exercício 4):

$$k_1 \cotg(k_1 R) = -k_2$$

Note que a energia de ligação do dêuteron é muito pequena comparada à profundidade do poço de potencial (exercício 4), isso mostra o quanto fraca é a ligação do dêuteron. Caso a força nuclear fosse um pouco mais fraca, o dêuteron não seria um estado ligado.

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Vimos que, experimentalmente, para o dêuteron: $J = 1$ e $\pi = +$.

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Vimos que, experimentalmente, para o dêuteron: $J = 1$ e $\pi = +$. Como os spins do próton e do nêutron são $s = 1/2$, seus spins estão somados (alinhados paralelamente), tal que: $1/2 + 1/2 = 1$.

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Vimos que, experimentalmente, para o dêuteron: $J = 1$ e $\pi = +$. Como os spins do próton e do nêutron são $s = 1/2$, seus spins estão somados (alinhados paralelamente), tal que: $1/2 + 1/2 = 1$.

Os estados possíveis de momento angular l e spin s do dêuteron, resultando em $j = 1$, são:

$$l = 0, s = 1 \Rightarrow {}^3S_1, \quad (10)$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Vimos que, experimentalmente, para o dêuteron: $J = 1$ e $\pi = +$. Como os spins do próton e do nêutron são $s = 1/2$, seus spins estão somados (alinhados paralelamente), tal que: $1/2 + 1/2 = 1$.

Os estados possíveis de momento angular l e spin s do dêuteron, resultando em $j = 1$, são:

$$\begin{aligned}l = 0, s = 1 &\Rightarrow {}^3S_1, \\l = 1, s = 0 &\Rightarrow {}^1P_1,\end{aligned}\tag{11}$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Vimos que, experimentalmente, para o dêuteron: $J = 1$ e $\pi = +$. Como os spins do próton e do nêutron são $s = 1/2$, seus spins estão somados (alinhados paralelamente), tal que: $1/2 + 1/2 = 1$.

Os estados possíveis de momento angular l e spin s do dêuteron, resultando em $j = 1$, são:

$$\begin{aligned}
 l = 0, s = 1 &\Rightarrow {}^3S_1, \\
 l = 1, s = 0 &\Rightarrow {}^1P_1, \\
 l = 1, s = 1 &\Rightarrow {}^3P_1,
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Vimos que, experimentalmente, para o dêuteron: $J = 1$ e $\pi = +$. Como os spins do próton e do nêutron são $s = 1/2$, seus spins estão somados (alinhados paralelamente), tal que: $1/2 + 1/2 = 1$.

Os estados possíveis de momento angular l e spin s do dêuteron, resultando em $j = 1$, são:

$$\begin{aligned}
 l = 0, s = 1 &\Rightarrow {}^3S_1, \\
 l = 1, s = 0 &\Rightarrow {}^1P_1, \\
 l = 1, s = 1 &\Rightarrow {}^3P_1, \\
 l = 2, s = 1 &\Rightarrow {}^3D_1,
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

Vimos que, experimentalmente, para o dêuteron: $J = 1$ e $\pi = +$. Como os spins do próton e do nêutron são $s = 1/2$, seus spins estão somados (alinhados paralelamente), tal que: $1/2 + 1/2 = 1$.

Os estados possíveis de momento angular l e spin s do dêuteron, resultando em $j = 1$, são:

$$\begin{aligned}
 l = 0, s = 1 &\Rightarrow {}^3S_1, \\
 l = 1, s = 0 &\Rightarrow {}^1P_1, \\
 l = 1, s = 1 &\Rightarrow {}^3P_1, \\
 l = 2, s = 1 &\Rightarrow {}^3D_1,
 \end{aligned} \tag{14}$$

onde adotamos a *notação espectroscópica*: $\boxed{{}^{2s+1}L_J}$, com $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

E o estado do dêuteron só pode ser uma combinação de 2 estados pares:

$$\psi_1 = a_1({}^3S_1) + b_1({}^3D_1),$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

E o estado do dêuteron só pode ser uma combinação de 2 estados pares ou 2 estados ímpares:

$$\psi_1 = a_1({}^3S_1) + b_1({}^3D_1),$$

$$\psi_2 = a_2({}^1P_1) + b_2({}^3P_1),$$

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

E o estado do dêuteron só pode ser uma combinação de 2 estados pares ou 2 estados ímpares:

$$\psi_1 = a_1({}^3S_1) + b_1({}^3D_1),$$

$$\psi_2 = a_2({}^1P_1) + b_2({}^3P_1),$$

tal que, “somados”, resultam num estado par ($\pi = \pi_a \cdot \pi_b = +$).

Teoria quântica: sistema de dois núcleons

E o estado do dêuteron só pode ser uma combinação de 2 estados pares ou 2 estados ímpares:

$$\psi_1 = a_1({}^3S_1) + b_1({}^3D_1),$$

$$\psi_2 = a_2({}^1P_1) + b_2({}^3P_1),$$

tal que, “somados”, resultam num estado par ($\pi = \pi_a \cdot \pi_b = +$).

Agora, para decidir, qual das combinações acima mais se aproximam da realidade, somente observando nos resultados experimentais as propriedades das funções que descrevem o dêuteron.

- 1 Introdução
- 2 Teoria quântica para o núcleo (sistema de dois núcleons)
- 3 Teoria de Yukawa**
- 4 Interações fundamentais e partículas elementares
- 5 Exercícios

Teoria de Yukawa

Em 1935, H. Yukawa formula a hipótese do *méson* para as interações nucleares e estimou qual seria a sua massa. Os núcleons interagem via a troca de uma partícula intermediária: o méson π ou *píon*.

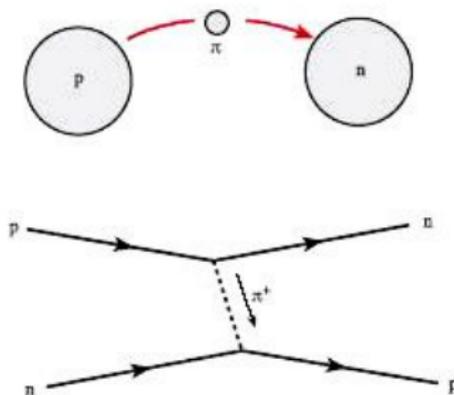


Figure 1. Typical textbook representations of pion exchange.

Figura: H. Yukawa e a hipótese do píon, mediador das interações nucleares.

Teoria de Yukawa

Em 1935, H. Yukawa formula a hipótese do *méson* para as interações nucleares e estimou qual seria a sua massa. Os núcleons interagem via a troca de uma partícula intermediária: o méson π ou *píon*.

O alcance R da interação é a mesma das dimensões nucleares ($\sim 1,4 \text{ F}$) e depende da massa do quantum mediador desta interação

Teoria de Yukawa

Em 1935, H. Yukawa formula a hipótese do *méson* para as interações nucleares e estimou qual seria a sua massa. Os núcleons interagem via a troca de uma partícula intermediária: o méson π ou *píon*.

O alcance R da interação é a mesma das dimensões nucleares ($\sim 1,4 \text{ F}$) e depende da massa do quantum mediador desta interação:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar$$

Teoria de Yukawa

Em 1935, H. Yukawa formula a hipótese do *méson* para as interações nucleares e estimou qual seria a sua massa. Os núcleons interagem via a troca de uma partícula intermediária: o méson π ou *píon*.

O alcance R da interação é a mesma das dimensões nucleares ($\sim 1,4 \text{ F}$) e depende da massa do quantum mediador desta interação:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \Rightarrow m_{\pi} c^2 \Delta t \geq \hbar$$

Teoria de Yukawa

Em 1935, H. Yukawa formula a hipótese do *méson* para as interações nucleares e estimou qual seria a sua massa. Os núcleons interagem via a troca de uma partícula intermediária: o méson π ou *píon*.

O alcance R da interação é a mesma das dimensões nucleares ($\sim 1,4 \text{ F}$) e depende da massa do quantum mediador desta interação:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \Rightarrow m_{\pi} c^2 \Delta t \geq \hbar \Rightarrow$$

$$R = c \Delta t$$

Teoria de Yukawa

Em 1935, H. Yukawa formula a hipótese do *méson* para as interações nucleares e estimou qual seria a sua massa. Os núcleons interagem via a troca de uma partícula intermediária: o méson π ou *píon*.

O alcance R da interação é a mesma das dimensões nucleares ($\sim 1,4 \text{ F}$) e depende da massa do quantum mediador desta interação:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \Rightarrow m_{\pi} c^2 \Delta t \geq \hbar \Rightarrow$$

$$R = c \Delta t \geq \frac{\hbar}{m_{\pi} c}$$

Teoria de Yukawa

Em 1935, H. Yukawa formula a hipótese do *méson* para as interações nucleares e estimou qual seria a sua massa. Os núcleons interagem via a troca de uma partícula intermediária: o méson π ou *píon*.

O alcance R da interação é a mesma das dimensões nucleares ($\sim 1,4 F$) e depende da massa do quantum mediador desta interação:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \Rightarrow m_{\pi} c^2 \Delta t \geq \hbar \Rightarrow$$

$$R = c \Delta t \geq \frac{\hbar}{m_{\pi} c} \Rightarrow m_{\pi} = \frac{\hbar}{Rc}$$

Teoria de Yukawa

Em 1935, H. Yukawa formula a hipótese do *méson* para as interações nucleares e estimou qual seria a sua massa. Os núcleons interagem via a troca de uma partícula intermediária: o méson π ou *píon*.

O alcance R da interação é a mesma das dimensões nucleares ($\sim 1,4 \text{ F}$) e depende da massa do quantum mediador desta interação:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \Rightarrow m_{\pi} c^2 \Delta t \geq \hbar \Rightarrow$$

$$R = c \Delta t \geq \frac{\hbar}{m_{\pi} c} \Rightarrow m_{\pi} = \frac{\hbar c}{R c^2}$$

Teoria de Yukawa

Em 1935, H. Yukawa formula a hipótese do *méson* para as interações nucleares e estimou qual seria a sua massa. Os núcleons interagem via a troca de uma partícula intermediária: o méson π ou *píon*.

O alcance R da interação é a mesma das dimensões nucleares ($\sim 1,4 \text{ F}$) e depende da massa do quantum mediador desta interação:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \Rightarrow m_{\pi} c^2 \Delta t \geq \hbar \Rightarrow$$

$$R = c \Delta t \geq \frac{\hbar}{m_{\pi} c} \Rightarrow m_{\pi} = \frac{\hbar c}{R c^2} \approx \frac{197,3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{1,4 \text{ fm} \cdot c^2}$$

Teoria de Yukawa

Em 1935, H. Yukawa formula a hipótese do *méson* para as interações nucleares e estimou qual seria a sua massa. Os núcleons interagem via a troca de uma partícula intermediária: o méson π ou *píon*.

O alcance R da interação é a mesma das dimensões nucleares ($\sim 1,4 \text{ F}$) e depende da massa do quantum mediador desta interação:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \Rightarrow m_{\pi} c^2 \Delta t \geq \hbar \Rightarrow$$

$$R = c \Delta t \geq \frac{\hbar}{m_{\pi} c} \Rightarrow m_{\pi} = \frac{\hbar c}{R c^2} \approx \frac{197,3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{1,4 \text{ fm} \cdot c^2} \approx 140 \text{ MeV}/c^2$$

Teoria de Yukawa

O potencial da interação de Yukawa pode ser deduzido na mecânica quântica relativística. Partindo-se da fórmula da energia relativística:

$$E^2 = m_{\pi}^2 c^4 + p^2 c^2$$

Teoria de Yukawa

O potencial da interação de Yukawa pode ser deduzido na mecânica quântica relativística. Partindo-se da fórmula da energia relativística:

$$E^2 = m_\pi^2 c^4 + p^2 c^2,$$

introduzindo-se os operadores momento linear e energia:

$$\vec{p} \leftrightarrow -i\hbar\vec{\nabla}, \quad E \leftrightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$$

Teoria de Yukawa

O potencial da interação de Yukawa pode ser deduzido na mecânica quântica relativística. Partindo-se da fórmula da energia relativística:

$$E^2 = m_\pi^2 c^4 + p^2 c^2,$$

introduzindo-se os operadores momento linear e energia:

$$\vec{p} \leftrightarrow -i\hbar\vec{\nabla}, \quad E \leftrightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$$

e aplicando-se a uma função de onda ϕ , vem que:

$$-\hbar^2\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = m_\pi^2 c^4\phi - \hbar^2 c^2\nabla^2\phi$$

Teoria de Yukawa

O potencial da interação de Yukawa pode ser deduzido na mecânica quântica relativística. Partindo-se da fórmula da energia relativística:

$$E^2 = m_\pi^2 c^4 + p^2 c^2,$$

introduzindo-se os operadores momento linear e energia:

$$\vec{p} \leftrightarrow -i\hbar\vec{\nabla}, \quad E \leftrightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$$

e aplicando-se a uma função de onda ϕ , vem que:

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = m_\pi^2 c^4 \phi - \hbar^2 c^2 \nabla^2 \phi.$$

Agora, a parte estática desta equação (ou independente do tempo) é a equação de Klein-Gordon:

$$\nabla^2 \phi - \left(\frac{m_\pi c}{\hbar} \right)^2 \phi = 0.$$

Teoria de Yukawa

O potencial da interação de Yukawa pode ser deduzido na mecânica quântica relativística. Partindo-se da fórmula da energia relativística:

$$E^2 = m_\pi^2 c^4 + p^2 c^2,$$

introduzindo-se os operadores momento linear e energia:

$$\vec{p} \leftrightarrow -i\hbar\vec{\nabla}, \quad E \leftrightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$$

e aplicando-se a uma função de onda ϕ , vem que:

$$-\hbar^2\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = m_\pi^2 c^4 \phi - \hbar^2 c^2 \nabla^2 \phi.$$

Agora, a parte estática desta equação (ou independente do tempo) é a equação de Klein-Gordon:

$$\nabla^2 \phi - \left(\frac{m_\pi c}{\hbar}\right)^2 \phi = 0,$$

ou $\nabla^2 \phi - \mu^2 \phi = 0$, onde $\mu = m_\pi c/\hbar$.

Teoria de Yukawa

O potencial da interação de Yukawa pode ser deduzido na mecânica quântica relativística. Partindo-se da fórmula da energia relativística:

$$E^2 = m_\pi^2 c^4 + p^2 c^2,$$

e aplicando-se a uma função de onda ϕ , vem que:

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = m_\pi^2 c^4 \phi - \hbar^2 c^2 \nabla^2 \phi.$$

A parte estática desta equação (ou independente do tempo) é a equação de Klein-Gordon:

$$\nabla^2 \phi - \left(\frac{m_\pi c}{\hbar} \right)^2 \phi = 0,$$

ou $\nabla^2 \phi - \mu^2 \phi = 0$, onde $\mu = m_\pi c / \hbar$.

Cuja solução é (exercício 5):

$$\phi(r) = -G \frac{e^{-\mu r}}{r},$$

onde $G \approx 15\hbar c$ é a constante de acoplamento forte.

- 1 Introdução
- 2 Teoria quântica para o núcleo (sistema de dois núcleons)
- 3 Teoria de Yukawa
- 4 Interações fundamentais e partículas elementares**
- 5 Exercícios

Interações e partículas elementares

Existem 4 interações que acredita-se explicar todos os fenômenos físicos: a gravitacional, a eletromagnética e as nucleares forte e fraca. A tabela abaixo apresenta as principais características das 4 interações fundamentais:

Interação	Gravitacional	Eletromagnética	Nuclear Forte	Nuclear Fraca
Exemplo	atração da Terra pelo Sol	atração do elétron pelo núcleo	força que mantém o núcleo coeso	decaimento beta
Alcance	∞	∞	10^{-15} m	10^{-18} m
Intensidade	10^{-38}	$\frac{1}{137}$	1	10^{-5}
Férmions	partículas massivas	partículas carregadas	matéria nuclear: hádrons (quarks)	quarks e léptons
Bósons	gráviton	fóton	mésons (glúons)	W^+, W^-, Z^0

Figura: Interações fundamentais.

Interações e partículas elementares

De acordo com a teoria, as interações entre as partículas de matéria, denominadas *férmions*, são mediadas por partículas de campo, denominadas *bósons*.

Interações e partículas elementares

De acordo com a teoria, as interações entre as partículas de matéria, denominadas *férmions*, são mediadas por partículas de campo, denominadas *bósons*.

Os férmions são partículas de spin semi-inteiro ($\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$) e seguem o princípio de exclusão de Pauli, para o qual 2 partículas idênticas não podem ocupar um dado estado quântico.

Interações e partículas elementares

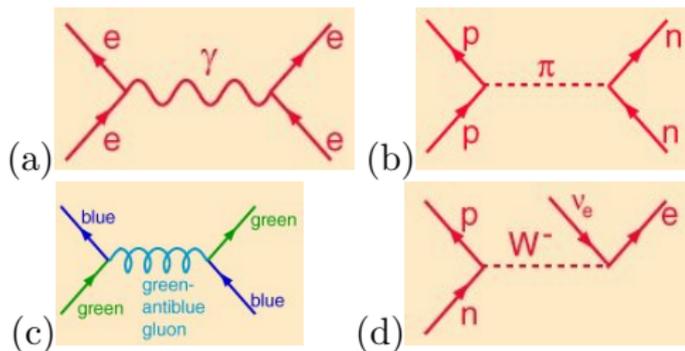
De acordo com a teoria, as interações entre as partículas de matéria, denominadas *férmions*, são mediadas por partículas de campo, denominadas *bósons*.

Os férmions são partículas de spin semi-inteiro ($\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$) e seguem o princípio de exclusão de Pauli, para o qual 2 partículas idênticas não podem ocupar um dado estado quântico.

Já os bósons são partículas de spin inteiro (0, 1, 2, ...) que não seguem o princípio de exclusão e, portanto, podem ocupar infinitamente um estado quântico.

Interações e partículas elementares

De acordo com a teoria, as interações entre as partículas de matéria, denominadas *férmions*, são mediadas por partículas de campo, denominadas *bósons*. Os férmions são partículas de spin semi-inteiro ($\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$) e seguem o princípio de exclusão de Pauli, para o qual 2 partículas idênticas não podem ocupar um dado estado quântico. Já os bósons são partículas de spin inteiro ($0, 1, 2, \dots$) que não seguem o princípio de exclusão e, portanto, podem ocupar infinitamente um estado quântico. Os bósons transmitem a informação sobre as interações para os férmions que efetivamente estão sujeitos às forças.



Interações e partículas elementares

A matéria é composta por átomos ($\sim 10^{-10}$ m) que se ligam para formar moléculas ($\sim 10^{-9}$ m).

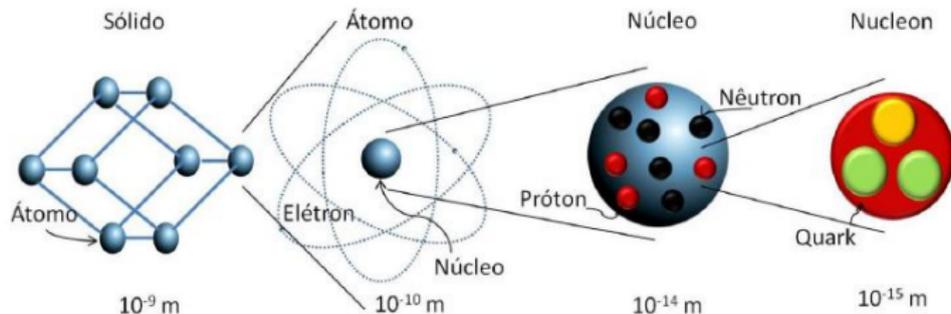


Figura: Estrutura da matéria.

Interações e partículas elementares

A matéria é composta por átomos ($\sim 10^{-10}$ m) que se ligam para formar moléculas ($\sim 10^{-9}$ m). Os átomos são formados por um núcleo ($\sim 10^{-14}$ m) que contém praticamente toda a sua massa, circundado pelos elétrons ($< 10^{-18}$ m) da camada eletrônica.

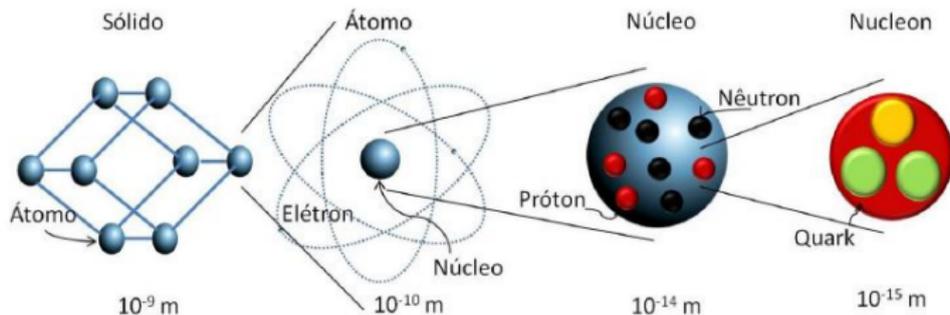


Figura: Estrutura da matéria.

Interações e partículas elementares

A matéria é composta por átomos ($\sim 10^{-10}$ m) que se ligam para formar moléculas ($\sim 10^{-9}$ m). Os átomos são formados por um núcleo ($\sim 10^{-14}$ m) que contém praticamente toda a sua massa, circundado pelos elétrons ($< 10^{-18}$ m) da camada eletrônica. O núcleo é composto por núcleons (prótons ou nêutrons com $\sim 10^{-15}$ m) que, por sua vez, são compostos por quarks ($< 10^{-19}$ m).

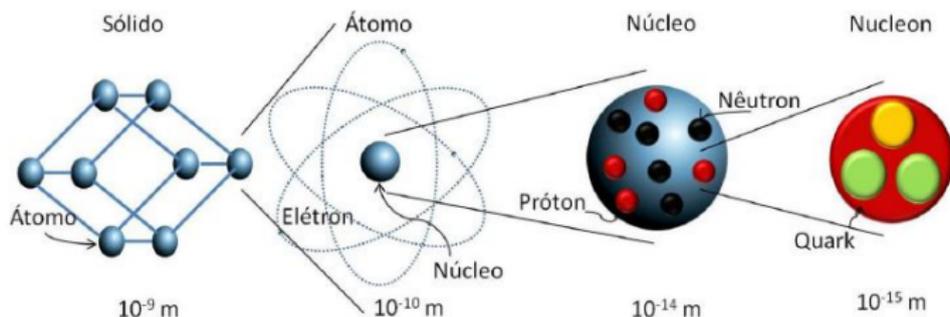


Figura: Estrutura da matéria.

Interações e partículas elementares

A matéria é composta por átomos ($\sim 10^{-10}$ m) que se ligam para formar moléculas ($\sim 10^{-9}$ m). Os átomos são formados por um núcleo ($\sim 10^{-14}$ m) que contém praticamente toda a sua massa, circundado pelos elétrons ($< 10^{-18}$ m) da camada eletrônica. O núcleo é composto por núcleons (prótons ou nêutrons com $\sim 10^{-15}$ m) que, por sua vez, são compostos por quarks ($< 10^{-19}$ m). Existem outras partículas com propriedades similares às dos elétrons, conhecidas como *léptons*, assim, podemos dizer que a matéria é composta por quarks e léptons.

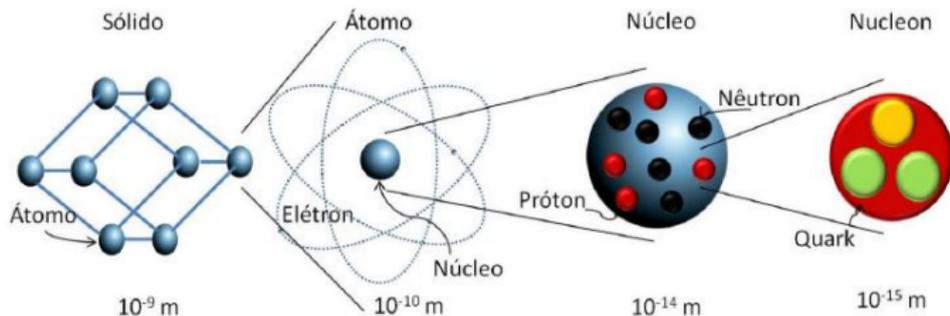


Figura: Estrutura da matéria.

Interações e partículas elementares

As tabelas a seguir resumem algumas das propriedades de partículas elementares.

Interações e partículas elementares

Quarks: os quarks são partículas de spin $\frac{1}{2}$, constituintes dos *hádrons*, que estão sujeitas a todas as interações, especialmente à força nuclear forte.

Quark	u	d	s	c	b	t
Carga (e)	2/3	-1/3	-1/3	2/3	-1/3	2/3
Massa (MeV)	2,3	4,8	95	1275	4180	173500

Interações e partículas elementares

Léptons: os léptons são partículas de spin $\frac{1}{2}$ que não estão sujeitas à força nuclear forte. Os elétrons e os neutrinos fazem parte dessa classe.

Lépton	e	ν_e	μ	ν_μ	τ	ν_τ
Carga (e)	-1	0	-1	0	-1	0
Massa	0,511 MeV	< 2 eV	105,7 MeV	< 190 keV	1776,8 MeV	< 18,2 MeV

Interações e partículas elementares

Bósons: os bósons são partículas de spin 1 e são os medidores das interações.

Bóson	γ	glúon	W^{\pm}	Z^0
Carga (e)	0	0	± 1	0
Massa (GeV)	0	0	80,4	91,2
Interação	Eletromagnética	Forte	Fraca	Fraca

Interações e partículas elementares

Hádrons: os *hádrons* se dividem em *bárions* e *mésons*, formados, respectivamente, por 3 quarks e por 2 quarks. Pela teoria, as combinações entre os quarks ocorrem de forma a anular o número quântico cor, o que resulta, para os bárions em quarks com 3 cores diferentes e para os mésons em 1 quark e 1 antiquark. As interações hadrônicas são consequência da interação forte e as responsáveis pela formação dos prótons, dos nêutrons e dos núcleos atômicos.

Bárion	p	n	Λ	Σ^-	Λ_c^+	Δ^-	Ω^-
Composição	<i>uud</i>	<i>udd</i>	<i>uds</i>	<i>dds</i>	<i>udc</i>	<i>ddd</i>	<i>sss</i>
Carga (e)	+1	0	0	-1	+1	-1	-1
Massa (MeV)	938,3	939,7	1115,6	1197,3	2281	1232	1672
Spin	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	3/2	3/2

Interações e partículas elementares

Hádrons: os *hádrons* se dividem em *bárions* e *mésons*, formados, respectivamente, por 3 quarks e por 2 quarks. Pela teoria, as combinações entre os quarks ocorrem de forma a anular o número quântico cor, o que resulta, para os bárions em quarks com 3 cores diferentes e para os mésons em 1 quark e 1 antiquark. As interações hadrônicas são consequência da interação forte e as responsáveis pela formação dos prótons, dos nêutrons e dos núcleos atômicos.

Méson	π^\pm	π^0	K^\pm	K^0, \bar{K}^0	ϕ	J/ψ
Composição	$u\bar{d}, d\bar{u}$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$u\bar{s}, s\bar{u}$	$d\bar{s}, s\bar{d}$	$s\bar{s}$	$c\bar{c}$
Carga (e)	± 1	0	± 1	0	0	0
Massa (MeV)	139,6	134,6	493,7	497,7	1020	3097
Spin	0	0	0	0	1	1

- 1 Introdução
- 2 Teoria quântica para o núcleo (sistema de dois núcleons)
- 3 Teoria de Yukawa
- 4 Interações fundamentais e partículas elementares
- 5 Exercícios**

Exercícios

- 1 Partindo da equação de Schrödinger, em coordenadas esféricas, para um potencial radial $V(r)$:

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \left\{ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} \right) \right\} + V(r)\psi = E\psi,$$

mostre, por separação de variáveis: $\psi(r, \theta, \varphi) = \psi(r)f(\theta)g(\varphi)$, a validade da parte radial da equação diferencial (equação 9). Dica: tome a constante de separação igual a $l(l+1)$.

Exercícios

- 2 Seja $\psi(r) = u(r)/r$, calcule a primeira e segunda derivadas: $\frac{d\psi}{dr}$ e $\frac{d^2\psi}{dr^2}$ e substitua-nas na equação:

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2} [E - V_{ef}(r)] u(r) = 0,$$

para as ondas de mais baixa energia (ondas s , com $l = 0$) e demonstre a equação:

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 u(r)}{dr^2} + V(r)u(r) = Eu(r).$$

Exercícios

- 9 Verifique que as funções:

$$r < R: \quad u(r) = A \sin(k_1 r) + B \cos(k_1 r), \quad \text{onde } k_1 = \sqrt{2M(V_0 - E_0)}/\hbar$$

$$r > R: \quad u(r) = C e^{-k_2 r} + D e^{k_2 r}, \quad \text{onde } k_2 = \sqrt{2ME_0}/\hbar$$

são soluções da equação:

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 u(r)}{dr^2} + V(r)u(r) = Eu(r).$$

na condição $E < 0$.

Exercícios

- 4 (a) Mostre a validade da equação:

$$k_1 \cotg(k_1 R) = -k_2,$$

através das condições de continuidade para u e $\frac{du}{dr}$ na fronteira $r = R$;

- (b) Encontre, por solução numérica iterativa com $E_0 = 2,225$ MeV e $R = 2,1$ fm, a raiz de V_0 .

Exercícios

- 5 Mostre que a solução:

$$\phi(r) = -G \frac{e^{-\mu r}}{r},$$

onde $G \approx 15\hbar c$, satisfaz à equação de Klein-Gordon:

$$\nabla^2 \phi - \left(\frac{m_\pi c}{\hbar} \right)^2 \phi = 0,$$

ou $\nabla^2 \phi - \mu^2 \phi = 0$, onde $\mu = m_\pi c / \hbar$.

Exercícios

- 6 Verifique se as reações abaixo podem ocorrer, de acordo com o conteúdo quarkônico das partículas envolvidas:

$$p + K^+ \rightarrow K^0 + K^+ + \Omega^-$$

$$n + \pi^- \rightarrow \pi^0 + \Delta^-$$

Referências

-  R. Eisberg & R. Resnick, *Física Quântica*, Elsevier (1979).
-  Introdução à Física Nuclear, H. Schechter, Ed. UFRJ (2007).