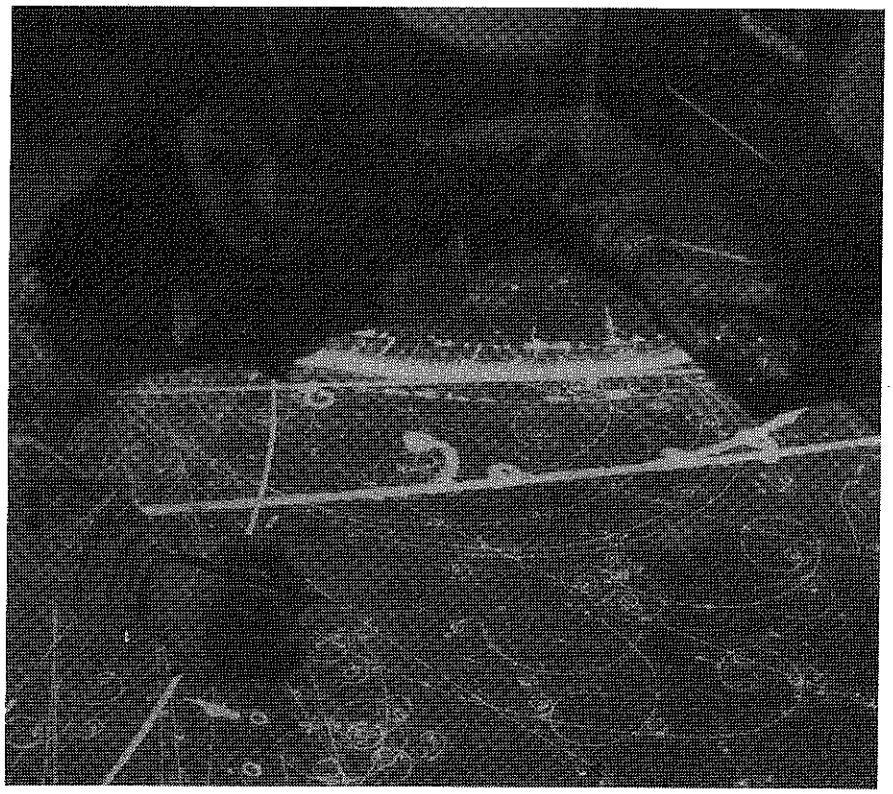
# 45

# Estrutura Nuclear



*Esta pesquisadora está estudando uma foto das trajetórias de partículas obtidas numa câmara de bolhas, no Fermilab. As trajetórias curvas são provocadas pelas partículas carregadas que se movem na câmara na presença de um campo magnético. As partículas negativas são desviadas numa direção, e as partículas com carga positiva, na direção oposta. Pelo exame destes traços é possível identificar vários eventos como atrasos e colisões. (© Dan McRoy/Rainbow)*

Em 1896, o ano que assinala o nascimento da física nuclear, Becquerel descobriu a radioatividade nos compostos de urânio. Foi muita a pesquisa desencadeada por esta descoberta, na tentativa de entender e caracterizar a natureza da radiação emitida pelos núcleos radioativos. O trabalho pioneiro de Rutherford mostrou que a radiação emitida era de três tipos, que foram denominados raios alfa, raios beta e raios gama. Os raios são classificados de acordo com a natureza da carga elétrica que possuem e de acordo com a capacidade de penetrar na matéria e de ionizar o ar. Experiências posteriores mostraram que os raios alfa eram, na realidade, núcleos de hélio, os raios beta eram elétrons e os raios gama eram fótons de alta energia.

Em 1911, Rutherford e seus dois alunos, Geiger e Marsden, efetuaram importantes experiências de espalhamento de partículas alfa. Estas experiências levaram à conclusão de que o núcleo do átomo é, essencialmente, uma massa puntiforme e uma carga puntiforme e que a maior parte da massa atômica está contida no núcleo. Além disso, estas investigações demonstraram a existência de um tipo de

força totalmente nova, a *força nuclear,* que é predominante em distâncias inferiores a $10^{-14}$m e nula em distâncias maiores. Ou seja, a força nuclear é uma força de curto alcance.

Entre outros eventos marcantes da física nuclear incluem-se os seguintes:

1. A observação de reações nucleares, por Cockroft e Walton, em 1930, com partículas artificialmente aceleradas.
2. A descoberta do nêutron, por Chadwick, em 1932.
3. A descoberta da radioatividade artificial, por Joliot e Irene Curie, em 1933.
4. A descoberta da fissão nuclear, em 1938, por Hahn e Strassmann.
5. O desenvolvimento do primeiro reator a fissão controlada, em 1942, por Fermi e seus colaboradores.

Neste capítulo, discutiremos as propriedades e a estrutura do núcleo atômico. Começamos pela descrição das propriedades básicas dos núcleos, e depois discutimos as forças nucleares e a energia de ligação, os modelos nucleares e o fenômeno da radioatividade. Discutiremos também as reações nucleares e os vários processos de decaimento dos núcleos. O capítulo conclui com um ensaio sobre imageamento pela ressonância magnética, que tem muitas aplicações, especialmente no campo da diagnose médica.

## 45.1 ALGUMAS PROPRIEDADES DOS NÚCLEOS

Todos os núcleos são compostos por dois tipos de partículas: os prótons e os nêutrons. A única exceção é o núcleo do hidrogênio comum, que é um único próton. Nesta seção descreveremos algumas propriedades do núcleo, como a carga, a massa e o raio. Nesta descrição usaremos as seguintes grandezas:

1. O número atômico, $Z$, que é igual ao número de prótons do núcleo.
2. O número de nêutrons, $N$, que é igual ao número de nêutrons do núcleo.
3. O número de massa, $A$, que é igual ao número de núcleons (nêutrons mais prótons) do núcleo.

É conveniente dispor de uma forma simbólica de representar os núcleos, capaz de mostrar quantos prótons e quantos nêutrons estão presentes. O símbolo adotado é ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$, onde X é o símbolo químico do elemento. Por exemplo, ${}^{56}_{26}\mathrm{Fe}$ é um núcleo com número de massa 56 e número atômico 26; contém, portanto, 26 prótons e 30 nêutrons. Quando não houver possibilidade de confusão, omite-se o índice $Z$, pois o símbolo químico sempre identifica este número $Z$.

Os núcleos de todos os átomos de um certo elemento têm todos o mesmo número de prótons, mas muitas vezes têm diferentes números de nêutrons. Os núcleos que guardam entre si esta relação são denominados **isótopos.**

Os isótopos de um elemento têm o mesmo $Z$ mas valores diferentes de $N$ e de $A$.

A abundância natural dos isótopos pode variar extraordinariamente. Por exemplo, ${}^{11}_{6}\mathrm{C}$, ${}^{12}_{6}\mathrm{C}$, ${}^{13}_{6}\mathrm{C}$ e ${}^{14}_{6}\mathrm{C}$ são quatro isótopos do carbono. A abundância natural do isótopo ${}^{12}_{6}\mathrm{C}$ é cerca de 98,9%, enquanto a do isótopo ${}^{13}_{6}\mathrm{C}$ é apenas de 1,1%. Alguns isótopos não ocorrem naturalmente, mas podem ser obtidos nos laboratórios mediante reações nucleares. Mesmo o elemento mais simples, o hidrogênio, tem isótopos. São eles o ${}^{1}_{1}\mathrm{H}$, que é o núcleo do hidrogênio comum; o ${}^{2}_{1}\mathrm{H}$, deutério, e o ${}^{3}_{1}\mathrm{H}$, trítio.

### Carga e Massa

O próton tem uma única carga positiva de mesmo valor que a carga do elétron $e$ (com $|e| = 1{,}6 \times 10^{-19}$C). O nêutron é eletricamente neutro, como sua denominação indica. Em virtude de o nêutron não ter carga elétrica, é difícil de detectar.

As massas nucleares podem ser medidas, com grande precisão, com a ajuda de um espectrômetro de massa (Seção 29.6) e da análise de reações nucleares. O próton tem massa cerca de 1.836 vezes maior do que a massa do elétron, e as massas do próton e do nêutron são quase iguais. É conveniente definir, para as massas atômicas, uma **unidade unificada de massa,** u, de modo que a massa do isótopo ${}^{12}\mathrm{C}$ seja exatamente igual a 12 u. Isto é, a massa de um núcleo (ou de um átomo) se mede em relação à massa de um átomo do isótopo 12 do carbono, neutro (o núcleo mais seis elétrons). Assim, a massa do ${}^{12}\mathrm{C}$ é, por definição, 12 u, onde $1\ \mathrm{u} = 1{,}660559 \times 10^{-27}$ kg. O próton e o nêutron têm, cada qual, uma massa da ordem de 1 u, e o elétron tem uma massa que é apenas pequena fração da unidade de massa atômica:

$$\text{Massa do próton} = 1{,}007276\ \mathrm{u}$$
$$\text{Massa do nêutron} = 1{,}008665\ \mathrm{u}$$
$$\text{Massa do elétron} = 0{,}0005486\ \mathrm{u}$$

Em virtude de razões que serão apresentadas adiante, observe que a massa do nêutron é maior do que a soma das massas do próton e do elétron.

Uma vez que a energia de repouso de uma partícula é dada por $E_0 = mc^2$, muitas vezes é conveniente exprimir a unidade unificada de massa em termos de energia equivalente. No caso do próton, tem-se

$e = 1.602 \times 10^{-19}$ C

$$E_0 = mc^2 = (1{,}67 \times 10^{-27}\ \mathrm{kg})(3 \times 10^8\ \mathrm{m/s})^2$$
$$= 1{,}50 \times 10^{-10}\ \mathrm{J} = 9{,}38 \times 10^8\ \mathrm{eV} = 938\ \mathrm{MeV}$$

Desta mesma maneira, encontra-se que a energia de repouso de um elétron é 0,511 MeV.

**TABELA 45.1 Massa de Repouso do Próton, do Nêutron e do Elétron em Várias Unidades**

| Partícula | Massa kg | Massa u | Massa MeV/$c^2$ |
|---|---|---|---|
| Próton | $1{,}6726 \times 10^{-27}$ | 1,007276 | 938,28 |
| Nêutron | $1{,}6750 \times 10^{-27}$ | 1,008665 | 939,57 |
| Elétron | $9{,}109 \times 10^{-31}$ | $5{,}486 \times 10^{-4}$ | 0,511 |

Os físicos nucleares muitas vezes exprimem a unidade unificada de massa em termos de MeV/$c^2$, sendo

$$1 \text{ u} \equiv 1{,}660559 \times 10^{-27} \text{ kg} = 931{,}50 \text{ MeV}/c^2$$

Na Tabela 45.1 figuram as massas do próton, do nêutron e do elétron. As massas e algumas outras propriedades de alguns isótopos estão no Apêndice A.

**EXEMPLO 45.1 A Unidade Unificada de Massa**
Usar o número de Avogadro para mostrar que a unidade unificada de massa é 1 u = $1{,}66 \times 10^{-27}$kg.

***Solução*** Sabemos que 12 kg de $^{12}$C contém um número de Avogadro de átomos, $N_A$. Ora, o número de Avogadro tem o valor $6{,}02 \times 10^{23}$ átomos/mol = $6{,}02 \times 10^{26}$ átomos/kmol.

Portanto, a massa de um átomo de carbono é

$$\text{Massa de átomo de } ^{12}\text{C} = \frac{12 \text{ kg}}{6{,}02 \times 10^{26} \text{ átomos}}$$

$$1{,}99 \times 10^{-26} \text{ kg}$$

Uma vez que um átomo de $^{12}$C tem, por definição, massa de 12 u, encontramos então que

$$1 \text{ u} = \frac{1{,}99 \times 10^{-26} \text{ kg}}{12} = 1{,}66 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

## O Tamanho dos Núcleos

O tamanho e a estrutura dos núcleos foram investigados pela primeira vez nas experiências de espalhamento de Rutherford, que discutimos na Seção 42.1. Nestas experiências, núcleos de átomos de hélio com carga positiva (partículas alfa) bombardeavam uma lâmina metálica delgada. Quando as partículas alfa atravessavam a lâmina, passavam muitas vezes nas vizinhanças de um núcleo do metal. Em virtude da carga positiva presente nas partículas incidentes e também nos núcleos do metal, as partículas eram desviadas da trajetória retilínea, graças a forças coulombianas repulsivas. De fato, algumas partículas eram desviadas para trás, fazendo um ângulo de 180° em relação à direção incidente. Estas partículas aparentemente se dirigiam diretamente para um núcleo, numa trajetória de colisão frontal.

Ernest Rutherford (1871-1937), natural da Nova Zelândia, recebeu o prêmio Nobel de química em 1908, pela descoberta da desintegração dos átomos pelos raios alfa e pelo estudo da radioatividade. "Ao analisar os resultados, percebi que este desvio para trás devia ser o resultado de uma única colisão, e ao fazer os cálculos vi que era impossível conseguir qualquer coisa com a ordem de grandeza observada a menos que se imaginasse um sistema em que a maior parte da massa do átomo estivesse concentrada num núcleo diminuto. Foi então que tive a idéia de um átomo com um centro maciço minúsculo, portador de uma carga." (Foto por gentileza da AIP Niels Bohr Library)

Rutherford aplicou o princípio da conservação da energia às partículas alfa e aos núcleos e achou a expressão da distância mínima, $d$, que a partícula pode se aproximar do núcleo ao se mover diretamente para ele, antes de ser repelida pela força coulombiana. Numa destas colisões frontais, a energia cinética da partícula alfa incidente deve ser convertida totalmente em energia potencial elétrica quando a partícula estiver momentaneamente parada no ponto de maior aproximação, antes de começar a trajetória para trás (Fig. 45.1). Se igualarmos a energia cinética inicial da partícula alfa à energia potencial elétrica do sistema (partícula alfa mais núcleo alvo), temos

$$\tfrac{1}{2}mv^2 = k\frac{q_1 q_2}{r} = k\frac{(2e)(Ze)}{d}$$

Resolvendo em $d$, a distância de maior aproximação, temos

$$d = \frac{4kZe^2}{mv^2}$$

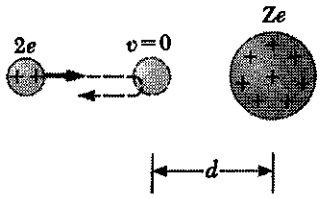



**Fig. 45.1** Colisão frontal entre uma partícula alfa e um núcleo de carga $Ze$. Em virtude da repulsão coulombiana entre as cargas de mesmo sinal, a partícula alfa pára momentaneamente, a uma distância $d$ do núcleo alvo. Esta é a distância de maior aproximação.

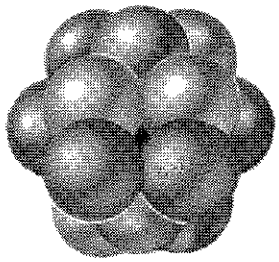


**Fig. 45.2** Pode-se imaginar um núcleo como um aglomerado de esferas compactamente agrupadas, sendo cada esfera um núcleon.

Com esta expressão, Rutherford calculou que as partículas alfa se aproximavam do núcleo de uma distância da ordem de $3{,}2 \times 10^{-14}$m quando a lâmina metálica era de ouro. Então, o raio do núcleo de ouro deveria ter, pelo menos, este valor. Com uma lâmina de prata, a distância de maior aproximação foi $2 \times 10^{-14}$ m. Destes resultados, Rutherford concluiu que a carga positiva de um átomo estava concentrada numa pequena esfera, que denominou núcleo, cujo raio era da ordem de grandeza de $10^{-14}$m. Em virtude de estes pequenos comprimentos serem comuns em física nuclear, uma unidade conveniente de comprimento é o *femtômetro* (fm), que também alguns chamam **fermi,** definido por

$$1 \text{ fm} \equiv 10^{-15} \text{ m}$$

Desde a época das experiências de espalhamento de Rutherford, uma grande quantidade de outras experiências mostrou que a maior parte dos núcleos é aproximadamente esférica e tem um raio médio dado por

$$r = r_0 A^{1/3} \tag{45.1}$$

onde $A$ é o número de massa e $r_0$ é uma constante igual a $1{,}2 = 10^{-15}$m. Em virtude de o volume da esfera ser proporcional ao cubo do seu raio, $r$, conclui-se, da Eq. 45.1, que o volume de um núcleo (com a hipótese de ser esférico) é diretamente proporcional a $A$, o número total de núcleos. Isto sugere que *todos os núcleos tenham quase que a mesma densidade.* Quando os núcleos se combinam para formar um núcleo composto, combinam-se como se fossem esferas compactamente aglomeradas (Fig. 45.2). Esta observação levou a uma analogia entre um núcleo e uma gota de líquido, pois a densidade da gota é independente do seu tamanho. Discutiremos o modelo da gota líquida na Seção 45.3.

**EXEMPLO 45.2 O Volume e a Densidade de um Núcleo** Achar (a) uma expressão aproximada para a massa de um núcleo de número de massa $A$, (b) uma expressão para o volume deste núcleo em termos do número de massa e (c) o valor numérico da densidade deste núcleo.

***Solução*** (a) A massa do próton é aproximadamente igual à massa do nêutron; então, se a massa de uma destas duas partículas for $m$, a massa do núcleo é aproximadamente igual a $Am$.

(b) Admitindo que o núcleo seja esférico e usando a Eq. 45.1, encontramos que o volume é dado por

$$V = \tfrac{4}{3}\pi r^3 = \tfrac{4}{3}\pi r_0^3 A$$

(c) A densidade nuclear pode ser encontrada como segue:

$$\rho_n = \frac{\text{massa}}{\text{volume}} = \frac{Am}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 A} = \frac{3m}{4\pi r_0^3}$$

Tomando $r_0 = 1{,}2 \times 10^{-15}$m e $m = 1{,}67 \times 10^{-27}$ kg, encontramos que

$$\rho_n = \frac{3(1{,}67 \times 10^{-27}\text{ kg})}{4\pi(1{,}2 \times 10^{-15}\text{ m})^3} = 2{,}3 \times 10^{17}\text{ kg/m}^3$$

Uma vez que a densidade da água é apenas $10^3$kg/m$^3$, a densidade nuclear é cerca de $2{,}3 \times 10^{14}$ vezes tão grande quanto a densidade da água!

## Estabilidade Nuclear

Uma vez que o núcleo é constituído por um grupo compactamente aglomerado de prótons e de nêutrons, talvez você se surpreenda com a sua existência. De fato, em virtude de as cargas de mesmo sinal (os prótons) muito próximas exercerem forças eletrostáticas repulsivas muito grandes umas sobre as outras, estas forças provocariam a desintegração dos núcleos. Porém, os núcleos são estáveis pela existência de uma outra força, a **força nuclear**. Esta força, de alcance muito curto (cerca de 2 fm), é uma força atrativa que atua entre todas as partículas nucleares. Os prótons se atraem uns aos outros por intermédio da força nuclear, e ao mesmo tempo se repelem uns aos ou-

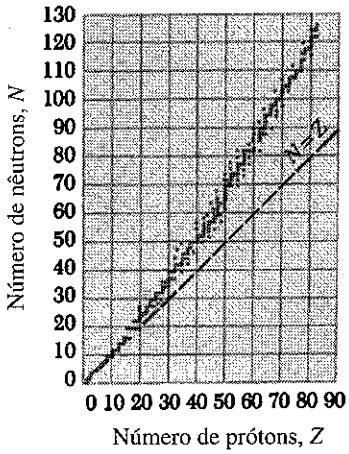



**Fig. 45.3** Gráfico do número de nêutrons, $N$, em função do número atômico, $Z$, para os núcleos estáveis. A reta tracejada, que corresponde à equação $N = Z$, é a *reta de estabilidade.*

tros pela força coulombiana. A força nuclear também atua entre pares de nêutrons e entre nêutrons e prótons.

Existem cerca de 400 núcleos estáveis; centenas de outros núcleos foram observados, mas são instáveis. Na Fig. 45.3 aparece o gráfico de $N$ em função de $Z$ para alguns núcleos estáveis. Observe que os núcleos leves são mais estáveis se tiverem o mesmo número de prótons e de nêutrons, isto é, se $N = Z$. Por exemplo, o núcleo do hélio (dois prótons e dois nêutrons) é muito estável. Os núcleos pesados são mais estáveis se o número de nêutrons for maior que o de prótons. O que é razoável, pois se o número de prótons aumenta, aumenta também a força coulombiana, que tende a romper o núcleo. Por isso, é preciso maior número de nêutrons para manter o núcleo estável, pois os nêutrons sofrem apenas as forças atrativas nucleares. Ao fim, as forças repulsivas entre os prótons não podem ser compensadas pela adição de mais nêutrons. É o que acontece a partir de $Z = 83$. Os elementos com mais de 83 prótons não têm núcleos estáveis.

É interessante observar que a maior parte dos núcleos estáveis tem valores pares de $A$. Além disso, somente oito deles têm ambos os números $Z$ e $N$ ímpares. Na realidade, certos valores de $Z$ e de $N$ correspondem a núcleos que têm estabilidade excepcionalmente elevada. Estes valores de $Z$ e de $N$, chamados os **números mágicos**, são

$$Z \text{ ou } N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 \qquad (45.2)$$

Por exemplo, a partícula alfa (dois prótons e dois nêutrons), com $Z = 2$ e $N = 2$ é muito estável.

## Spin Nuclear e Momento Magnético

No Cap. 42, discutimos o fato de um elétron ter um momento angular intrínseco associado ao seu spin. Os núcleos, tal e qual os elétrons, também têm um momento angular intrínseco. O módulo do *momento angular nuclear* é

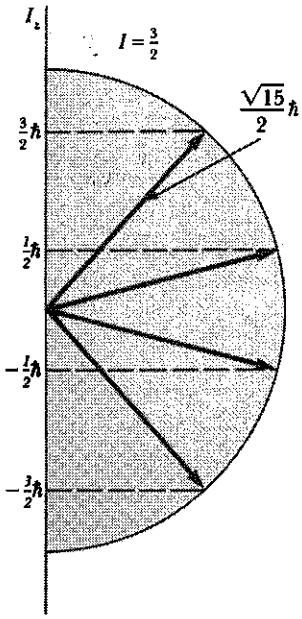



**Fig. 45.4** As orientações possíveis do spin nuclear e as suas projeções sobre o eixo dos $z$, no caso $I = 3/2$.

$\sqrt{I(I+1)}\ \hbar$, onde $I$ é um número quântico, o *spin nuclear,* e pode ser inteiro ou a metade de um inteiro. O valor máximo da componente do momento angular projetado em qualquer direção é $I\hbar$ A Fig. 45.4 ilustra as orientações possíveis do spin nuclear e as suas projeções sobre o eixo dos $z$ no caso de $I = 3/2$.

O momento angular nuclear está associado a um momento magnético nuclear, semelhante ao do elétron. O *momento magnético* de um núcleo se mede em termos do **magnéton nuclear** $\mu_n$, unidade de momento, definida por

$$\mu_n = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5{,}05 \times 10^{-27}\ \text{J/T} \qquad (45.3)$$

Esta definição é análoga à definição do magnéton de Bohr, $\mu_B$, que corresponde ao momento magnético do spin de um elétron livre (Seção 42.6). Observe que $\mu_n$ é menor do que $\mu_B$ por um fator da ordem de 2.000, graças à grande diferença entre a massa do próton e a do elétron.

O momento magnético de um próton livre não é $\mu_n$, mas $2{,}7928\ \mu_n$. Infelizmente, não há teoria geral do magnetismo nuclear que explique este valor. Outro ponto surpreendente é o fato de o nêutron também ter um momento magnético, cujo valor é $-1{,}9135\ \mu_n$. O sinal negativo indica que o momento magnético do nêutron é oposto ao momento angular do spin.

É interessante notar que os momentos magnéticos nucleares (tal e qual os momentos magnéticos eletrônicos) precessam quando num campo magnético externo. A freqüência de precessão é a **freqüência de Larmor** $\omega_p$, diretamente proporcional ao campo magnético. A Fig. 45.5a mostra esquematicamente a situação, com o campo magnético dirigido ao longo do eixo dos $z$. Por exemplo, a

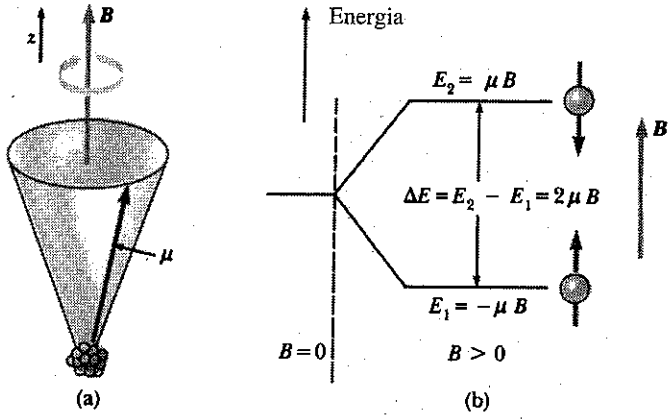



**Fig. 45.5** (a) Quando um núcleo com um momento magnético for colocado num campo magnético externo $B$, o momento magnético precessa em torno da direção do campo com uma freqüência que é proporcional ao campo. (b) Um próton com spin 1/2 pode ocupar dois estados de energia quando estiver num campo magnético externo. O estado de energia mais baixo $E_1$ corresponde ao caso em que o spin se alinha com o campo e o estado de energia mais alto $E_2$ corresponde ao caso em que o spin é oposto ao campo. O inverso vale para os elétrons.

freqüência de Larmor de um próton num campo magnético de 1 T é igual a 42,577 MHz. Lembremo-nos de que a energia potencial de um momento de dipolo magnético num campo magnético externo é dada por $\mu \cdot \boldsymbol{B}$. Quando a projeção de $\mu$ estiver ao longo do campo, a energia potencial do momento de dipolo é $-\mu \boldsymbol{B}$ ,isto é, tem o valor mínimo. Quando a projeção de $\mu$ for contra o campo, a energia potencial é $\mu \boldsymbol{B}$ e tem o valor máximo. Estes dois estados de energia de um núcleo com spin 1/2 aparecem na Fig. 45.5b.

É possível observar as transições entre estes dois estados de spin mediante uma técnica conhecida como a **ressonância magnética nuclear**. Um campo magnético contínuo contribui para alinhar os momentos magnéticos (Fig. 45.5a), enquanto um outro campo magnético, oscilante, fraco, está orientado perpendicularmente a $\boldsymbol{B}$. Quando a freqüência do campo oscilante for ajustada para igualar a freqüência de Larmor, um torque atua sobre os momentos e provoca a passagem de um para o outro estado de spin. Estas transições provocam uma absorção de energia pelo sistema, que pode ser percebida eletronicamente. Na Fig. 45.6 está ilustrado o esquema do aparelho usado na ressonância magnética nuclear. A energia absorvida é fornecida pelo gerador do campo magnético oscilante. A ressonância magnética nuclear e a ressonância do spin do elétron são técnicas muito importantes para a investigação dos sistemas nucleares e atômicos e para a investigação das interações destes sistemas com as suas vizinhanças. Uma discussão mais detalhada da ressonância magnética nuclear e também de um método de se obterem imagens com esta técnica está no ensaio que acompanha este capítulo.

## 45.2 ENERGIA DE LIGAÇÃO

A massa total de um núcleo é sempre menor do que a soma das massas dos seus núcleons individuais. Conforme a relação massa-energia de Einstein, se a diferença de massa, $\Delta m$, for multiplicada por $c^2$, obteremos a energia de ligação do núcleo. Em outras palavras, *a energia total do sistema ligado*

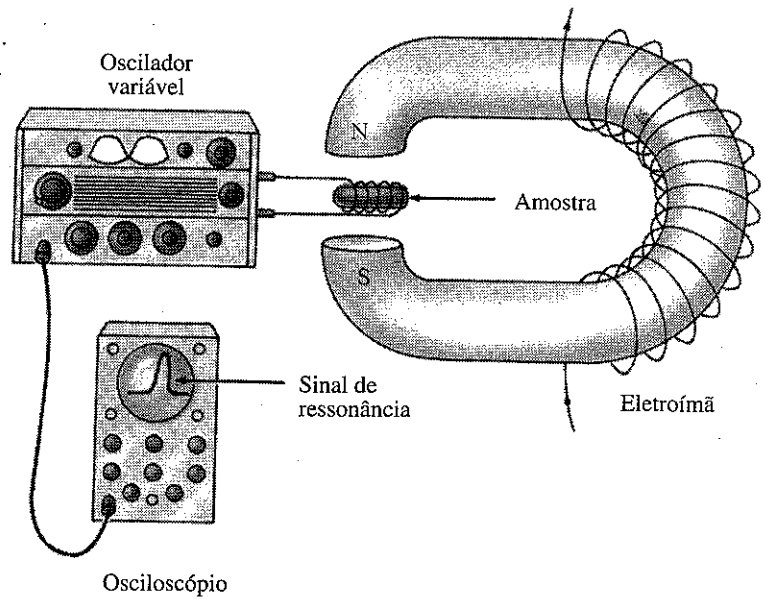



**Fig. 45.6** Montagem experimental para observar a ressonância magnética nuclear. O campo magnético de radiofreqüência na bobina, alimentado pelo oscilador de freqüência variável, é perpendicular ao campo magnético contínuo. Quando os núcleos na amostra estiverem na condição de ressonância, absorvem energia do campo de radiofreqüência da bobina, o que altera o $Q$ do circuito onde está inserida a bobina.

*(o núcleo) é menor do que a energia total dos núcleons separados.* Portanto, para dividir o núcleo nos seus prótons e nêutrons, é necessário fornecer energia ao sistema.

Além do decaimento radioativo, existem dois processos importantes que provocam a libertação de energia pelo núcleo. Na **fissão nuclear,** um núcleo se divide em dois ou mais fragmentos. Na **fusão nuclear,** dois ou mais núcleons se combinam para formar um núcleo mais pesado.

Em qualquer reação de fissão ou de fusão, a massa de repouso total dos produtos é menor do que a dos reagentes.

A diminuição da massa de repouso é acompanhada pela libertação de energia pelo sistema. O seguinte exemplo ilustra esta circunstância para o dêuteron.

**EXEMPLO 45.3 A Energia de Ligação do Dêuteron**
Calcular a energia de ligação do dêuteron, constituído por um próton e um nêutron, sabendo que a massa do dêuteron é 2,014102 u.

***Solução*** Sabemos que as massas do próton e do nêutron são:

$$m_p = 1{,}007825 \text{ u}$$

$$m_n = 1{,}008665 \text{ u}$$

Observe que as massas usadas para o próton e para o dêuteron são, na realidade, as massas dos átomos neutros. Podemos usar as massas atômicas, nestes cálculos, pois as massas dos elétrons são automaticamente canceladas. Portanto,

$$m_p + m_n = 2{,}016490 \text{ u}$$

A fim de calcular a diferença de massa, subtraímos deste valor a massa do dêuteron:

$$\begin{aligned}\Delta m &= (m_p + m_n) - m_d \\ &= 2{,}016490 \text{ u} - 2{,}014102 \text{ u} \\ &= 0{,}002388 \text{ u}\end{aligned}$$

Uma vez que 1 u corresponde ao equivalente de energia 931,50 MeV (isto é, 1 u.$c^2$ = 931,50 MeV), a diferença de massa corresponde à seguinte energia de ligação:

$$E_b = (0{,}002388 \text{ u})(931{,}5 \text{ MeV/u}) = \boxed{2{,}224 \text{ MeV}}$$

O resultado nos diz que, para separar um dêuteron nos seus constituintes (um próton e um nêutron), é necessário juntar 2,224 MeV de energia ao dêuteron. Uma forma de proporcionar ao dêuteron esta energia é a que se faz pelo bombardeamento com partículas enérgicas.

Se a energia de ligação de um núcleo fosse zero, o núcleo seria separado nos seus prótons e nêutrons constituintes sem a adição de qualquer energia; isto é, o núcleo se cindiria espontaneamente.

A energia de ligação de qualquer núcleo simbolizado por ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$ pode ser calculada mediante a seguinte expressão

$$E_b \text{ (MeV)} = [Zm_H + Nm_n - M({}^{A}_{Z}\mathrm{X})] \times 931{,}50 \text{ MeV/u} \tag{45.4}$$

onde $m_H$ é a massa do átomo do hidrogênio neutro, $M({}^{A}_{Z}\mathrm{X})$ é a massa atômica do átomo que tem o núcleo composto, e todas as massas estão medidas na unidade unificada de massa. Observe que nestes cálculos usam-se as massas *atômicas* e não as massas *nucleares,* pois as tabelas, usualmente, dão as massas atômicas.[1]

É interessante examinar o gráfico da energia de ligação por núcleon, $E_b/A$, em função do número de massa dos diversos núcleos estáveis (Fig. 45.7). Observe que, exceto no caso dos núcleos mais leves, a energia de ligação média por núcleon é cerca de 8 MeV. Para o dêuteron, a energia de ligação média por núcleon é $E_b/A$ = 2,224/2 MeV = 1,112

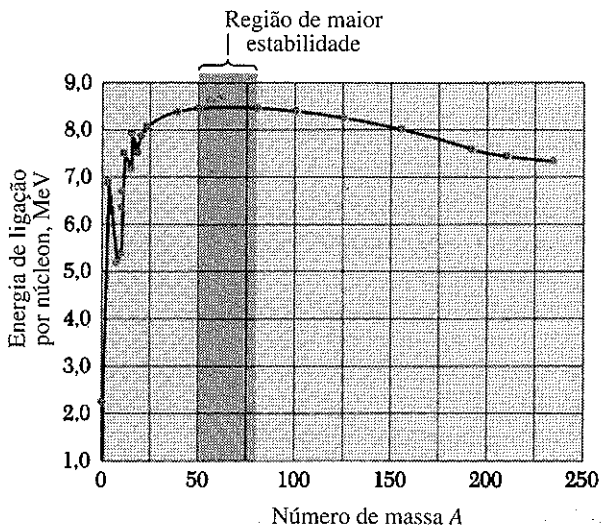



**Fig. 45.7** Gráfico da energia de ligação por núcleon em função do número de massa, para os núcleos estáveis da Fig. 45.3.

[1] É possível operar desta maneira pois as massas dos elétrons se cancelam automaticamente nos cálculos. Exceção a esta regra se encontra no processo de decaimento $\beta^+$.

MeV. Observe que a curva da Fig. 45.7 tem um máximo nas vizinhanças de $A = 60$. Isto é, os núcleos com números de massa maiores ou menores do que 60 não estão ligados com tanta energia quanto os que estão nas vizinhanças da porção média da tabela periódica. Conforme veremos adiante, este fato possibilita a libertação de energia na fissão e na fusão nucleares. Observe que a curva da Fig. 45.7 varia lentamente quando $A > 40$, o que sugere uma saturação das forças nucleares. Em outras palavras, um certo núcleon só pode interagir com um número limitado de outros núcleons, que podem ser considerados os "vizinhos mais próximos" na estrutura do agrupamento compacto que foi ilustrada na Fig. 45.2.

A força nuclear forte domina as forças coulombianas repulsivas no interior do núcleo (a curta distância). Se assim não fosse, não seriam possíveis os núcleos estáveis. Além disso, a força nuclear forte é quase independente da carga. Em outras palavras, as forças nucleares das interações próton-próton, próton-nêutron e nêutron-nêutron são aproximadamente iguais, excluindo-se a força coulombiana repulsiva na interação próton-próton.

Mediante experiências de espalhamento, pode-se determinar que à interação próton-próton corresponde uma curva de energia potencial como a da Fig. 45.8a. Quando os valores de $r$ são grandes, a força coulombiana repulsiva é nitidamente dominante, o que corresponde a uma energia potencial positiva. Quando $r$ se reduz a cerca de 3 fm, há a passagem da curva para os valores negativos da energia potencial. Isto é, quando a separação próton-próton se aproxima do raio nuclear, a força nuclear atrativa supera a força coulombiana repulsiva. A interação próton-nêutron, diferentemente, pode ser representada pela curva da Fig. 45.8b. Neste caso, como não há força coulombiana, a energia potencial é nula para os grandes valores de $r$. Quando a separação próton-nêutron é da ordem de 2 fm, os núcleons são atraídos em virtude da força nuclear forte. Observe que os mínimos da energia potencial (que correspondem às energias de ligação nucleares) são mais ou menos iguais nas curvas próton-próton e próton-nêutron. Ao examinar a Fig. 45.8, vemos que as profundidades dos potenciais são aproximadamente iguais nos dois casos, pois as interações são quase independentes das cargas. Porém, a repulsão coulombiana da interação próton-próton é responsável pelo maior valor de $r$ neste caso.

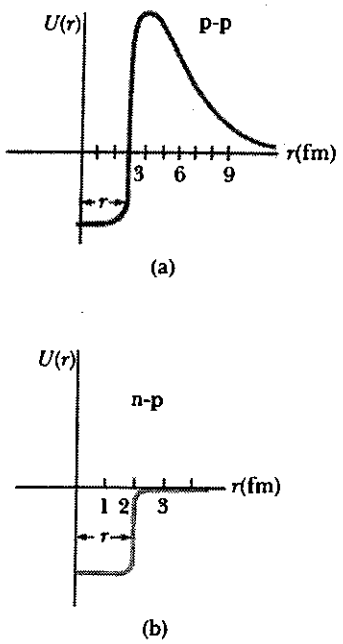



**Fig. 45.8** (a) Energia potencial em função da separação no sistema próton-próton. (b) Energia potencial em função da separação no sistema nêutron-próton. A diferença entre as duas curvas é provocada principalmente pela grande repulsão coulombiana presente na interação próton-próton.

## 45.3 MODELOS NUCLEARES

Embora a natureza detalhada das forças nucleares ainda não seja bem compreendida, já foram propostos vários modelos fenomenológicos para o núcleo, que têm utilidade no entendimento de alguns aspectos dos dados experimentais nucleares e dos mecanismos responsáveis pela energia de ligação. Os modelos que discutiremos são (1) o modelo da gota líquida, que explica a energia de ligação nuclear, (2) o modelo das partículas independentes, que explica a existência de isótopos estáveis, e (3) o modelo coletivo.

### O Modelo da Gota Líquida

O **modelo da gota líquida**, proposto por Bohr em 1936, trata os núcleons como se fossem moléculas numa gota líquida. Os núcleons interagem fortemente uns com os outros e sofrem freqüentes colisões ao se deslocarem caoticamente no interior do núcleo. Este movimento é análogo ao movimento de agitação térmica das moléculas num líquido.

Os três efeitos mais importantes que influenciam a energia de ligação do núcleo, segundo o modelo da gota líquida, são os seguintes:

1. **O efeito volumar.** Em passagem anterior, mostramos que a energia de ligação por núcleon é aproximadamente constante, o que mostra que a força nuclear fica saturada (Fig. 45.7). Então, a energia de ligação é proporcional a $A$ e ao volume nuclear. Se um certo núcleon estiver adjacente a $n$ outros núcleons e se a energia de ligação por par de núcleons for $E_b$, então a energia de ligação associada ao efeito volumar será $C_1A$, onde $C_1 = nE_b$ e onde $E_b$ é aproximadamente 0,5 MeV para um par típico de núcleons que interagem.
2. **O efeito superficial.** Uma vez que muitos núcleons estarão na superfície da gota, terão menos vizinhos que os núcleons no interior da gota. Então, os núcleons superficiais reduzirão a energia de ligação por uma grandeza proporcional a $r^2$. Uma vez que $r^2 \propto A^{2/3}$ (Eq. 45.1), a redução de energia pode ser expressa como $-C_2A_{2/3}$, onde $C_2$ é uma constante.

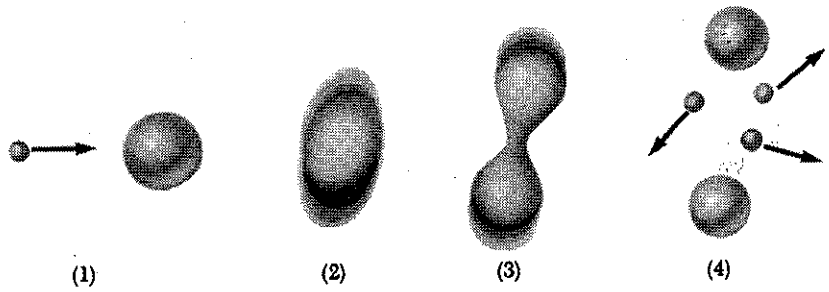



**Fig. 45.9** Duas etapas que levam à fissão conforme o modelo da gota líquida para o núcleo.

3. **O efeito da repulsão coulombiana.** Cada próton repele cada outro próton no núcleo. A energia potencial correspondente, por par de partículas que interagem, é dada por $ke^2/r$, onde $k$ é a constante da lei de Coulomb. A energia coulombiana total é o trabalho necessário para reunir, numa esfera de volume $V$, os $Z$ prótons que estavam inicialmente no infinito. Esta energia é proporcional ao número de pares de prótons, $Z(Z-1)$ e inversamente proporcional ao raio do núcleo. Por isso, a redução de energia, proveniente do efeito coulombiano, é $-C_3Z(Z-1)/A^{1/3}$.

Um outro pequeno efeito, que contribui para a energia de ligação neste modelo, só é significativo para os núcleos pesados que têm um grande excesso de nêutrons. Este efeito proporciona um termo de energia de ligação que é proporcional a $(A-2Z)^2/A$.

Somando estas contribuições, chegamos à energia de ligação total

$$E_b = C_1A - C_2A^{2/3} - C_3\frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - C_4\frac{(A-2Z)^2}{A} \tag{45.5}$$

A Eq. 45.5 é conhecida como a **fórmula semi-empírica da energia de ligação.**[2]

As quatro constantes na Eq. 45.5 podem ser ajustadas de modo a interpolar os dados experimentais. Para núcleos com $A \geq 15$, as constantes têm os valores:

$$C_1 = 15{,}7 \text{ MeV} \qquad C_2 = 17{,}8 \text{ MeV}$$
$$C_3 = 0{,}71 \text{ MeV} \qquad C_4 = 23{,}6 \text{ MeV}$$

A Eq. 45.5, juntamente com as constantes mencionadas acima, ajusta-se bastante bem aos valores conhecidos das massas nucleares. Porém, o modelo da gota líquida não explica alguns detalhes mais finos da estrutura nuclear, como as regras de estabilidade ou o momento angular. Por outro lado, proporciona uma descrição qualitativa sobre o processo de fissão nuclear, que aparece esquematicamente na Fig. 45.9. Se a gota vibrar com grande amplitude (vibração que pode ser iniciada pela colisão com outra partícula), a gota se deforma e, em circunstâncias apropriadas, se divide. Discutiremos o processo de fissão na Seção 46.2.

## O Modelo das Partículas Independentes

Mencionamos as limitações do modelo da gota líquida e o seu fracasso na explicação de alguns aspectos da estrutura nuclear. O **modelo das partículas independentes**, também chamado *modelo de camadas*, baseia-se na hipótese de *cada núcleon se mover, dentro do núcleo, numa órbita bem definida, num campo médio determinado pelos outros núcleons.* Neste modelo, os núcleons estão em estados de energia quantizados, e são poucas as colisões entre eles. É evidente que as hipóteses deste modelo são muito diferentes das hipóteses do modelo da gota líquida.

Os estados quantizados ocupados pelos núcleons podem ser descritos por um conjunto de números quânticos. Uma vez que o próton e o nêutron têm spin 1/2, pode-se aplicar o princípio da exclusão de Pauli para descrever os estados

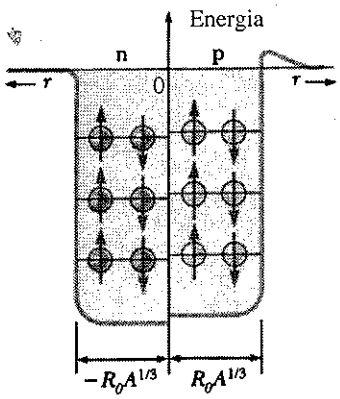



**Fig. 45.10** Poço de potencial reto com 12 núcleons. Os círculos escuros são os prótons, os claros, os nêutrons. Os níveis de energia dos prótons são ligeiramente mais altos que os dos nêutrons, em virtude do potencial coulombiano dos prótons. A diferença entre os níveis aumenta com o aumento de $Z$. Observe que dois núcleons com spins opostos podem ocupar um certo nível, conforme a exigência do princípio da exclusão de Pauli.

[2]Mais detalhes sobre este modelo em R. L. Sproull e W. A. Phillips, *Modern Physics*, New York, Wiley, 1980. Cap. 11.

ESBOÇO BIOGRÁFICO

**Marie Curie**
*(1867-1934)*

**Marie Sklodowska Curie** nasceu na Polônia, pouco depois da revolução malograda dos poloneses contra a Rússia em 1863. Depois de completar o ginásio, trabalhou com afinco para ajudar nas despesas com a educação do irmão e da irmã mais velhos, que haviam ido para Paris. Ao mesmo tempo, economizava o máximo para sustentar a própria ida para Paris, e entrou na Sorbonne em 1891. Embora vivesse em condições muito penosas durante este período (uma vez desmaiou de fome durante uma aula), formou-se entre os primeiros da turma.

Em 1895 casou-se com o químico francês Pierre Curie, que já era conhecido pela descoberta da piezoeletricidade. (Um cristal piezoelétrico exibe uma diferença de potencial quando sujeito a uma pressão.) Usando materiais piezoelétricos para medir a atividade das substâncias radioativas, Marie Curie demonstrou a natureza radioativa dos elementos urânio e tório. Em 1898, ela e o marido descobriram no minério de urânio um novo elemento radioativo, que denominaram polônio, em homenagem ao país de origem de M. Curie. No final de 1898, os Curie conseguiram isolar traços de um elemento ainda mais radioativo, que denominaram rádio. Num esforço de obter uma quantidade ponderável de rádio, encetaram um processo penoso para isolar o rádio da pitchblenda, minério rico em urânio. Depois de quatro anos de purificação e repurificação de toneladas de minério, usando os recursos próprios amealhados pelos dois para custear a obra, o casal Curie conseguiu preparar cerca de 0,1 g de rádio. Em 1903, Marie e Pierre Curie receberam o prêmio Nobel de Física, compartilhado com H. Becquerel, pelas investigações sobre as substâncias radioativas.

Depois da trágica morte do seu marido, num acidente em 1906, M. Curie assumiu a sua cátedra na Sorbonne. Infelizmente, foi vítima de preconceitos na comunidade científica por ser mulher. Por exemplo, ao ser indicada para a Academia de Ciências da França, foi recusada na votação, perdendo por um voto.

Em 1911, porém, recebeu um segundo prêmio Nobel, em química, pela descoberta do rádio e do polônio. Os últimos decênios da sua vida foram passados na supervisão do Instituto do Rádio de Paris. M. Curie morreu de leucemia provocada pelos anos de exposição às radiações das substâncias radioativas que manipulou.

de núcleos radioativos presentes num certo instante na amostra, a taxa de variação temporal de $N$ é

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \tag{45.6}$$

onde $\lambda$ é a **constante de desintegração,** ou **constante de decaimento.** O sinal menos indica que $dN/dt$ é negativo, ou seja, que $N$ diminui com o tempo.

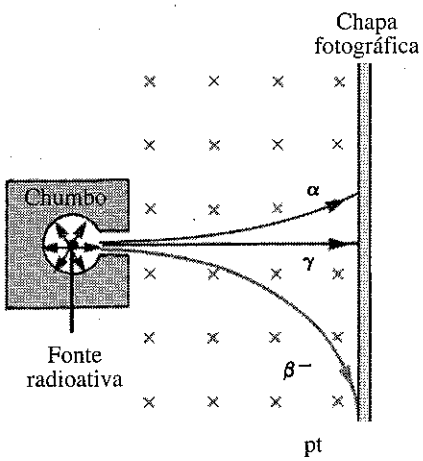



**Fig. 45.11** A radiação de uma fonte radioativa, como o rádio, pode ser separada em três componentes mediante um campo magnético, que desvia as partículas carregadas. A chapa fotográfica, à direita, registra os eventos.

Se escrevermos a Eq. 45.6 na forma

$$\frac{dN}{N} = -\lambda\, dt$$

podemos integrar a expressão a fim de ter

$$\int_{N_0}^{N} \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$$

$$\ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = -\lambda t$$

ou

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \tag{45.7}$$

A constante $N_0$ é o número de núcleos radioativos no instante $t = 0$.

A **taxa de decaimento** $R$ ($= |dN/dt|$) pode ser obtida pela derivação da Eq. 45.7 em relação ao tempo. O que dá

$$R = \left|\frac{dN}{dt}\right| = N_0 \lambda e^{-\lambda t} = R_0 e^{-\lambda t} \tag{45.8}$$

onde $R_0 = \lambda N_0$ é a taxa de decaimento em $t = 0$ e $R = \lambda N$. A taxa de decaimento de uma amostra é denominada a

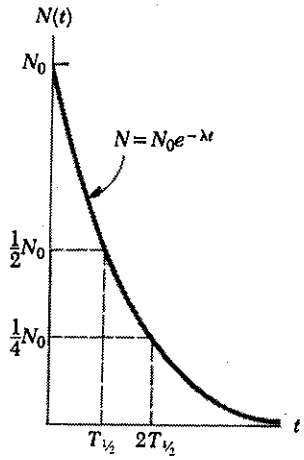



**Fig. 45.12** Gráfico da lei do decaimento exponencial dos núcleos radioativos. No eixo vertical está plotado o número de núcleos radioativos presentes em qualquer instante $t$, e no eixo horizontal está plotado o tempo. O intervalo $T_{1/2}$ é a meia-vida da amostra.

**atividade** da amostra. Observe que $N$ e $R$ diminuem exponencialmente com o tempo. O gráfico de $N$ contra $t$, que aparece na Fig. 45.12, ilustra a lei do decaimento exponencial.

Um outro parâmetro útil usado para caracterizar o decaimento de uma certa espécie nuclear é a meia-vida, $T_{1/2}$.

A meia-vida de uma substância radioativa é o intervalo de tempo necessário para que se desintegre a metade do número de núcleos radioativos de uma amostra.

Fazendo $N = N_0/2$ e $t = T_{1/2}$ na Eq. 45.7, dá

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

Eliminando $N_0$, dá $\exp(\lambda T_{1/2}) = 2$ e tomando o logaritmo neperiano dos dois membros ficamos com

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda} \tag{45.9}$$

Esta é uma expressão cômoda que relaciona a meia-vida à constante de desintegração. Observe que depois de decorrido um intervalo de tempo de uma meia-vida, restam na amostra $N_0/2$ núcleos radioativos (por definição); depois de duas meias-vidas, a metade destes núcleos restantes terá decaído e restarão $N_0/4$ núcleos radioativos; depois de três meias-vidas, serão restantes $N_0/8$, e assim por diante. Em geral, depois de $n$ meias-vidas, o número de núcleos radioativos remanescentes será $N_0/2^n$. Vemos então que o decaimento nuclear é independente da história passada da amostra.

A unidade de atividade é o **curie** (Ci), definida por

$$1\ \text{Ci} = 3{,}7 \times 10^{10}\ \text{desintegrações/s}$$

Esta unidade foi escolhida como unidade de atividade por ser a atividade aproximada de 1 g de rádio. A unidade SI de atividade é o **becquerel** (Bq):

$$1\ \text{Bq} = 1\ \text{desintegração/s}$$

Assim, 1 Ci = $3{,}7 \times 10^{10}$ Bq. As unidades de atividade mais comumente usadas são o mCi ($10^{-3}$Ci) e o $\mu$Ci ($10^{-6}$Ci).

**EXEMPLO 45.4 Quantos São os Núcleos Restantes?**
O carbono 14, $^{14}_{6}C$, é um isótopo radioativo do carbono que tem a meia-vida de 5.730 anos. Se uma amostra contiver inicialmente 1.000 núcleos de carbono 14, quantos serão os remanescentes depois de 22.920 anos?

***Solução*** Em 5.730 anos, a metade da amostra ter-se-á desintegrado, remanescendo 500 núcleos de carbono 14. Em outros 5.730 anos (perfazendo um total de 11.460 anos), o número remanescente se reduzirá a 250 núcleos. Depois de outros 5.730 anos (tempo total de 17.190 anos), 125 serão os remanescentes. Finalmente, depois de quatro meias-vidas (22.920 anos), somente restarão 62.

Deve-se observar que estes números representam resultados idealizados. O decaimento radioativo é um processo promediado sobre um grande número de átomos, e os números reais dependem das flutuações estatísticas. A amostra original deste exemplo só tinha 1.000 núcleos, que certamente não é um número muito grande. Então, se fôssemos contar o número de núcleos remanescentes nesta pequena amostra, depois de uma meia-vida, o número encontrado provavelmente não seria 500. Se o número inicial for muito grande, a probabilidade de se ter um número muito próximo do número previsto para os núcleos remanescentes, depois de uma meia-vida, fica muito maior.

**EXEMPLO 45.5 A Atividade do Rádio** □
A meia-vida do núcleo radioativo $^{226}_{88}Ra$ é $1{,}6 \times 10^3$ anos. Se uma amostra contiver $3 \times 10^{16}$ destes núcleos, determinar a sua atividade neste instante.

***Solução*** Vamos calcular, inicialmente, a constante de desintegração $\lambda$ usando a Eq. 45.9 e o valor da meia-vida,

$$\begin{aligned} T_{1/2} &= 1{,}6 \times 10^3\ \text{anos} \\ &= (1{,}6 \times 10^3\ \text{anos})(3{,}16 \times 10^7\ \text{s/anos}) \\ &= 5{,}0 \times 10^{10}\ \text{s} \end{aligned}$$

Portanto,

$$\lambda = \frac{0{,}693}{T_{1/2}} = \frac{0{,}693}{5{,}0 \times 10^{10}\ \text{s}} = 1{,}4 \times 10^{-11}\ \text{s}^{-1}$$

Podemos calcular a atividade da amostra no instante $t = 0$ por meio de $R_0 = \lambda N_0$, onde $R_0$ é a taxa de desintegração em $t = 0$ e $N_0$ é o número de núcleos radioativos presentes na amostra no instante $t = 0$. Uma vez que $N_0 = 3 \times 10^{16}$, temos

$$R_0 = \lambda N_0 = (1{,}4 \times 10^{-11}\ \mathrm{s}^{-1})(3 \times 10^{16})$$
$$= 4{,}1 \times 10^5 \text{ desintegrações/s}$$

Uma vez que 1 Ci = $3{,}7 \times 10^{10}$ desintegrações/s, a atividade, ou taxa de decaimento, no instante $t = 0$ é

$$R_0 = \boxed{11{,}1\ \mu\mathrm{Ci}}$$

**EXEMPLO 45.6 A Atividade do Carbono**
Uma amostra radioativa contém 3,50 $\mu$g de $^{11}_{6}$C puro, que tem a meia-vida de 20,4 min. (a) Determinar o número de núcleos inicialmente presentes na amostra.

***Solução*** A massa atômica do $^{11}_{6}$C é aproximadamente 11 e então 11 g contêm aproximadamente o número de Avogadro ($6{,}02 \times 10^{23}$) de núcleos. Então, a amostra de 3,50 $\mu$g conterá $N$ núcleos, dados por

$$\frac{N}{6{,}02 \times 10^{23} \text{ núcleos/mol}} = \frac{3{,}50 \times 10^{-6}\ \mathrm{g}}{11\ \mathrm{g/mol}}$$

ou

$$N = \boxed{1{,}92 \times 10^{17} \text{ núcleos}}$$

(b) Qual a atividade inicial desta amostra e qual a atividade depois de 8 h?

***Solução*** Uma vez que $T_{1/2}$ = 20,4 min = 1.224 s, a constante de desintegração é

$$\lambda = \frac{0{,}693}{T_{1/2}} = \frac{0{,}693}{1.224\ \mathrm{s}} = 5{,}66 \times 10^{-4}\ \mathrm{s}^{-1}$$

Portanto, a atividade inicial da amostra é

$$R_0 = \lambda N_0 = (5{,}66 \times 10^{-4}\ \mathrm{s}^{-1})(1{,}92 \times 10^{17})$$
$$= 1{,}08 \times 10^{14} \text{ desintegrações/s}$$

Podemos usar a Eq. 45.8 para achar a atividade em qualquer instante $t$. Com $t$ = 8 h = $2{,}88 \times 10^4$s, vemos que $\lambda t = 16{,}3$ e então

$$R = R_0 e^{-\lambda t} = (1{,}09 \times 10^{14} \text{ desintegrações/s})e^{-16{,}3}$$
$$= \boxed{8{,}96 \times 10^6 \text{ desintegrações/s}}$$

Na Tabela 45.2 está a variação da atividade desta amostra em função do tempo.

**Exercício 1** Calcular o número de núcleos radioativos remanescentes depois de 8 h.

**Resposta** $N = 1{,}58 \times 10^{10}$ núcleos

**TABELA 45.2 Atividade da Amostra do Exemplo 45.6 em Função do Tempo**

| $t$(h) | $R$ (desintegrações/s) |
|---|---|
| 0 | $1{,}08 \times 10^{14}$ |
| 1 | $1{,}41 \times 10^{13}$ |
| 2 | $1{,}84 \times 10^{12}$ |
| 3 | $2{,}39 \times 10^{11}$ |
| 4 | $3{,}12 \times 10^{10}$ |
| 5 | $4{,}06 \times 10^{9}$ |
| 6 | $5{,}28 \times 10^{8}$ |
| 7 | $6{,}88 \times 10^{7}$ |
| 8 | $8{,}96 \times 10^{6}$ |

**EXEMPLO 45.7 Um Isótopo Radioativo do Iodo**
Uma amostra do isótopo $^{131}$I, que tem a meia-vida de 8,04 dias, tem a atividade de 5 mCi medida no instante da remessa para um laboratório médico. No instante do recebimento neste laboratório, a atividade medida foi 4,2 mCi. Qual o intervalo de tempo entre o instante da remessa e o do recebimento.

***Solução*** Podemos usar a Eq. 45.8,

$$R = R_0 e^{-\lambda t}$$

onde $R_0$ é a atividade inicial e $R$ a atividade no instante $t$. Escrevendo esta equação na forma

$$\frac{R}{R_0} = e^{-\lambda t}$$

e tomando o logaritmo neperiano de cada membro, temos

$$\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = -\lambda t$$

ou

$$(1) \qquad t = -\frac{1}{\lambda}\ln\left(\frac{R}{R_0}\right)$$

A fim de achar $\lambda$, podemos usar a Eq. 45.9:

$$(2) \qquad \lambda = \frac{0{,}693}{T_{1/2}} = \frac{0{,}693}{8{,}04 \text{ dias}}$$

Substituindo (2) em (1), encontramos

$$t = -\left(\frac{8{,}04 \text{ dias}}{0{,}693}\right)\ln\left(\frac{4{,}2 \text{ mCi}}{5{,}0 \text{ mCi}}\right) = \boxed{2{,}02 \text{ dias}}$$

## 45.5 OS PROCESSOS DE DECAIMENTO

Conforme afirmamos na seção anterior, um núcleo radioativo decai espontaneamente por intermédio de três processos: decaimento alfa, decaimento beta e decaimento gama. Vamos discutir com mais detalhes estes três processos.

### Decaimento Alfa

Se um núcleo emite uma partícula alfa ($^{4}_{2}\mathbf{He}$), perde dois prótons e dois nêutrons. Então, $N$ diminui de 2 unidades, $Z$ diminui de 2 unidades e $A$ diminui de 4 unidades. Pode-se escrever simbolicamente o decaimento na forma

$$^{A}_{Z}\mathbf{X} \longrightarrow {}^{A-4}_{Z-2}\mathbf{Y} + {}^{4}_{2}\mathbf{He} \qquad (45.10)$$

onde X é o **núcleo pai** e Y o **núcleo filho.** Como exemplos, o $^{238}$U e o $^{226}$Ra são ambos alfemissores e se desintegram conforme as reações

$$^{238}_{92}\mathrm{U} \longrightarrow {}^{234}_{90}\mathrm{Th} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \qquad (45.11)$$

$$^{226}_{88}\mathrm{Ra} \longrightarrow {}^{222}_{86}\mathrm{Rn} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \qquad (45.12)$$

A meia-vida da desintegração do $^{238}$U é $4{,}47 \times 10^{10}$ anos e a meia-vida da desintegração do $^{226}$Ra é $1{,}60 \times 10^{3}$ anos.

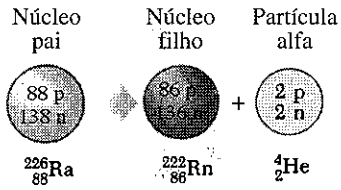
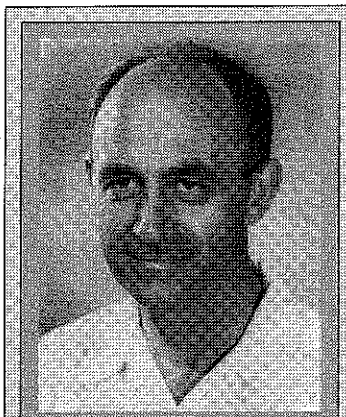



**Fig. 45.13** Desintegração alfa do núcleo $^{226}_{88}$Ra.

Nos dois casos, observe que o núcleo filho tem 4 unidades a menos no $A$ que o núcleo pai. Da mesma forma, $Z$ está reduzido por 2 unidades. As diferenças se devem às partículas alfa emitidas (aos núcleos $^{4}$He).

A desintegração do $^{226}$Ra está ilustrada na Fig. 45.13. Quando um elemento se transforma num outro, como no processo de desintegração alfa, o processo é uma *desintegração espontânea*. Como regra geral, (1) a soma dos números de massa $A$ é a mesma nos dois membros da equação de desintegração e (2) a soma dos números de carga $Z$ é a mesma nos dois membros da equação de desintegração. Além disso, a energia total deve ser conservada. Se $M_X$ for a massa do núcleo pai, $M_Y$ a do núcleo filho, se $M\alpha$ for a massa da partícula alfa, podemos definir a **energia de desintegração** $Q$ por:

$$Q = (M_X - M_Y - M_\alpha)c^2 \qquad (45.13)$$



Esboço Biográfico

**Enrico Fermi**
*(1901-1954)*

**Enrico Fermi**, físico ítalo-americano, fez o doutorado na Universidade de Pisa, em 1922, e trabalhou no pós-doutorado na Alemanha, com Max Born. Retornou à Itália em 1924 e se tornou professor de física na Universidade de Roma em 1926. Recebeu o prêmio Nobel de Física, em 1938, pelo seu trabalho sobre a produção de elementos radioativos transurânicos mediante o bombardeamento de nêutrons.

Fermi interessou-se pela física com a idade de 14 anos, depois de ler um velho livro de física em latim. Tinha excelente formação clássica, e era capaz de recitar, de memória, a *Divina Comédia* de Dante e longos trechos de Aristóteles. A grande capacidade que tinha de resolver problemas de física teórica e a habilidade em simplificar situações muito complicadas tornaram-no uma espécie de oráculo. Também era um físico experimental e um professor de física muito bem dotado. Durante uma das suas primeiras visitas aos Estados Unidos, em plena crise da depressão, o carro que havia comprado enguiçou e Fermi entrou num posto de gasolina da estrada. Depois de o próprio Fermi fazer o conserto com facilidade, o dono do posto ofereceu-lhe na hora um emprego.

Fermi e sua família imigraram para os Estados Unidos e se tornaram cidadãos americanos naturalizados em 1944. Uma vez na América, Fermi aceitou uma posição na Universidade de Columbia e depois se tornou professor na Universidade de Chicago. No Projeto Manhattan, Fermi ficou encarregado de projetar e construir uma estrutura (denominada pilha atômica) na qual fosse possível a ocorrência de uma reação auto-sustentada. A estrutura, construída numa quadra de esportes da Universidade de Chicago, continha urânio combinado com blocos de grafita que alenteciam os nêutrons até velocidades térmicas. Barras de cádmio eram inseridas na "pilha" para absorver os nêutrons e controlar a velocidade da reação. O evento histórico ocorreu às 3 h e 45 min da tarde do dia 2 de dezembro de 1942, quando as barras de cádmio foram lentamente retiradas e se observou a reação em cadeia auto-sustentada. A construção, por Fermi, do primeiro reator nuclear, marcou o início da era atômica.

Fermi morreu de câncer, em 1954, aos 53 anos de idade. Um ano depois, o elemento 100 foi descoberto e nomeado *férmio* em sua homenagem.

Observe que $Q$ estará em J se as massas estiverem em kg e $c$ for $3 \times 10^8$ m/s. Porém, quando as massas nucleares forem expressas na unidade u, mais conveniente, o valor de $Q$ pode ser calculado em MeV mediante a expressão

$$Q = (M_X - M_Y - M_\alpha) \times 931{,}50 \text{ MeV/u} \quad (45.14)$$

Fica como problema (Problema 41) mostrar que 931,50 MeV/u é o fator de conversão apropriado.

A energia residual $Q$ aparece na forma de energia cinética do núcleo filho e da partícula alfa. A grandeza dada pela Eq. 45.13 é denominada valor $Q$ da reação nuclear. No caso da desintegração do $^{226}$Ra descrito na Fig. 45.13, se o núcleo pai se desintegrar em repouso, a energia cinética dos produtos totaliza 4,87 MeV. A maior parte da energia cinética está associada à partícula alfa, pois esta partícula é muito mais leve que o núcleo filho, $^{222}$Rn. Isto é, em virtude de o momento se conservar, a partícula alfa, mais leve, recua com velocidade muito maior do que o núcleo filho. Em geral, as partículas mais leves são as portadoras da maior parte da energia nas desintegrações nucleares.

Finalmente, é interessante observar que se fosse admitida a hipótese de o $^{238}$U (ou outro alfemissor) decair por emissão de um próton ou de um nêutron, a massa dos produtos da desintegração seria maior que a massa do núcleo pai, o que corresponderia a valores negativos de $Q$. Portanto, estes decaimentos espontâneos não ocorrem.

**EXEMPLO 45.8 A Energia Libertada Quando o Rádio se Desintegra**

O núcleo $^{226}$Ra sofre um decaimento alfa conforme a Eq. 45.12. Calcular o valor $Q$ deste processo. A massa do $^{226}$Ra é 226,025406 u, a massa do $^{222}$Rn é 222,017574 u e a massa do $^4_2$He é 4,002603 u, conforme se encontra na Tabela A.3. (Observe que se usam as unidades de massas atômicas, e não as de massa nuclear, pois as massas dos elétrons se cancelam no cálculo da diferença de massas.)

***Solução*** Usando a Eq. 45.14, vemos que

$$\begin{aligned} Q &= (M_X - M_Y - M_\alpha) \times 931{,}50 \text{ MeV/u} \\ &= (226{,}025406 \text{ u} - 222{,}017574 \text{ u} \\ &\qquad - 4{,}002603 \text{ u}) \times 931{,}50 \text{ MeV/u} \\ &= (0{,}005229 \text{ u}) \times \left(931{,}50 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}\right) = \boxed{4{,}87 \text{ MeV}} \end{aligned}$$

Fica como problema (Problema 75) mostrar que a energia cinética da partícula alfa é cerca de 4,8 MeV, enquanto o núcleo filho tem apenas 0,1 MeV de energia cinética.

Vamos agora examinar o mecanismo do decaimento alfa. A Fig. 45.14 é o gráfico da energia potencial em função da distância $r$ ao núcleo do sistema partícula alfa-núcleo; $R$ é o alcance da força nuclear. A curva representa os efeitos combinados (1) da energia coulombiana repulsiva, que provoca o pico positivo em $r > R$, e (2) da força nuclear atrativa, que faz a curva ficar negativa para $r < R$. Conforme vimos, no Exemplo 45.8, a energia de desintegração é aproximadamente igual a 5 MeV, que é, também aproximadamente, a energia cinética da partícula alfa, representada pela reta tracejada inferior na Fig. 45.14. De acordo com a física clássica, a partícula alfa está confinada no poço de potencial. Como pode, no entanto, escapar do núcleo?

A resposta desta pergunta foi dada pela primeira vez por Gamow, e logo depois, independentemente, por Gurney e Condon, em 1928, mediante a mecânica quântica. Resumidamente, pela mecânica quântica há sempre uma certa probabilidade de a partícula poder penetrar (tunelar) a barreira (Seção 41.9). Lembremo-nos de que a probabilidade de localizar a partícula depende da sua função de onda $\psi$ e de que a probabilidade de tunelamento é medida por $|\psi|^2$. A Fig. 45.15 é o gráfico da função de onda de uma partícula

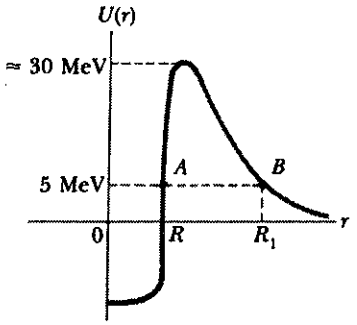



**Fig. 45.14** Energia potencial em função da separação no sistema partícula alfa-núcleo. Classicamente, a energia da partícula alfa não é bastante grande para superar a barreira, e então a partícula não seria capaz de escapar do núcleo.

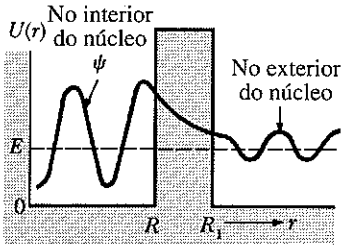



**Fig. 45.15** A energia potencial é modelada como uma barreira retangular. A energia da partícula alfa é $E$, menor que a altura da barreira. Conforme a mecânica ondulatória, a partícula alfa tem uma certa chance de tunelar pela barreira, como está simbolizado pelo tamanho não nulo da função de onda em $r > R_1$.

de energia $E$ que encontra uma barreira retangular de altura finita, que é uma aproximação da barreira nuclear. Observe que a função de onda é oscilatória no interior e no exterior da barreira, mas que a amplitude de oscilação no exterior é muito reduzida em virtude da barreira. À medida que a energia $E$ da partícula aumenta, a probabilidade de escapar do núcleo também aumenta. Além disso, a probabilidade aumenta quando a largura da barreira diminui.

## Decaimento Beta

Quando um núcleo radioativo sofre um decaimento beta, o núcleo filho tem o mesmo número de núcleons que o núcleo pai, mas o número de carga se altera de uma unidade. Simbolicamente, os dois processos beta são

$$^{A}_{Z}\mathrm{X} \longrightarrow {}^{A}_{Z+1}\mathrm{Y} + \beta^- \qquad (45.15)$$

$$^{A}_{Z}\mathrm{X} \longrightarrow {}^{A}_{Z-1}\mathrm{Y} + \beta^+ \qquad (45.16)$$

Outra vez, observa-se que o número de núcleons e a carga total se conservam nestas desintegrações. Veremos, adiante, que *estes processos não estão completamente descritos por estas equações*. Apresentaremos logo adiante as razões desta afirmação.

Dois processos de decaimento beta típicos são

$$^{14}_{6}\mathrm{C} \longrightarrow {}^{14}_{7}\mathrm{N} + \beta^-$$

$$^{12}_{7}\mathrm{N} \longrightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + \beta^+$$

É importante observar que o elétron ou o pósitron envolvido nestas desintegrações é criado no interior do núcleo, numa etapa inicial do processo de decaimento. Isto é equivalente a dizer que, durante o decaimento beta, um nêutron no núcleo se transforma num próton. De fato, o processo $\mathrm{n} \rightarrow \mathrm{p} + \beta^-$ ocorre realmente.

Considere agora a energia do sistema antes e depois da desintegração. Como no caso do decaimento alfa, é necessário conservar a energia. Experimentalmente, verifica-se que as partículas beta emitidas têm um espectro contínuo de energias (Fig. 45.16). Este resultado sugere que os núcleos que se desintegram emitem elétrons com diferentes energias. A energia cinética dos elétrons deve ser equilibrada pela diminuição da massa do sistema, isto é, pelo valor $Q$. Porém, uma vez que todos os núcleos que se desintegram têm a mesma massa inicial, *o valor $Q$ deve ser sempre o mesmo em cada desintegração.* Em vista disso, por que os elétrons emitidos têm energias cinéticas diferentes? Aparentemente, a lei da conservação da energia está sendo violada! A análise mais apurada mostra que, conforme os processos de decaimento dados pelas Eqs. 45.15 e 45.16, os princípios da conservação do momento angular (spin) e do momento linear são todos violados!

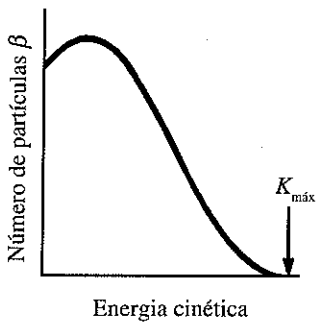



**Fig. 45.16** Espectro típico de decaimento beta. A energia cinética máxima das partículas beta corresponde ao valor $Q$ da reação.

Depois de muita investigação experimental e debate teórico, Pauli, em 1930, propôs a participação de uma terceira partícula no processo, a fim de ser portadora da energia e do momento "faltantes". Fermi, posteriormente, denominou esta partícula de **neutrino** (o pequenino neutro) pois era eletricamente neutra e tinha massa de repouso ou nula ou muito pequena. Embora tenha escapado, durante muitos anos, da observação experimental, o neutrino (símbolo $\nu$) foi detectado experimentalmente em 1956.

O neutrino tem as seguintes propriedades:

1. Carga elétrica nula.
2. Massa de repouso menor do que a do elétron e, na realidade, talvez, a sua massa seja nula (experiências recentes sugerem que talvez não seja).
3. Spin 1/2, o que satisfaz à lei da conservação do momento angular.
4. Interage muito fracamente com a matéria e, por isso, é muito difícil de detectar.

Podemos agora escrever os processos de decaimento beta nas respectivas formas corretas:

$$^{14}_{6}\mathrm{C} \longrightarrow {}^{14}_{7}\mathrm{N} + \beta^- + \bar{\nu} \qquad (45.17)$$

$$^{12}_{7}\mathrm{N} \longrightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + \beta^+ + \nu \qquad (45.18)$$

$$\mathrm{n} \longrightarrow \mathrm{p} + \beta^- + \bar{\nu} \qquad (45.19)$$

onde o símbolo $\bar{\nu}$ representa o **antineutrino.**

O pósitron $\beta^+$ emitido no processo dado pela Eq. 45.18 é uma partícula idêntica ao elétron, exceto em ter uma carga positiva $+e$. Em virtude de ser como o elétron, sob todos os aspectos, exceto a carga, o pósitron é a **antipartícula** do elétron. Da mesma forma, o antineutrino é a antipartícula do neutrino. Discutiremos mais longamente as antipartículas no Cap. 47. Por ora, basta enunciar que *um neutrino é emitido no decaimento por pósitron e um antineutrino é emitido no decaimento por elétron.*

## Datação pelo Carbono

O decaimento beta do $^{14}\mathrm{C}$, dado pela Eq. 45.17, é comumente usado para determinar a idade de amostras de origem orgânica. Os raios cósmicos (partículas de alta energia que vêm do espaço sideral) na atmosfera superior pro-

vocam reações nucleares que criam o $^{14}C$. Na realidade, a razão entre as abundâncias isotópicas do $^{14}C$ e de $^{12}C$ no dióxido de carbono atmosférico é constante e igual a $1{,}3 \times 10^{-13}$. Todos os organismos vivos, porém, ao morrerem, deixam de absorver o $^{14}C$ da atmosfera, e então a razão entre o $^{14}C$ e o $^{12}C$ diminui em virtude do decaimento beta do $^{14}C$. Por isso, é possível medir a idade de um material pela medição da sua atividade por unidade de massa provocada pelo decaimento do $^{14}C$. Mediante a datação pelo carbono, foi possível determinar a idade de amostras de madeiras, de carvão, de ossos e de conchas, com resultados que se situam entre 1.000 e 25.000 anos atrás. Esta técnica ajudou a reconstrução da história dos organismos vivos — inclusive do homem — durante este intervalo de tempo.

Exemplo particularmente interessante de datação é o dos Manuscritos do Mar Morto. Este grupo de manuscritos foi descoberto por um pastor em 1947. A tradução do texto mostrou serem documentos religiosos, que incluíam a maior parte dos livros do Antigo Testamento. Em virtude do significado histórico e religioso, os especialistas tinham interesse em saber a idade dos manuscritos. A datação pelo carbono, aplicada a fragmentos dos manuscritos e também ao material em que estavam envolvidos, mostrou que a idade era cerca de 1.950 anos.

**EXEMPLO 45.9 Datação Radioativa**

Um pedaço de carvão com a massa de 25 g foi encontrado nas ruínas de uma antiga cidade. A amostra tinha uma atividade de $^{14}C$ de 250 desintegrações/min. Há quanto tempo estava morta a árvore de onde provinha este pedaço de carvão?

***Solução*** Primeiramente, vamos calcular a constante de desintegração do $^{14}C$, cuja meia-vida é 5.730 anos.

$$\lambda = \frac{0{,}693}{T_{1/2}} = \frac{0{,}693}{(5730\text{ ano})(3{,}16 \times 10^7\text{ s/ano})}$$
$$= 3{,}83 \times 10^{-12}\text{ s}^{-1}$$

Podemos calcular o número de núcleos de $^{14}C$ em duas etapas. Na primeira, o número de núcleos de $^{12}C$ em 25 g de carbono é

$$N\,(^{12}C) = \frac{6{,}02 \times 10^{23}\text{ núcleos/mol}}{12\text{ g/mol}}(25\text{ g})$$
$$= 1{,}25 \times 10^{24}\text{ núcleos}$$

Admitindo que a razão entre o $^{14}C$ e o $^{12}C$ seja $1{,}3 \times 10^{-12}$, vemos que o número de núcleos de $^{14}C$ *antes* do decaimento seria

$$N_0\,(^{14}C) = (1{,}3 \times 10^{-12})(1{,}26 \times 10^{24})$$
$$= 1{,}63 \times 10^{12}\text{ núcleos}$$

Então, a atividade inicial da amostra era

$$R_0 = N_0\lambda = (1{,}63 \times 10^{12}\text{núcleos})(3{,}83 \times 10^{-12}\text{ s}^{-1})$$
$$= 6{,}25\text{ desintegrações/s} = 375\text{ desintegrações/min}$$

Podemos agora calcular a idade do carvão usando a Eq. 45.8, que relaciona a atividade $R$, em qualquer instante $t$, à atividade inicial $R_0$:

$$R = R_0 e^{-\lambda t} \quad \text{ou} \quad e^{-\lambda t} = \frac{R}{R_0}$$

Uma vez que $R = 250$ desintegrações/min é dado e que estimamos $R_0 = 375$ desintegrações/min, podemos calcular $t$ tomando o logaritmo neperiano de ambos os membros da equação:

$$-\lambda t = \ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = \ln\left(\frac{250}{375}\right) = -0{,}405$$

$$t = \frac{0{,}405}{\lambda} = \frac{0{,}405}{3{,}84 \times 10^{-12}\text{ s}^{-1}}$$

$$= 1{,}06 \times 10^{11}\text{ s} = 3.350\text{ anos}$$

Esta técnica de datação pelo carbono radioativo foi usada, com êxito, para medir a idade de muitas relíquias orgânicas com até 25.000 anos de idade.

Um processo que compete com o decaimento $\beta^+$ é a **captura de elétron**. Este processo ocorre quando um núcleo captura um dos seus próprios elétrons e emite um neutrino. O produto final, depois da captura, é um núcleo cuja carga é $Z - 1$. Em geral, o processo de captura de elétron pode ser representado pela equação

$$^{A}_{Z}X + {}^{0}_{-1}e \longrightarrow {}^{A}_{Z-1}X + \nu \qquad (45.20)$$

Na maioria dos casos, o elétron capturado é da camada K, e a captura é uma **captura K.** Exemplo deste processo é o da captura de elétron do $^{7}_{4}Be$ para se tornar $^{7}_{3}Li$

$$^{7}_{4}Be + {}^{0}_{-1}e \longrightarrow {}^{7}_{3}Li + \nu$$

## Decaimento Gama

Muitas vezes, um núcleo que sofre um decaimento radioativo fica num estado de energia excitado. O núcleo sofre, então, um segundo decaimento para um estado de energia mais baixa, talvez para o estado fundamental, pela emis-

são de um fóton. Os fótons emitidos neste processo de desexcitação são raios gama. Estes fótons têm energia muito alta (na faixa de 1 MeV a 1 GeV) em relação à energia dos fótons da luz visível (cerca de 1 eV). Lembremo-nos de que a energia dos fótons emitidos (ou absorvidos) por um átomo é igual à diferença de energia entre os dois estados eletrônicos envolvidos na transição. Analogamente, o fóton de raio gama tem uma energia $hf$ que é igual à diferença de energia $\triangle E$ entre dois níveis de energia nuclear. Quando um núcleo decai pela emissão de um fóton, não se altera, a não ser pelo fato de ficar num estado de energia mais baixo que o inicial. Podemos representar o processo de decaimento gama como

$$ {}^{A}_{Z}X^{*} \longrightarrow {}^{A}_{Z}X + \gamma \qquad (45.21)$$

onde $X^*$ indica um núcleo num estado excitado.

Um núcleo pode atingir um estado excitado em conseqüência de uma colisão violenta com outra partícula. Porém, é mais comum o núcleo estar num estado excitado depois de sofrer uma desintegração alfa ou uma desintegração beta. A seqüência de eventos que vêm a seguir constitui um exemplo típico de ocorrência de um decaimento gama:

$$ {}^{12}_{5}B \longrightarrow {}^{12}_{6}C^{*} + {}^{0}_{-1}e + \bar{\nu} \qquad (45.22)$$

$$ {}^{12}_{6}C^{*} \longrightarrow {}^{12}_{6}C + \gamma \qquad (45.23)$$

A Fig. 45.17 mostra o esquema do decaimento do $^{12}B$, que efetua um decaimento beta para um de dois níveis do $^{12}C$. Ou (1) decai diretamente para o estado fundamental do $^{12}C$, emitindo um elétron de 13,4 MeV, ou (2) decai por emissão de $\beta^-$ para um estado excitado $^{12}C^*$, e depois emite um gama até o estado fundamental. Neste último processo o elétron emitido tem 9,0 MeV e o fóton 4,4 MeV.

Os diversos processos de decaimento radioativo de um núcleo estão resumidos na Tabela 45.3.

## 45.6 RADIOATIVIDADE NATURAL

Os núcleos radioativos são em geral classificados em dois grupos: (1) núcleos instáveis encontrados na natureza, que

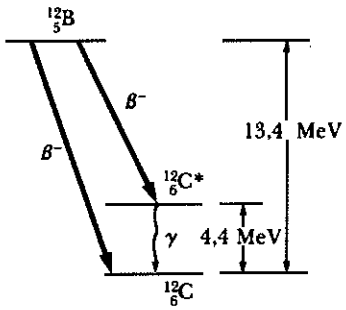



**Fig. 45.17** O núcleo $^{12}B$ sofre desintegração $\beta^-$ para dois níveis de energia do $^{12}C$. O decaimento para o nível excitado, $^{12}C^*$ é seguido por um decaimento gama até o estado fundamental.

**TABELA 45.3 Os Diversos Processos de Decaimento**

| | |
|---|---|
| Decaimento alfa | ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X + {}^{4}_{2}He$ |
| Decaimento beta ($\beta^-$) | ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}_{Z+1}^{A}X + \beta^- + \bar{\nu}$ |
| Decaimento beta ($\beta^+$) | ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}_{Z-1}^{A}X + \beta^+ + \nu$ |
| Captura de elétron | ${}^{A}_{Z}X + {}_{-1}^{0}e \rightarrow {}_{Z-1}^{A}X + \nu$ |
| Decaimento gama | ${}^{A}_{Z}X^{*} \rightarrow {}^{A}_{Z}X + \gamma$ |

provocam a chamada **radioatividade natural,** e (2) núcleos produzidos em laboratório mediante reações nucleares, que exibem a **radioatividade artificial.**

Existem três séries (ou famílias) de núcleos radioativos de ocorrência natural (Tabela 45.4). Cada série principia por um isótopo radioativo natural de vida longa, cuja meia-vida excede a de qualquer dos seus descendentes. As três séries naturais começam pelos isótopos $^{238}U$, $^{235}Th$ e $^{232}Th$ e os produtos finais estáveis de cada uma delas são três isótopos do chumbo, $^{206}Pb$, $^{207}Pb$ e $^{208}Pb$. A quarta série na Tabela 45.4 principia com o $^{237}Np$ e tem o produto final estável $^{209}Bi$. O elemento $^{237}Np$ é um elemento transurânico (elemento com número atômico maior do que o do urânio) que não se encontra na natureza. Este elemento tem a meia-vida de "apenas" $2{,}14 \times 10^6$ anos.

A Fig. 45.18 mostra os sucessivos decaimentos na série do $^{232}Th$. Observe que o $^{232}Th$ sofre um decaimento alfa inicial para o $^{228}Ra$. Depois, o $^{228}Ra$ sofre dois decaimentos beta sucessivos chegando ao $^{228}Th$. A série continua e finalmente se ramifica ao atingir o $^{212}Bi$. Neste ponto, há duas desintegrações possíveis. O produto final da série é o isótopo estável $^{208}Pb$.

As duas séries de urânio são um tanto mais complicadas que a do $^{232}Th$. Existem também diversos outros isótopos radioativos que ocorrem naturalmente, mas que não pertencem a qualquer destas séries, como, por exemplo, o $^{14}C$ e o $^{40}K$.

A existência das séries radioativas naturais possibilita que o ambiente seja continuamente abastecido de elementos radioativos que, sem isso, já teriam desaparecido há muito tempo. Por exemplo, uma vez que o sistema solar tem cerca de $5 \times 10^9$ anos de idade, o $^{226}Ra$ (cuja meia-vida é de apenas 1.600 anos) já há muito teria desaparecido pelo decaimento radioativo, não fosse pela série que principia no $^{238}U$, cuja meia-vida é $4{,}47 \times 10^9$anos.

## 45.7 REAÇÕES NUCLEARES

É possível alterar a estrutura dos núcleos bombardeando-os com partículas enérgicas. As colisões, que assim se provocam, e que alteram a identidade ou as propriedades dos núcleos alvos, são as **reações nucleares.** Rutherford foi o

**TABELA 45.4 As Quatro Séries Radioativas**

| Séries | | Isótopo Inicial | Meia-Vida (anos) | Produto Final Estável |
|---|---|---|---|---|
| Urânio | Natural | $^{238}_{92}U$ | $4{,}47 \times 10^9$ | $^{206}_{82}Pb$ |
| Actínio | Natural | $^{235}_{92}U$ | $7{,}04 \times 10^8$ | $^{207}_{82}Pb$ |
| Tório | Natural | $^{232}_{90}Th$ | $1{,}41 \times 10^{10}$ | $^{208}_{82}Pb$ |
| Netúnio | | $^{237}_{93}Np$ | $2{,}14 \times 10^6$ | $^{209}_{83}Bi$ |

primeiro a observar reações nucleares, em 1919, usando fontes radioativas naturais para ter as partículas bombardeantes. Desde então, observaram-se milhares de reações nucleares depois do desenvolvimento dos aceleradores de partículas carregadas na década de 30. Com a tecnologia avançada dos dias de hoje no campo dos aceleradores de partículas e no dos detectores de partículas, é possível chegar a pelo menos 1.000 GeV = 1 TeV nas energias das partículas. Estas partículas de energia muito elevada são usadas para criar novas partículas cujas propriedades estão ajudando a resolver o mistério dos núcleos.

Consideremos uma reação na qual um núcleo alvo é bombardeado por uma partícula a, formando-se um núcleo Y e uma partícula b:

$$a + X \longrightarrow Y + b \qquad (45.24)$$

Escreve-se também esta reação de forma compacta

$$X(a, b)Y$$

Na seção anterior, o valor $Q$, ou energia de desintegração de um decaimento radioativo, foi definido como a energia libertada em conseqüência do processo de desintegração. Da mesma forma, definimos a **energia da reação** $Q$ associada a uma reação nuclear como *a energia total libertada em conseqüência da reação.* Mais especificamente, $Q$ é definido como

$$Q = (M_a + M_X - M_Y - M_b)c^2 \qquad (45.25)$$

Como exemplo, consideremos a reação $^7Li(p,\alpha)^4He$ ou

$$^1_1H + ^7_3Li \longrightarrow ^4_2He + ^4_2He$$

cujo valor $Q$ é 17,3 MeV. Esta reação foi observada, pela primeira vez, por Cockroft e Walton em 1930 usando partículas carregadas aceleradas. Uma reação como esta, que tem o $Q$ positivo, é denominada **exotérmica.** Depois da reação, esta energia residual aparece como um aumento da energia cinética de (Y,b). Isto é, a perda de massa do sistema é equilibrada pelo aumento da energia cinética das partículas finais. Uma reação com o $Q$ negativo é **endotérmica.** Uma reação endotérmica não ocorre a menos que a partícula projétil tenha uma energia cinética maior do que $Q$. A energia mínima necessária para a reação ocorrer é denominada **limiar de energia.**

A cinética das reações nucleares deve obedecer à lei da conservação do momento linear. Isto é, o momento linear total do sistema de partículas que interagem deve ser o mesmo antes e depois que a reação ocorrer. Esta circunstância admite que a única força que atua sobre as partículas reagentes é a respectiva força de interação mútua; isto é, não existem campos elétricos externos aceleradores presentes na região das partículas colidentes.

Se ocorrer uma reação nuclear na qual as partículas a e b sejam idênticas, de modo que X e Y também o sejam, a reação será um *evento de espalhamento.* Se a energia cinética for conservada em conseqüência desta reação (isto é, se $Q = 0$), o evento será um *espalhamento elástico.* Por outro lado, se $Q \neq 0$, a energia cinética não se conserva e o evento é um *espalhamento inelástico.* Esta terminologia é idêntica à que foi usada ao se tratar da colisão entre corpos macroscópicos.

Na Tabela 45.5 está uma listagem dos valores $Q$ medidos de várias reações nucleares que envolvem núcleos leves.

Numa reação nuclear, além da energia e do momento, também se conservam a carga total e o número total de núcleons. Por exemplo, consideremos a reação $^{19}F(p,\alpha)^{16}O$,

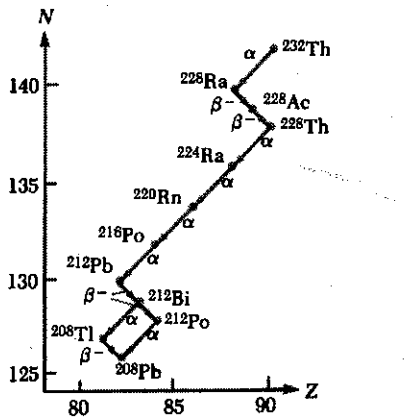



**Fig. 45.18** Os decaimentos sucessivos na série do $^{232}Th$.

**TABELA 45.5 Valores de Q em Reações Nucleares com Núcleos Leves**

| Reação[a] | Valor Medido de $Q$ (MeV) |
|---|---|
| $^{2}H(n,y)^{3}H$ | 6,257 ± 0,004 |
| $^{2}H(d,p)^{3}H$ | 4,032 ± 0,004 |
| $^{6}Li(p,\alpha)^{3}H$ | 4,016 ± 0,005 |
| $^{6}Li(d,p)^{7}Li$ | 5,020 ± 0,006 |
| $^{7}Li(p,n)^{7}Be$ | −1,645 ± 0,001 |
| $^{7}Li(p,\alpha)^{4}He$ | 17,337 ± 0,007 |
| $^{9}Be(n,y)^{10}Be$ | 6,810 ± 0,006 |
| $^{9}Be(y,n)^{8}Be$ | −1,666 ± 0,002 |
| $^{9}Be(d,p)^{10}Be$ | 4,585 ± 0,005 |
| $^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$ | 2,132 ± 0,006 |
| $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ | 2,793 ± 0,003 |
| $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ | 1,148 ± 0,003 |
| $^{12}C(n,y)^{13}C$ | 4,948 ± 0,004 |
| $^{13}C(p,n)^{13}N$ | −3,003 ± 0,002 |
| $^{14}N(n,p)^{14}C$ | 0,627 ± 0,001 |
| $^{14}N(n,y)^{15}N$ | 10,833 ± 0,007 |
| $^{18}O(p,n)^{18}F$ | −2,453 ± 0,002 |
| $^{19}F(p,\alpha)^{16}O$ | 8,124 ± 0,007 |

De C. W. Li, W. Whaling, W. A. Fowler e C. C. Lauritsen, *Physical Review* 83:512 (1951).
[a]Os símbolos n, p, d, α e γ denotam, respectivamente, o nêutron, o próton, o dêuteron, a partícula alfa e o fóton.

que tem o $Q$ igual a 8,124 MeV. Podemos mostrar esta reação de maneira mais explícita como

$$^{1}_{1}H + ^{19}_{9}F \longrightarrow ^{16}_{8}O + ^{4}_{2}He$$

Vemos que o número total de núcleons antes da reação (1 + 19 = 20) é igual ao número total de núcleons depois da reação (16 + 4 = 20). Além disso, a carga total ($Z = 10$) é a mesma, antes e depois da reação.

## RESUMO

Uma espécie nuclear pode ser representada por $^{A}_{Z}X$, onde $A$ é o **número de massa,** igual ao número total de núcleons, e $Z$ o **número atômico,** igual ao número total de prótons. O número total de nêutrons num núcleo é o **número de nêutrons** $N$, sendo $A = Z + N$. Os elementos com o mesmo $Z$ mas $A$ ou $N$ diferentes são denominados **isótopos.**

Admitindo que os núcleos sejam esféricos, os respectivos raios são dados por

$$r = r_0 A^{1/3} \tag{45.1}$$

onde $r_0 = 1{,}2$ fm (1 fm = $10^{-15}$m).

Os núcleos leves são mais estáveis quando o número de prótons for igual ao número de nêutrons. Os núcleos pesados são mais estáveis quando o número de nêutrons for maior que o de prótons. Além disso, os núcleos mais estáveis de todos têm os valores de $Z$ e de $N$ que são ambos pares. Os núcleos com estabilidade incomumente elevada têm o valor de $Z$ ou o de $N$ igual a 2, 8, 20, 28, 50, 82 e 126, e estes números são os **números mágicos.**

Os núcleos têm um momento angular do spin intrínseco de módulo $\sqrt{I(I+1)}\,\hbar$ onde $I$ é o **spin nuclear.** O momento magnético do núcleo é medido em termos do **magnéton nuclear** $\mu_n$, sendo

$$\mu_n = 5{,}05 \times 10^{-27}\ \text{J/T} \tag{45.3}$$

O próton tem o momento magnético de 2,7928 $\mu_n$ e o nêutron, o momento magnético de $-$ 1,9135 $\mu_n$. Quando um momento nuclear for colocado num campo magnético externo, o momento precessa em torno da direção do campo com uma freqüência proporcional ao campo.

A diferença de massa entre os núcleons separados e o núcleo composto constituído por estes núcleons, multiplicada por $c^2$, dá a **energia de ligação** $E_b$ do núcleo: $E_b = \Delta mc^2$. Podemos calcular a energia de ligação de qualquer núcleo $^A_Z$X mediante a expressão

$$E_b\ (\text{MeV}) = [Zm_H + Nm_n - M(^A_Z\text{X})] \times 931{,}50\ \text{MeV/u} \tag{45.4}$$

onde todas as massas são massas atômicas, $m_H$ é a massa do átomo de hidrogênio e $m_n$ a massa do nêutron.

Os núcleos são estáveis em virtude da **força nuclear forte** entre os núcleons. Esta força de curto alcance predomina sobre a força coulombiana repulsiva em distâncias menores que 2 fm e são quase independentes da carga.

O **modelo da gota líquida** para a estrutura nuclear trata os núcleons como se fossem moléculas numa gota de líquido. Neste modelo, as três principais contribuições que influenciam a energia de ligação do núcleo são o efeito volumar, o efeito superficial e a repulsão coulombiana. A soma destas contribuições leva a uma **fórmula semi-empírica da energia de ligação,** dada pela Eq. 45.5.

O **modelo das partículas independentes** para a estrutura nuclear, ou modelo de camadas, admite que cada núcleon se move numa órbita quantizada bem definida dentro do núcleo, num campo médio provocado pelos outros núcleons. A estabilidade de certos núcleons pode ser explicada por este modelo. Dois núcleons só colidirão quando a energia de cada estado, depois da colisão, corresponder à energia de estados nucleares permitidos, isto é, corresponder a um estado que não viole o princípio da exclusão.

O **modelo coletivo** do núcleo combina alguns aspectos do modelo da gota líquida e outros aspectos do modelo das partículas independentes. Tem muito êxito na descrição de vários fenômenos nucleares.

Uma substância radioativa pode sofrer decaimento por três processos de decaimento (desintegração): decaimento alfa, decaimento beta e decaimento gama. Uma partícula alfa é o núcleo $^4$He; uma partícula beta ou é um elétron ($\beta^-$) ou um pósitron ($\beta^+$); uma partícula gama é um fóton de alta energia.

Se um material radioativo contém $N_0$ núcleos radioativos no instante $t = 0$, o número de núcleos $N$ remanescentes depois de um tempo $t$ é dado por

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \tag{45.7}$$

onde $\lambda$ é a **constante de desintegração** ou **constante de decaimento**. A *taxa de decaimento* ou *atividade*, de uma substância radioativa é dada por

$$R = \left|\frac{dN}{dt}\right| = R_0 e^{-\lambda t} \tag{45.8}$$

onde $R_0 = \lambda N_0$ é a atividade no instante $t = 0$. A **meia-vida** $T_{1/2}$ se define como o tempo necessário para que a metade dos núcleos de uma amostra se desintegre e então

$$T_{1/2} = \frac{0{,}693}{\lambda} \tag{45.9}$$

A unidade de atividade é o **curie** (Ci), definido por 1 Ci = 3,7 $\times$ $10^{10}$ desintegrações/s. A unidade SI de atividade é o **becquerel** (Bq), definido como 1 desintegração/s.

O decaimento alfa pode ocorrer, segundo a mecânica quântica, porque alguns núcleos têm barreiras que podem ser penetradas pela partícula alfa (processo de tunelamento). Este processo é energeticamente mais favorável nos núcleos que têm um grande excesso de nêutrons. Um núcleo pode efetuar decaimento beta por duas maneiras. Pode emitir um elétron ($\beta-$) e um antineutrino ($\upsilon$) ou então um pósitron ($\beta^+$) e um neutrino ($\upsilon$). No processo de captura de elétron, o núcleo de um átomo absorve um dos elétrons orbitais (usualmente da camada K) e emite um neutrino. No decaimento gama, um núcleo num estado excitado decai para o estado fundamental e emite um raio gama.

As **reações nucleares** podem ocorrer quando um núcleo alvo X for bombardeado por uma partícula a, resultando daí um núcleo Y e uma partícula b:

$$\mathbf{a + X \longrightarrow Y + b} \quad \text{ou} \quad \mathbf{X(a, b)Y} \tag{45.24}$$

A energia libertada nesta reação, a **energia da reação** $Q$, é dada por

$$Q = (M_a + M_X - M_Y - M_b)c^2 \tag{45.25}$$

## QUESTÕES

1. Por que existem núcleos pesados instáveis?
2. Um próton precessa com a freqüência $\omega_p$ na presença de um campo magnético. Se a intensidade do campo magnético for duplicada, o que acontece com a freqüência da precessão?
3. Explicar a razão de os núcleos que estão fora da região de estabilidade, na Fig. 45.3, tenderem a ser instáveis.
4. Por que quase todos os isótopos de ocorrência natural estão *acima* da reta $N = Z$ da Fig. 45.3?
5. Imagine dois núcleos pesados X e Y com o mesmo número de massa. Se X tiver a maior energia de ligação, qual dos dois tenderá a ser mais instável?
6. Discuta as diferenças entre o modelo da gota líquida e o modelo das partículas independentes, para os núcleos.
7. Quantos são os valores possíveis de $I_z$ quando $I = 5/2$? Quantos serão possíveis quando $I = 3$?
8. Como pode um nêutron (que é eletricamente neutro) possuir um momento magnético?
9. Na ressonância magnética nuclear (rmn), se o campo magnético contínuo for aumentado, como o aumento afetará a freqüência do campo alternado que excita uma certa transição?
10. Qual modelo seria mais apropriado para prever o comportamento de um núcleo numa reação de fissão, o modelo da gota líquida ou o das partículas independentes? Qual teria mais êxito na previsão do momento magnético de um certo núcleo? Qual seria melhor para explicar o espectro de raios gama de um núcleo excitado?
11. Se a meia-vida de um núcleo for 1 ano, isto significa que todos os núcleos terão se desintegrado no fim de 2 anos? Explique.
12. Qual a fração de uma amostra radioativa que terá decaído depois de se terem passado duas meias-vidas?
13. Preparam-se duas amostras de um mesmo nuclídeo radioativo. A amostra A tem a atividade inicial duas vezes maior que a atividade inicial da amostra B. Qual a relação entre as meias-vidas de A e B? Depois de se terem passado cinco meias-vidas, qual a razão entre as atividades das duas amostras?
14. Explique por que as meias-vidas dos núcleos radioativos são essencialmente independentes da temperatura.
15. A meia-vida do núcleo $^{226}_{88}\mathrm{Ra}$ é cerca de $1{,}6 \times 10^3$ anos. Uma vez que o sistema solar tem 5 bilhões de anos de idade, como se pode explicar seja possível encontrar este núcleo na natureza?
16. Por que o elétron envolvido na reação

$$^{14}_{6}\mathrm{C} \rightarrow {}^{14}_{7}\mathrm{N} + \beta^-$$

se escreve $\beta^-$, enquanto o elétron envolvido na reação

$$^{7}_{4}\mathrm{Be} + {}_{-1}^{0}\mathrm{e} \rightarrow {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + \nu$$

se escreve $-^{0}_{1}e$?

17. Um nêutron livre sofre decaimento beta com meia-vida da ordem de 15 min. Um próton livre pode ter um decaimento semelhante?
18. Explique os detalhes da determinação da idade de uma amostra mediante a técnica da datação pelo carbono.
19. Qual a diferença entre um neutrino e um fóton?
20. O $Q$, na Eq. 45.25, representa a grandeza (massa final — massa inicial)$c^2$ ou representa a grandeza (massa inicial — massa final)$c^2$?
21. Usar as Eqs. 45.17 e 45.19 para explicar por que o neutrino deve ter o spin 1/2.
22. Se um núcleo como o $^{226}$Ra estiver inicialmente em repouso e emitir uma alfa, qual partícula tem mais energia cinética depois da desintegração, a partícula alfa ou o núcleo filho?
23. Um núcleo pode emitir partículas alfa com energias diferentes? Explique.
24. Explique por que muitos núcleos pesados sofrem desintegração alfa mas não emitem nêutrons ou prótons.
25. Se uma partícula alfa e um elétron tiverem a mesma energia cinética, qual das partículas sofrerá maior desvio ao passar por um campo magnético?
26. Se um filme fotográfico for mantido numa caixa fechada, as partículas alfa de uma fonte radioativa externa à caixa não impressionam o filme, mas as partículas beta podem impressioná-lo. Explique.
27. Escolha um processo de desintegração beta qualquer e mostre que a carga do neutrino deve ser nula.
28. Suponha que se pudesse mostrar que a intensidade dos raios cósmicos era há 10.000 anos muito maior que hoje. Como este fato iria afetar os valores estimados, nos dias de hoje, da idade de amostras antigas de materiais orgânicos?
29. Por que a datação pelo carbono não pode proporcionar estimativas exatas da idade de material muito antigo?
30. O elemento X tem diversos isótopos. O que têm estes isótopos em comum? Em que eles diferem?
31. Explicar as diferenças principais entre os raios alfa, beta e gama.
32. Quantos prótons há no núcleo $^{222}_{86}\mathrm{Rn}$? Quantos nêutrons? Quantos elétrons existirão no átomo neutro?

## PROBLEMAS

A Tabela 45.6 será útil em muitos problemas. Uma lista mais completa das massas atômicas aparece na Tabela A.3, no Apêndice A.

### Seção 45.1 Algumas Propriedades dos Núcleos

1. Achar o raio (a) do núcleo do $^{4}_{2}He$ e (b) do núcleo do $^{238}_{92}U$. (c) Qual a razão entre estes raios?
2. No Exemplo 45.2, achou-se que a densidade da matéria nuclear era aproximadamente $2{,}3 \times 10^{17}$kg/m$^3$. Qual a densidade em núcleons/fm$^3$? E em g/cm$^3$?
3. O núcleo comprimido de uma estrela, formado na onda de compressão de uma explosão de supernova, pode ser constituído por matéria nuclear pura e é um *pulsar* ou *estrela* de *nêutrons*. Calcular a massa de 10 cm$^3$ de um pulsar.
4. Qual seria a atração gravitacional de duas bolas (cada qual com o diâmetro de 4,3 cm) se fossem feitas de matéria nuclear e estivessem separadas por um metro de distância?
5. Na Tabela A.3, identifique os núcleos estáveis que correspondem aos números mágicos dados pela Eq. 45.2.
6. Considere o átomo de hidrogênio uma esfera com o raio igual ao raio de Bohr, $a_0$, e calcule o valor aproximado da razão entre a densidade nuclear e a densidade atômica.
7. A unidade unificada de massa u é exatamente 1/12 da massa de um átomo de $^{12}C$. Esta unidade foi adotada em 1961. Antes dessa data, usavam-se, em geral, duas unidades diferentes:

   u (escala física) = 1/16 da massa do $^{16}O$
   u (escala química) = 1/16 da massa média do oxigênio, levando em conta as abundâncias isotópicas relativas

   Calcular a diferença percentual entre a unidade de massa na escala atual e a unidade de massa da escala física antiga. Use os valores das massas atômicas da Tabela A.3 do Apêndice A.
8. Utilize a tabela de isótopos escolhidos, Tabela A.3, e só considere os núcleos estáveis. Identifique o número dos núcleos estáveis que pertencem aos quatro tipos seguintes: $Z$ par e $N$ par; $Z$ par e $N$ ímpar; $Z$ ímpar e $N$ par; e $Z$ ímpar e $N$ ímpar.
9. Certas estrelas, no final da vida, talvez sofram um colapso no qual os prótons e elétrons se combinam e se forme uma estrela de nêutrons. Esta estrela poderia ser imaginada como um núcleo atômico gigantesco. Se uma estrela com a massa do Sol ($M = 1{,}99 \times 10^{30}$kg) se transformasse numa estrela de nêutrons ($m_n = 1{,}67 \times 10^{-27}$kg), qual seria o raio desta estrela? (*Sugestão:* $r = r_0 A^{1/3}$.)

**TABELA 45.6 Algumas Massas Atômicas**

| Elemento | Massa Atômica (u) | Elemento | Massa Atômica (u) |
|---|---|---|---|
| $^{4}_{2}He$ | 4,002603 | $^{27}_{13}Al$ | 26,981541 |
| $^{7}_{3}Li$ | 7,016004 | $^{30}_{15}P$ | 29,978310 |
| $^{9}_{4}Be$ | 9,012182 | $^{40}_{20}Ca$ | 39,962591 |
| $^{10}_{5}B$ | 10,012938 | $^{42}_{20}Ca$ | 41,95863 |
| $^{12}_{6}C$ | 12,000000 | $^{43}_{20}Ca$ | 42,958770 |
| $^{13}_{6}C$ | 13,003355 | $^{56}_{26}Fe$ | 55,934939 |
| $^{14}_{7}N$ | 14,003074 | $^{64}_{30}Zn$ | 63,929145 |
| $^{15}_{7}N$ | 15,000109 | $^{64}_{29}Cu$ | 63,929599 |
| $^{15}_{8}O$ | 15,003065 | $^{93}_{41}Nb$ | 92,906378 |
| $^{17}_{8}O$ | 16,999131 | $^{197}_{79}Au$ | 196,966560 |
| $^{18}_{8}O$ | 17,999159 | $^{202}_{80}Hg$ | 201,970632 |
| $^{18}_{9}F$ | 18,000937 | $^{216}_{84}Po$ | 216,001790 |
| $^{20}_{10}Ne$ | 19,992439 | $^{220}_{86}Rn$ | 220,011401 |
| $^{23}_{11}Na$ | 22,989770 | $^{234}_{90}Th$ | 234,043583 |
| $^{23}_{12}Mg$ | 22,994127 | $^{238}_{92}U$ | 238,050786 |

**10.** A freqüência de Larmor é

$$f = \frac{\Delta E}{h} = \frac{2\mu B}{h}$$

Calcular a freqüência da onda de rádio na qual ocorre a absorção ressonante (a) por um nêutron livre num campo magnético de 1 T, (b) pelos prótons livres num campo magnético de 1 T e (c) pelos prótons livres no campo magnético terrestre, num local onde a intensidade do campo for 50 $\mu$T.

**11.** Mostrar que $e^2/4\pi\epsilon_0 = 1{,}440$ MeV·fm. (Esta equivalência é cômoda para se efetuarem cálculos.)

**12.** Qual deve ser a energia cinética de uma partícula alfa (carga $= 2 \times 1{,}6 \times 10^{-19}$C) para que ela se aproxime a $10^{-14}$ m de um núcleo de ouro? (Carga do núcleo $= 79 \times 1{,}6 \times 10^{-19}$C.)

**13.** (a) Usar métodos baseados na energia para calcular a menor distância entre uma partícula alfa, com a energia inicial de 0,5 MeV, e um núcleo de ouro ($^{197}$Au) em repouso, numa colisão frontal entre as duas partículas. (Admita que o núcleo de ouro fica em repouso durante a colisão.) (b) Qual a velocidade inicial mínima que deve ter a partícula alfa para atingir a distância de 300 fm?

### Seção 45.2 Energia de Ligação

**14.** Calcular a energia de ligação por núcleon do (a) $^2$H, (b) $^4$He, (c) $^{56}$Fe e (d) $^{238}$U.

**15.** No Exemplo 45.3, a energia de ligação do dêuteron foi calculada como 2,224 MeV. Isto corresponde a 1,112 MeV/núcleon. Qual a energia de ligação por núcleon do isótopo mais pesado do hidrogênio, o $^3$H (denominado *trítio*)?

**16.** Com o valor da massa atômica do $^{56}_{26}$Fe dado na Tabela 45.6, achar a energia de ligação. Depois, calcular a energia de ligação por núcleon e comparar o resultado com o que está na Fig. 45.7.

**17.** O $^{60}_{28}$Ni tem a massa atômica 59,930789 u. (a) Qual a massa *nuclear*? (b) Qual a energia de ligação por núcleon? Este núcleo é um núcleo com ligações fortes ou fracas?

**18.** (a) Pela Fig. 45.8, estimar a energia potencial eletrostática devida a repulsão coulombiana entre dois prótons em contato. (b) Comparar o valor achado à energia de repouso do elétron.

**19.** Um par de núcleos com $Z_1 = N_2$ e $Z_2 = N_1$ são *isóbaros especulares* (os números atômicos e os números de nêutrons são permutáveis). As medições da energia de ligação destes núcleos podem ser usadas para se ter evidência da independência das forças nucleares diante das cargas (isto é, as forças próton-próton, próton-nêutron e nêutron-nêutron são aproximadamente iguais). Calcular a diferença de energia de ligação dos dois núcleos especulares $^{15}_{8}$O e $^{15}_{7}$N.

**20.** Calcular a energia de ligação, por núcleon, do (a) $^{20}_{10}$Ne, (b) $^{40}_{20}$Ca, (c) $^{93}_{41}$Nb e (d) $^{197}_{79}$Au.

**21.** Calcular a energia mínima necessária para remover um nêutron do núcleo $^{43}_{20}$Ca.

**22.** Dois isótopos que têm o mesmo número de massa são *isóbaros*. Calcular a diferença de energia de ligação por núcleon dos isóbaros $^{23}_{11}$Na e $^{23}_{12}$Mg. Como se explica a diferença?

**23.** O isótopo $^{139}_{57}$La é um isótopo estável do lantânio. Um isóbaro (ver o Problema 22) deste isótopo do lantânio, o $^{139}_{59}$Pr, está acima da linha dos núcleos estáveis na Fig. 45.3 e decai por emissão de $\beta^+$. Outro isóbaro radioativo do $^{139}$La, o $^{139}_{55}$Cs, decai por emissão de $\beta^-$ e está localizado abaixo da linha dos núcleos estáveis na Fig. 45.3. (a) Qual entre estes três isóbaros tem a maior razão entre nêutrons e prótons? (b) Qual deles tem a maior energia de ligação por núcleon? (c) Qual dos dois núcleos radioativos ($^{139}$Pr e $^{139}$Cs) será provavelmente o mais pesado?

### Seção 45.3 Modelos Nucleares

**24.** (a) No modelo da gota líquida para a estrutura nuclear, por que o termo do efeito superficial $-C_2A^{2/3}$ tem o sinal negativo? (b) A energia de ligação do núcleo cresce quando a razão entre o volume e a superfície do núcleo cresce. Calcular esta razão numa forma cúbica e numa forma esférica e explicar qual das duas é mais plausível para o núcleo.

**25.** Usando o gráfico da Fig. 45.7, estimar a energia que será libertada quando um núcleo de número de massa 200 for dividido em dois núcleos cada qual com o número de massa 100.

**26.** Usar a Eq. 45.5 e os valores dados de $C_1$, $C_2$, $C_3$ e $C_4$ para calcular a energia de ligação, por núcleon, nos isóbaros $^{64}_{29}$Cu e $^{64}_{30}$Zn.

**27.** (a) Usar a Eq. 45.5 para calcular a energia de ligação do $^{56}_{26}$Fe. (b) Qual a contribuição percentual de cada um dos quatro termos para a energia de ligação?

### Seção 45.4 Radioatividade

**28.** Quanto tempo deve decorrer para que 90% de uma amostra radioativa de $^{72}_{33}$As desapareçam, conforme a indicação da sua atividade? A meia-vida do $^{72}_{33}$As é 26 h.

**29.** Uma amostra radioativa contém $10^{15}$ átomos e tem a atividade $6{,}00 \times 10^{11}$Bq. Qual a meia-vida do material radioativo?

**30.** A meia-vida do iodo 131 radioativo é oito dias. Achar o número de núcleos de $^{131}$I necessários para produzir uma amostra com a atividade de 1,0 $\mu$Ci.

**31.** Uma amostra recém-preparada de um certo isótopo radioativo tem a atividade de 10 mCi. Depois de 4 h, a atividade é 8 mCi. (a) Achar a constante de desintegração e a meia-vida do isótopo. (b) Quantos átomos do isótopo estavam na amostra recém-preparada? (c) Qual será a atividade da amostra 30 h depois de preparada?

**32.** Uma fonte radioativa, com a meia-vida de 1,04 s, tem uma atividade inicial de $10^4$ desintegrações/s. Determinar o número de núcleos instáveis presentes na amostra depois de 1,7 s.

**33.** Uma amostra de material radioativo se diz *livre de portadores* quando não contém isótopos estáveis do elemento radioativo. Calcular a massa do estrôncio numa amostra de 5 mCi de $^{90}$Sr, cuja meia-vida é 28,8 anos.

**34.** Determinar a atividade (taxa de desintegração) de 1 g de $^{60}$Co. A meia-vida do $^{60}$Co é 5,24 anos.

**35.** Uma solução estoque de laboratório é preparada com uma atividade inicial do $^{24}$Na de 2,5 mCi/ml. Desta solução, 10

ml são diluídos (no instante $t_0 = 0$) a 250 ml. Depois de 48 h, a atividade de uma alíquota de 5 ml desta segunda solução é medida num contador. Qual a atividade medida? (*Observação:* 1 ml = 1 mililitro.)

**36.** Tomando como ponto de partida a Eq. 45.8, deduza as seguintes expressões úteis da constante de desintegração e da meia-vida:

$$\lambda = \frac{1}{t}\ln\left(\frac{R_0}{R}\right) \qquad T_{1/2} = \frac{(\ln 2)t}{\ln(R_0/R)}$$

**37.** O isótopo radioativo $^{198}$Au tem meia-vida de 64,8 h. Uma amostra com este isótopo tem a atividade inicial ($t = 0$) de 40 $\mu$Ci. Calcular o número de núcleos que decairão no intervalo de tempo que vai de $t_1 = 10$ h até $t_2 = 12$ h.

### Seção 45.5 Os Processos de Decaimento

**38.** Identificar o nuclídeo faltante (X) em cada uma das seguintes reações:

(a) $X \longrightarrow {}^{65}_{28}Ni + \gamma$

(b) ${}^{215}_{84}Po \longrightarrow X + \alpha$

(c) $X \longrightarrow {}^{55}_{26}Fe + \beta^+ + \nu$

(d) ${}^{109}_{48}Cd + X \longrightarrow {}^{109}_{47}Ag + \nu$

(e) ${}^{14}N(\alpha, X){}^{17}O$

**39.** Achar a energia libertada na desintegração alfa do ${}^{238}_{92}U$:

$${}^{238}_{92}U \longrightarrow {}^{234}_{90}Th + {}^{4}_{2}He$$

As seguintes massas atômicas serão úteis:

$$M({}^{238}_{92}U) = 238{,}050786 \text{ u}$$
$$M({}^{234}_{90}Th) = 234{,}043583 \text{ u}$$
$$M({}^{4}_{2}He) = 4{,}002603 \text{ u}$$

**40.** Uma amostra viva de material orgânico, em equilíbrio com a atmosfera, contém um átomo de $^{14}$C (meia-vida 5.730 anos) para cada $7{,}7 \times 10^{11}$ átomos de carbono estáveis. Uma amostra arqueológica de madeira (celulose, $C_{12}H_{22}O_{11}$) contém 21,0 mg de carbono. Quando a amostra é colocada dentro de um contador beta, que tem a eficiência de 88%, são registradas 837 desintegrações em uma semana. Admitindo que o fluxo de raios cósmicos e que a atmosfera terrestre não se tenham modificado apreciavelmente desde a época da formação da amostra, achar a idade desta amostra.

**41.** Efetue os cálculos para verificar a exatidão do fator de conversão na Eq. 45.14. Além da definição do valor de u, serão necessárias as seguintes constantes: $c = 2{,}99793 \times 10^8$m/s e $e = 1{,}60219 \times 10^{-19}$C.

**42.** Calcular a energia libertada no decaimento alfa do $^{210}$Po.

**43.** Um núcleo de $^{239}$Pu, em repouso, sofre uma desintegração alfa e deixa como produto um núcleo de $^{235}$U no estado fundamental. Determinar a energia cinética da partícula alfa.

**44.** Determinar quais, entre as desintegrações sugeridas, podem ocorrer espontaneamente:

(a) ${}^{40}_{20}Ca \longrightarrow {}^{0}_{1}\beta + {}^{40}_{19}K$

(b) ${}^{98}_{44}Ru \longrightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{94}_{42}Mo$

(c) ${}^{144}_{60}Nd \longrightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{140}_{58}Ce$

**45.** Começando pelo ${}^{235}_{92}U$, observa-se a seguinte seqüência de desintegrações, que termina no isótopo estável ${}^{207}_{82}Pb$ (Fig. 45.19). Completar cada quadrado com o símbolo do isótopo correspondente.

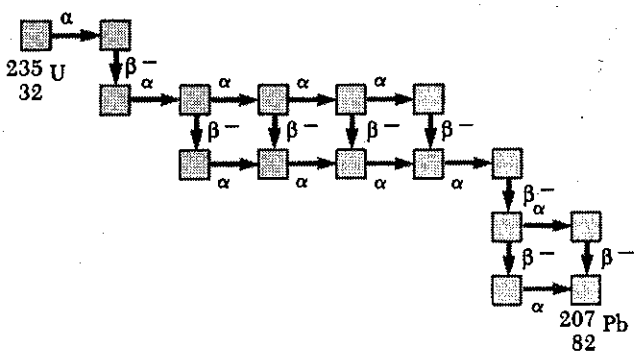



**Fig. 45.19** (Problema 45).

**46.** Mostrar que o decaimento $\beta^-$ do $^{255}$Md não pode ocorrer.

***47.*** O núcleo $^{15}$O decai por captura de elétron. Escrever (a) o processo nuclear básico e (b) o processo de decaimento em termos dos átomos neutros. (c) Determinar a energia do neutrino. Desprezar o recuo do núcleo residual.

### Seção 45.7 Reações Nucleares

**48.** A seguinte reação, observada pela primeira vez em 1930, levou à descoberta do nêutron por Chadwick:

$${}^{9}_{4}Be(\alpha, n){}^{12}_{6}C$$

Calcular o $Q$ desta reação.

**49.** A seguinte reação (observada em 1934) foi a primeira reação conhecida em que o núcleo produto era radioativo:

$${}^{27}_{13}Al(\alpha, n){}^{30}_{15}P$$

Calcular o $Q$ desta reação.

***50.*** Determinar o $Q$ associado à fissão espontânea do $^{236}$U nos fragmentos $^{90}$Rb e $^{143}$Cs, cujas massas são 89,914811 u e 142,927220 u, respectivamente. As massas das outras partículas reagentes estão no Apêndice A.

**51.** Mostrar que as duas reações seguintes, uma o inverso da outra, têm o mesmo *valor absoluto* de $Q$:

$${}^{10}_{5}B(\alpha, p){}^{13}_{6}C \qquad \text{e} \qquad {}^{13}_{6}C(p, \alpha){}^{10}_{5}B$$

***52.*** O ouro natural só tem um isótopo, o ${}^{197}_{79}Au$. Se o ouro natural for irradiado por um fluxo de nêutrons lentos, haverá

emissão de partículas $\beta^-$. (a) Escrever as equações apropriadas. (b) Calcular a energia máxima das partículas beta emitidas. A massa do $^{198}_{80}Hg$ é 197,96675 u.

**53.** Com as reações apropriadas e os valores de $Q$ da Tabela 45.5, calcular a massa do $^{8}Be$ e do $^{10}Be$ em unidades de massa atômica, com quatro casas decimais.

## PROBLEMAS ADICIONAIS

**54.** (a) Qual a fração do volume, num tanque que contém hidrogênio ($H_2$) gasoso em CNTP, que é ocupada pelas moléculas? Admita que cada átomo de hidrogênio seja uma esfera com 1 Å de diâmetro e que uma molécula de hidrogênio é constituída por duas destas esferas em contato. (b) Qual a fração do volume no interior de um átomo de hidrogênio ocupado pelo seu núcleo?

**55.** O cobre natural é constituído por dois isótopos estáveis, o $^{63}Cu$ e o $^{65}Cu$. Qual a abundância relativa de cada um deles? O peso atômico do cobre é 63,55 e as massas dos dois isótopos são 62,95 u e 64,95 u.

**56.** (a) A primeira transmutação nuclear foi conseguida em 1919 por Rutherford, que bombardeou átomos de nitrogênio com partículas alfa emitidas pelo isótopo $^{214}Bi$. A reação é

$$^{4}_{2}He + ^{14}_{7}N \longrightarrow ^{17}_{8}O + ^{1}_{1}H$$

Qual o valor $Q$ da reação? Qual o limiar de energia? (b) A primeira reação nuclear com partículas de um acelerador de partículas foi feita por Cockroft e Walton. Neste caso, foram usados prótons acelerados para bombardear núcleos de lítio, provocando a seguinte reação

$$^{1}_{1}H + ^{7}_{3}Li \longrightarrow ^{4}_{2}He + ^{4}_{2}He$$

Em virtude de as massas das partículas envolvidas na reação serem bem conhecidas, estes resultados foram usados para se ter uma das primeiras provas da relação massa-energia de Einstein. Calcular o valor $Q$ desta reação.

**57.** (a) Um método de produzir nêutrons para fins experimentais baseia-se no bombardeamento de núcleos leves pelas partículas alfa. Em uma certa montagem, as partículas alfa emitidas pelo polônio incidem sobre núcleos de berílio e este resultado é a produção de nêutrons:

$$^{4}_{2}He + ^{9}_{4}Be \longrightarrow ^{12}_{6}C + ^{1}_{0}n$$

Qual o $Q$ desta reação? (b) Os nêutrons também são muitas vezes produzidos em pequenos aceleradores de partículas. Numa certa experiência, são acelerados dêuterons ($^{2}H$) num gerador van de Graaf para bombardear outros núcleos de deutério, provocando a seguinte reação:

$$^{2}_{1}H + ^{2}_{1}H \longrightarrow ^{3}_{2}He + ^{1}_{0}n$$

Esta reação é exotérmica ou endotérmica? Calcular o seu $Q$.

**58.** Durante 12 horas, mediu-se a atividade de uma amostra de material radioativo, e foram obtidas as seguintes atividades *líquidas* nos instantes indicados:

| Tempo (h) | Taxa de Contagem (impulsos/min) |
|---|---|
| 1 | 3.100 |
| 2 | 2.450 |
| 4 | 1.480 |
| 6 | 910 |
| 8 | 545 |
| 10 | 330 |
| 12 | 200 |

(a) Plotar a curva de atividade num papel semilog. (b) Determinar a constante de desintegração e a meia-vida dos núcleos radioativos da amostra. (c) Qual a taxa de contagem que você esperaria para a amostra no instante $t = 0$? (d) Admitindo que a eficiência do instrumento de contagem seja 10%, calcular o número de átomos radioativos na amostra, no instante $t = 0$.

**59.** Em alguns reatores nucleares forma-se o isótopo $^{239}_{94}Pu$, que é alfa-emissor com meia-vida de 24.000 anos:

$$^{239}_{94}Pu \longrightarrow ^{235}_{92}U + \alpha$$

Considere uma amostra de 1 kg de $^{239}_{94}Pu$ puro, no instante $t = 0$. Calcular (a) o número de núcleos de $^{239}_{94}Pu$ presentes no instante $t = 0$ e (b) a atividade inicial na amostra. (c) Durante quanto tempo a amostra deve ser guardada para que tenha um nível de atividade "seguro" de apenas 0,1 Bq?

**60.** Um pedaço de carvão tem massa de 25 g e tem cerca de 25.000 anos de idade. (a) Determinar o número de desintegrações por minuto que devem ocorrer nesta amostra. (b) Se o ruído de fundo radioativo, no contador, for de 20 impulsos/min, e se a eficiência de contagem for 100%, explique por que o tempo de 25.000 anos está no limite da possibilidade de datação pela técnica do carbono 14.

**61.** Um grande reator nuclear de potência produz cerca de 3.000 MW de potência térmica no seu cerne. Três meses depois de o reator estar inativo, a potência térmica no seu interior ainda é 10 MW, em virtude de processos radioativos. Admitindo que cada desintegração liberte 1 MeV de energia para a potência térmica, estimar a atividade no interior do reator, em becqueréis, três meses depois de o reator estar inativo.

**62.** Numa rocha lunar, o teor de $^{87}Rb$ foi determinado como $1,82 \times 10^{10}$ átomos por grama do material. Numa amostra da mesma rocha, o teor medido de $^{87}Sr$ foi $1,07 \times 10^{9}$ átomos por grama. (a) Determinar a idade da rocha. (b) O material da rocha pode ser muito mais antigo? Quais as hipóteses implícitas no método de datação radioativa? (O decaimento relevante é $^{87}Rb \rightarrow ^{87}Sr + e^-$. A meia-vida desta desintegração é $4,8 \times 10^{10}$ anos.)

**63.** Além dos núcleos radioativos que pertencem às séries radioativas naturais, existem diversos outros núcleos radioativos que também ocorrem naturalmente. Um destes é o $^{147}Sm$, que tem abundância natural de 15% e tem a meia-vida de $1,3 \times 10^{10}$ anos. Calcular o número de desintegrações por segundo e por grama (devidas a este isótopo) numa amostra de samário natural. O peso atômico do samário é 150,4. (A atividade por unidade de massa de uma amostra é a *atividade específica*.)

**64.** (a) Por que o seguinte decaimento beta é proibido para um próton livre:

$$p \longrightarrow n + \beta^+ + \nu$$

(b) Por que a mesma reação é possível para um próton ligado num núcleo? Por exemplo, a seguinte reação nuclear ocorre:

$$^{13}_{7}N \longrightarrow {}^{13}_{6}C + \beta^+ + \nu$$

(c) Qual a energia libertada na reação mencionada em (b)? [As massas são $m(\beta^+) = 0{,}000549$ U, $M(^{13}C) = 13{,}003355$ u e $M(^{13}N) = 13{,}005739$ u.]

**65.** (a) Achar o raio do núcleo $^{12}_{6}C$. (b) Achar a força de repulsão entre um próton na superfície do núcleo $^{12}_{6}C$ e os cinco prótons restantes. (c) Qual o trabalho (em MeV) que deve ser feito para superar esta repulsão eletrostática e colocar o último próton no interior do núcleo? (d) Repetir (a), (b) e (c) com o $^{238}_{92}U$.

**66.** Qual a atividade, em desintegrações/min·g, que se pode esperar em amostras de carbono de ossos que tenham 2.000 anos? (Observar, pelo Exemplo 45.9, que a razão entre o $^{14}C$ e o $^{12}C$, nos organismos vivos, é igual a $1{,}3 \times 10^{-12}$.)

**67.** Considere um átomo de hidrogênio com o elétron no estado $1s$. O campo magnético, no núcleo, provocado pelo elétron, tem valor 12,5 T (ver o Problema 47, Cap. 42). O próton pode ter o seu momento magnético alinhado em uma de duas direções perpendiculares ao plano da órbita do elétron. Em virtude da interação do momento magnético do próton com o momento magnético do elétron, haverá uma diferença de energia entre os estados com as duas orientações diferentes do momento magnético do próton. Achar a diferença de energia em eV.

**68.** Suponha que um elétron esteja no interior de um núcleo com diâmetro de $10^{-14}$m. Determinar, aproximadamente, a energia (em MeV) que este elétron pode ter. Usar o princípio da incerteza e tomar a incerteza na posição como o diâmetro do núcleo e a incerteza no momento como o próprio momento. A sua resposta deve justificar o uso da aproximação relativística $E = pc$. (Uma vez que os elétrons emitidos no decaimento beta raramente têm energia superior a 1 MeV, o princípio da incerteza apóia a hipótese de inexistência de elétrons no núcleo.)

**69.** Reações com o carbono são poderosas reações nucleares que temporariamente estilhaçam os cernes de estrelas maciças, no final das vidas estelares. Estas reações são fusões do carbono, que exigem uma temperatura da ordem de $6 \times 10^8$K para superar a forte repulsão coulombiana entre os núcleos de carbono. (a) Estimar a barreira de energia à fusão, usando a temperatura mencionada para a fusão. (Em outras palavras, qual a energia cinética de um núcleo de carbono a $6 \times 10^8$K?) (b) Calcular a energia (em MeV) libertada em cada uma das seguintes reações de "queima de carbono".

$$^{12}C + {}^{12}C \longrightarrow {}^{20}Ne + {}^{4}He$$

$$^{12}C + {}^{12}C \longrightarrow {}^{24}Mg + \gamma$$

(c) Calcular a energia (em kWh) emitida quando houver a fusão completa de 2 kg de carbono, de acordo com a primeira reação.

**70.** Quando um material for irradiado por nêutrons, há uma produção contínua de átomos radioativos e estes átomos decaem de acordo com a respectiva meia-vida. (a) Se os átomos radioativos forem produzidos a uma taxa constante $R$, e se o respectivo decaimento for governado pela lei do decaimento radioativo, mostrar que o número de átomos radioativos acumulados depois de um tempo $t$ de irradiação é

$$N = \frac{R}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t})$$

(b) Qual o número máximo de átomos radioativos que podem ser produzidos?

**71.** Muitos radioisótopos têm importantes aplicações industriais, ou médicas ou científicas. Um destes é o $^{60}Co$, que tem meia-vida de 5,2 anos e decai pela emissão de uma partícula beta (energia de 0,31 MeV) e dois gamas (energias 1,17 MeV e 1,33 MeV). Um cientista deseja preparar uma fonte selada de $^{60}Co$ que tenha uma atividade de pelo menos 10 Ci depois de 30 meses de uso. (a) Qual a massa inicial mínima do $^{60}Co$? (b) A que taxa esta fonte emitirá energia, depois de 30 meses?

**72.** Considere um modelo de núcleo no qual uma carga positiva ($Ze$) está uniformemente distribuída numa esfera de raio $R$. Pela integração da densidade de energia, $\epsilon_0 E^2/2$, sobre todo espaço, mostrar que a energia eletrostática pode ser escrita como

$$U = \frac{3Z^2e^2}{20\pi\epsilon_0 R}$$

**73.** Os "nêutrons livres" têm uma meia-vida característica de 12 min. Qual a fração de um grupo de nêutrons livres, com energia térmica (0,04 eV), que decairá antes de cobrir uma distância de 10 km?

**74.** Quando, depois de uma reação ou de uma perturbação qualquer, um núcleo fica num estado excitado, ele retorna ao estado normal (fundamental) pela emissão de um fóton de raio gama (ou de vários fótons). Este processo está ilustrado pela Eq. 45.21. O núcleo emissor deve recuar a fim de haver a conservação da energia e do momento. (a) Mostrar que a energia de recuo do núcleo é dada por

$$E_r = \frac{(\Delta E)^2}{2Mc^2}$$

onde $\Delta E$ é a diferença de energia entre o estado excitado e o estado fundamental de um núcleo de massa $M$. (b) Calcular a energia de recuo do núcleo de $^{57}Fe$ quando ele decair por emissão de gama do estado excitado de 14,4 keV. Para este cálculo, tome a massa como 57 u. (*Sugestão:* Ao escrever a equação da conservação da energia, use $(Mv)^2/2M$ como a energia cinética do núcleo no recuo. Admita também que $hf \ll Mc^2$ e use o desenvolvimento do binômio.)

**75.** O decaimento de um núcleo instável, por emissão de alfa, é representado pela Eq. 45.10. A energia de desintegração $Q$ é dada pela Eq. 45.13. Esta energia deve ser compartilhada pela partícula alfa e o pelo núcleo filho, a fim de se conservarem a energia e o momento no processo de decaimento.

(a) Mostrar que $Q$ e $K_\alpha$, a energia cinética da partícula alfa, estão relacionados por

$$Q = K_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M}\right)$$

onde $M$ é a massa do núcleo filho. (b) Usar o resultado de (a) para calcular a energia da partícula alfa emitida na desintegração do $^{226}$Ra. (Ver o exemplo 45.8 para o cálculo de $Q$.)

*76.* Considere a reação da fusão deutério-trítio com o núcleo de trítio em repouso:

$$^{2}_{1}\text{H} + ^{3}_{1}\text{H} \longrightarrow ^{4}_{2}\text{He} + ^{1}_{0}\text{n}$$

(a) Pela Eq. 45.1, estimar a distância necessária de aproximação mínima. (b) Qual a energia potencial coulombiana (em eV) a esta distância? (c) Se o dêuteron tem apenas a energia para atingir a distância de maior aproximação, quais as velocidades finais do núcleo do deutério e do núcleo do trítio, em termos da velocidade inicial do dêuteron, $v_0$? (*Sugestão:* neste ponto, os dois núcleos têm uma velocidade comum, igual à velocidade do centro de massa.) (d) Usar os métodos de energia a fim de achar a energia inicial mínima do dêuteron para provocar a fusão. (e) Por que a reação de fusão ocorre numa energia do dêuteron muito mais baixa que a calculada em (d)?

*77.* O estado fundamental do $^{93}_{43}$Tc (massa atômica 92,9102) decai por captura de elétron e $\beta^+$ a níveis de energia do núcleo filho (massa atômica, no estado fundamental, 92,9068) em 2,44 MeV, 2,03 MeV, 1,48 MeV e 1,35 MeV. (a) Para quais destes níveis é permitida a captura de elétron ou a emissão $\beta^+$? (b) Identificar o núcleo filho e fazer o esquema do decaimento, admitindo que todos os estados excitados se desexcitem por decaimento gama direto ao estado fundamental.

**78.** O isótopo $^{25}_{11}$Na decai por emissão $\beta^-$ (energia de desintegração = 4,83 MeV; $T_{1/2}$ = 60,3 s) para o estado fundamental do $^{25}_{12}$Mg. São emitidos, também, os seguintes raios gama: 0,40 MeV, 0,58 MeV, 0,98 MeV, 1,61 MeV. O gama de 0,40 MeV é o primeiro raio gama de uma cascata em duas etapas até o estado fundamental do $^{25}_{12}$Mg. Todos os outros raios gama levam diretamente de um estado excitado até o estado fundamental. Construir o esquema do decaimento.

*79.* O potássio, tal como ocorre na natureza, inclui o isótopo radioativo, $^{40}$K, que tem meia-vida de $1{,}27 \times 10^9$ anos e abundância relativa de 0,0012%. Este isótopo decai por dois diferentes processos: 89% por emissão $\beta^-$ e 11% por emissão $\beta^+$. Calcular a atividade total, em Bq, associada a 1 kg de KCl e *devida à emissão* $\beta^-$.

*80.* Quando a reação nuclear representada pela Eq. 45.24 for endotérmica, a energia de desintegração $Q$ é negativa. A fim de a reação ocorrer, a partícula projétil tem que ter uma energia mínima, o *limiar de energia*, $E_{le}$. Uma fração da energia da partícula incidente se transfere para o núcleo composto a fim de conservar o momento. Portanto, $E_{le}$ deve ser maior do que $Q$. (a) Mostrar que

$$E_{le} = -Q\left(1 + \frac{M_a}{M_X}\right)$$

(b) Calcular o limiar de energia da partícula alfa incidente na reação

$$^{4}_{2}\text{He} + ^{14}_{7}\text{N} \longrightarrow ^{17}_{8}\text{O} + ^{1}_{1}\text{H}$$

*81.* Durante a fabricação de uma peça de aço, incorpora-se ferro radioativo ($^{59}$Fe) a 0,2 kg da massa total. A peça é colocada numa montagem de ensaio e a atividade deste isótopo é 20 $\mu$Ci. Depois de um ensaio de 1.000 h, o óleo removido da peça tem $^{59}$Fe suficiente para provocar 800 desintegrações/min por litro de óleo. O volume total de óleo na máquina de ensaio era de 6,5 litros. Calcular a massa total perdida pela peça por hora de ensaio. (A meia-vida do $^{59}$Fe é 45,1 dias.)

△ *82.* A atividade de uma amostra radioativa é medida a intervalos de 10 s, começando as medidas em $t = 0$. São obtidos os seguintes resultados, em impulsos por segundo: 1.137, 861, 653, 495, 375, 284, 215, 163. (c) Plotar estes dados num papel de gráfico semilog e determinar a reta de melhor ajuste. (b) Pelo gráfico, determinar a meia-vida do material da amostra.

△ *83.* A atividade de uma amostra radioativa é medida em intervalos de 1 min, começando em $t = 0$. São obtidos os seguintes dados (em impulsos por segundo): 260, 160, 101, 72, 35, 24, 13, 10, 6, 4. (a) Plotar estes dados num papel de gráfico semilog e traçar a reta de melhor ajuste. Determinar, com dois algarismos significativos, (b) a meia-vida desta amostra e (c) a constante de desintegração.

△**84.** *Determinação, em classe, da meia-vida do* $^{137}$Ba. O isótopo radioativo do bário ($^{137}$Ba) tem uma meia-vida relativamente curta e pode ser facilmente extraído de uma solução que contém césio radioativo ($^{137}$Cs). Este isótopo do bário é usado comumente nos laboratórios de ensino, para demonstração da lei exponencial do decaimento. Os dados da Fig. 45.20 foram obtidos por um estudante, com equipamento experimental modesto. Determinar a meia-vida do decaimento do $^{137}$Ba, usando estes dados.

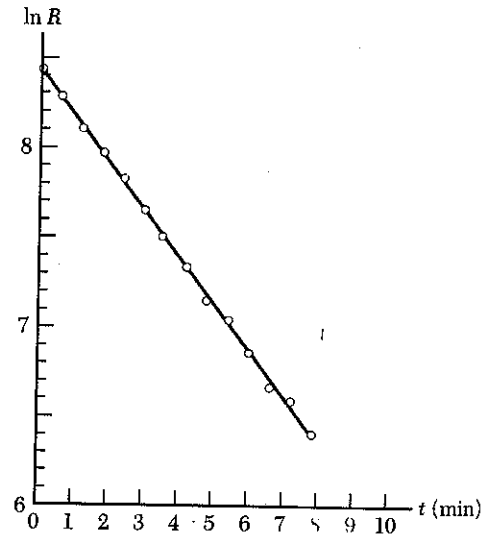



**Fig. 45.20** (Problema 84).