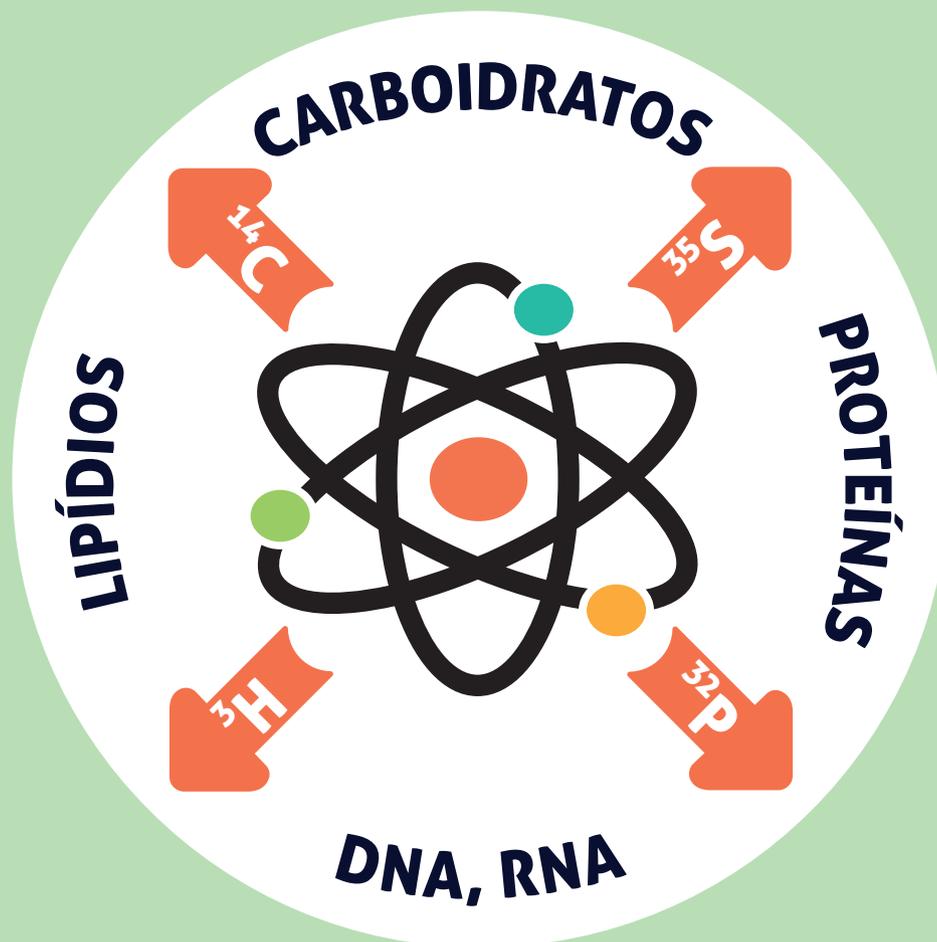


ADELAR BRACHT
LÍVIA BRACHT
JURANDIR FERNANDO COMAR
ROSANE MARINA PERALTA
ANACHARIS BABETO DE SÁ-NAKANISHI

RADIOISÓTOPOS EM BIOQUÍMICA

Teoria e prática



Blucher

Adelar Bracht
Lívia Bracht
Jurandir Fernando Comar
Rosane Marina Peralta
Anacharis Babeto de Sá-Nakanishi

RADIOISÓTOPOS EM BIOQUÍMICA

Teoria e prática

Radioisótopos em Bioquímica: teoria e prática

© 2022 Adelar Bracht; Livia Bracht; Jurandir Fernando Comar; Rosane Marina Peralta; Anacharis Babeto de Sá-Nakanishi
Editora Edgard Blücher Ltda.

Publisher Edgard Blücher

Editor Eduardo Blücher

Coordenação editorial Jonas Eliakim

Produção editorial Kedma Marques

Diagramação Villa d'Artes

Preparação Gabriela Castro

Revisão Bruna Marques

Capa Leandro Cunha

Blucher

Rua Pedroso Alvarenga, 1245, 4º andar
04531-934 – São Paulo – SP – Brasil
Tel.: 55 11 3078-5366
contato@blucher.com.br
www.blucher.com.br

Segundo Novo Acordo Ortográfico, conforme
5. ed. do *Vocabulário Ortográfico da Língua
Portuguesa*, Academia Brasileira de Letras,
março de 2009.

É proibida a reprodução total ou parcial por
quaisquer meios sem autorização escrita da
editora.

Todos os direitos reservados pela Editora
Edgard Blücher Ltda.

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
Angélica Ilacqua CRB-8/7057

Radioisótopos em bioquímica: teoria e prática / Adelar
Bracht...[et al]. - São Paulo: Blucher, 2022.
164 p.

Bibliografia
ISBN 978-65-5506-469-8 (impresso)
ISBN 978-65-5506-470-4 (eletrônico)

1. Bioquímica 2. Radioatividades I. Bracht, Adelar

22-3128

CDD 572

Índice para catálogo sistemático:
1. Bioquímica

Sumário

Capítulo 1 – Princípios básicos do decaimento radioativo..... 11

Determinantes da instabilidade nuclear.....	11
Núcleos com excesso de nêutrons.....	12
O decaimento alfa (α)	12
O decaimento beta menos (β^-)	13
Núcleos com excesso de prótons	14
A captura de elétrons	14
O decaimento beta mais (β^+).....	14
Núcleos além da zona de estabilidade.....	15
A radiação gama (γ).....	17
Exercícios resolvidos	20

Capítulo 2 – A energia associada ao decaimento radioativo.....21

Unidades e equivalência entre energia e massa	21
Quando uma desintegração é permitida ou não	22
As partículas β não são homoenergéticas.....	23
Espectros de linha	24
O decaimento alfa (α)	24
A energia da radiação gama.....	24

Origem dos núclídeos mais comuns.....	25
Exercícios resolvidos	27

Capítulo 3 – Unidades de medida e cinética do decaimento29

Unidades de medida	29
Unidades para avaliar o dano radioativo.....	30
Atividade específica	31
Cinética do decaimento radioativo	31
Exercícios resolvidos	33

Capítulo 4 – Detecção fotográfica e por ionização de gás.....39

Autorradiografia	39
Fluorografia.....	41
A ionização de gás.....	41
A quantificação de autorradiografias	43
Distribuição corporal total de radioatividade	44
Exercícios resolvidos	45

Capítulo 5 – Quantificação por cintilação em líquidos e sólidos... 47

Aspectos gerais.....	47
Cintilação em líquidos	48
Princípios básicos.....	48
Construindo um contador de cintilações.....	48
Cintilação em sólidos.....	52
A evolução da instrumentação	52
Contagem α e γ em cintilação líquida	53
Radiação α	53
Radiação γ	54
Quantificação da distribuição corpórea de radiação.....	54

Capítulo 6 – Eficiência da contagem líquida e erro estatístico ...57

A natureza da extinção (<i>quenching</i>)	57
Componentes do sistema de contagem	58
A natureza do solvente.....	58
A natureza do cintilador.....	59

A água como líquido de cintilação: radiação Tcherenkov	60
Erro estatístico e níveis de confiança da contagem.....	61
Exercícios resolvidos	63

Capítulo 7 – Correção da extinção e discriminação de isótopos ...65

Causas da radiação de fundo	65
Métodos de correção da extinção	66
Métodos de padrão interno	66
O método da razão dos canais	67
Métodos de padrão externo.....	68
Discriminação de isótopos	69
Discriminação de dois isótopos.....	69
Discriminação de três isótopos.....	71
Exercícios resolvidos	72

Capítulo 8 – Análise da diluição isotópica77

Medidas de rendimento	77
Análise de derivados	79
Análise de derivados com duplo traçador	81
Exercícios resolvidos	82

Capítulo 9 – Análise da saturação radioquímica.....89

Bases teóricas.....	89
Refinamento da análise gráfica	91
Separação do agente complexante livre do complexado	92
Os isótopos e instrumentação usados em ensaios radioquímicos.....	92
Ensaio de diluição radioenzimáticos.....	94
Exercícios resolvidos	95

Capítulo 10 – Vias metabólicas e identificação de precursores 99

Aspectos gerais.....	99
Identificação de precursores e medidas de fluxo com um pulso de traçadores	100
Sistema e traçadores em estado estacionário.....	102
Marcação específica e análise cinética para avaliar o catabolismo da glicose	104
Marcação específica sem análise cinética para avaliar o catabolismo da glicose.....	108

Origem de átomos e grupos	109
Exercícios resolvidos	112

Capítulo 11 – Traçadores e metabolismo *in vivo* 119

Cinética de traçadores em sistemas de um único compartimento	119
Cinética de traçadores em dois ou mais compartimentos após injeção única	121
Cinética de traçadores em dois ou mais compartimentos após infusão contínua	125
Traçadores em estudos de metabolômica	128
Exercícios resolvidos	129

Capítulo 12 – Espaços de distribuição, transporte, receptores e enzimas 139

Espaços de distribuição	139
Suspensões celulares ou de organelas	139
Volume sanguíneo e espaços em órgãos vascularizados	141
Transporte através de membranas	146
Interação de ligantes com receptores e macromoléculas em geral	148
A base teórica	148
Procedimentos experimentais.....	149
Análise quantitativa.....	150
Ensaio de enzimas com radioisótopos.....	151
Exercícios resolvidos	152

Referências e sugestões de leituras para aprofundamento 159

Livros e artigos metodológicos ou de revisão	159
Aplicações experimentais específicas.....	160
Enzimologia	160
Espaços de distribuição	160
Metabolismo e homeostase.....	161
Metabolômica	161
Proteínas e ácidos nucleicos	161
Radioimunoensaio	162
Receptores e ligantes.....	162
Transporte	162
Constantes universais e outros valores de referência	163

Princípios básicos do decaimento radioativo

O estudo da aplicabilidade dos radioisótopos a questões biológicas deve ser precedido da aquisição de um certo conjunto de conhecimentos básicos fundamentais, que abrirão caminho para um planejamento seguro das atividades experimentais. Este é o objetivo dos capítulos 1, 2 e 3.

DETERMINANTES DA INSTABILIDADE NUCLEAR

Uma questão importante da física nuclear é o motivo pelo qual núcleos de átomos (ou átomos de um modo geral) emitem radiações. Este livro não é um tratado de física nuclear, portanto vamos abordar este assunto do modo mais simplificado possível, porém tentando não incorrer em conceitos errôneos por excesso de simplificações.

Relembrando noções mais antigas, certamente já bem sedimentadas na mente de cada leitor, o núcleo atômico é composto por prótons e nêutrons mantidos juntos por uma forte atração. No entanto, somente certas combinações de número de nêutrons (N) e prótons (Z) são estáveis. Aquilo que chamamos de desintegração radioativa é justamente a quebra de um núcleo instável. Quando um núcleo nessa situação é quebrado, ao menos um novo núcleo é formado, surgindo, portanto, um novo elemento. A quebra resulta também na emissão de partículas e ondas do espectro eletromagnético, que podem ser de natureza bastante diversa, conforme veremos adiante.

Dos mais de mil isótopos conhecidos, apenas cerca de 25% são estáveis. Os demais são, portanto, radioativos e têm vidas médias muito variáveis entre frações de segundo a tempos muito superiores à própria idade do Universo. Quer dizer, as velocidades de desintegração podem variar muito amplamente. A Figura 1-1 mostra um diagrama no qual foram representados todos os núcleos estáveis em termos de números de nêutrons (N) e prótons (Z). Todas as combinações, prováveis e improváveis, que se afastam do envelope dos pontos no gráfico da Figura 1-1 correspondem a núcleos instáveis. Os pontos que representam os núcleos estáveis definem uma região de estabilidade bastante estreita. Para os números de massa pequenos, N/Z é igual ou próximo da unidade. Esta situação está representada pela reta contínua que corre abaixo da linha de estabilidade e que corresponderia à situação $N = Z$.

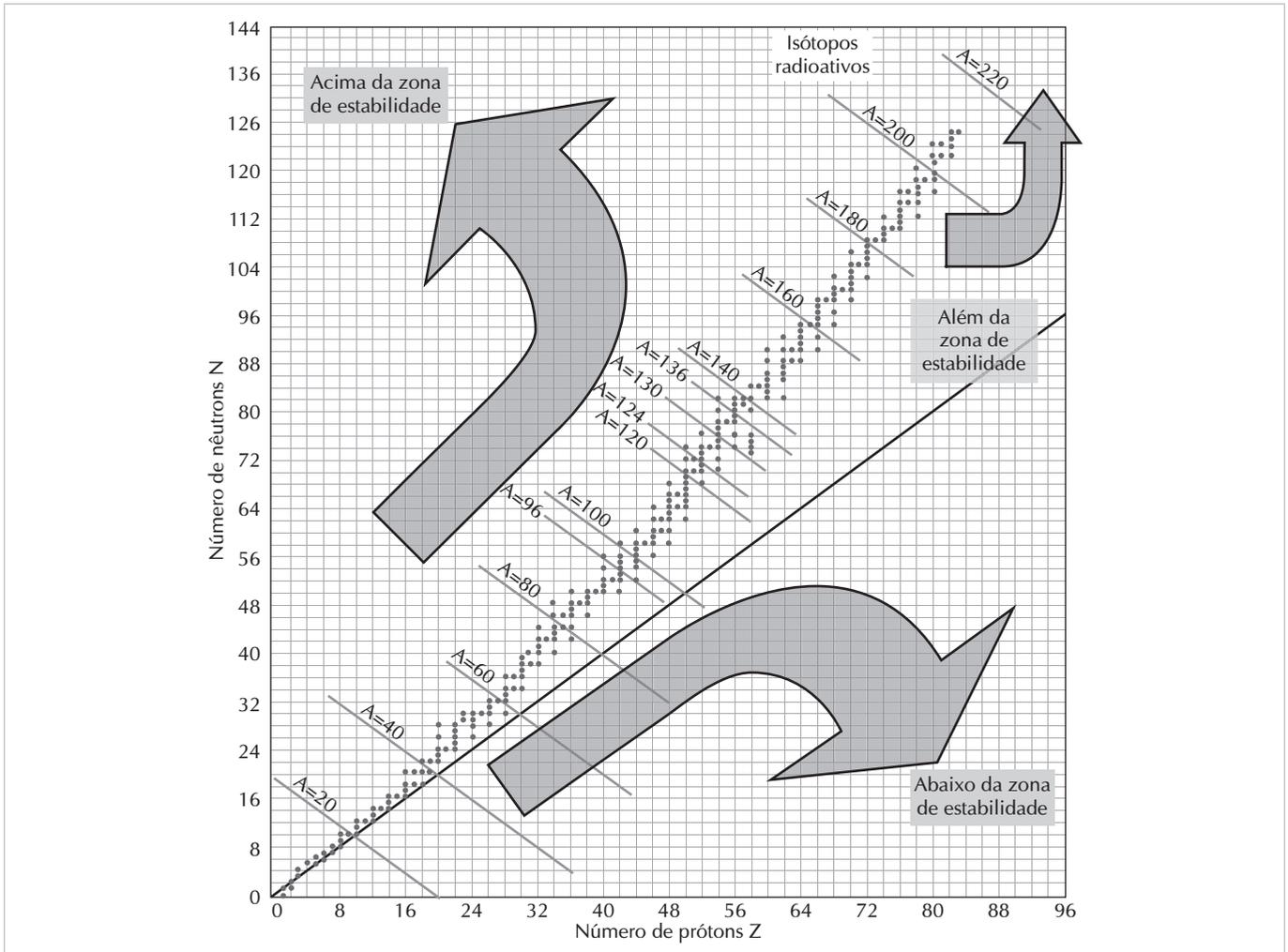


Figura 1-1 Representação gráfica do número de nêutrons (N) em função do número de prótons (Z) dos núcleos estáveis (modificado a partir de um original de Sears e Zemansky, 1966).

Há algumas curiosidades que podem ser ilustradas pelo diagrama da Figura 1-1. Como o número de massa é a soma $N + Z$, uma curva de número de massa (A) constante é uma reta perpendicular à curva de $N = Z$, o que não é evidente no diagrama da Figura 1-1, porque as escalas de ambos os eixos foram distorcidas. Em geral, essa reta perpendicular passa por apenas um dos núcleos estáveis, como em $A = 20$, $A = 40$ etc. Mas há cinco casos em que as retas passam por três isótopos estáveis: $A = 96$, $A = 100$, $A = 124$, $A = 130$, $A = 136$.

Os pontos abaixo (ou à direita) da zona de estabilidade são os núcleos que têm um excesso de prótons e uma deficiência de nêutrons. Os que estão acima (ou à esquerda) da linha de estabilidade são aqueles que têm um excesso de nêutrons e uma deficiência de prótons. Finalmente, há também os que estão além da zona de estabilidade: são os núcleos muito pesados que se decompõem de modo bastante complexo.

A utilidade do diagrama da Figura 1-1 é permitir prever até certo ponto a maneira pela qual os núcleos instáveis irão desintegrar-se, conforme veremos a seguir.

massa $\rightarrow 5$ He
carga $\rightarrow 2$

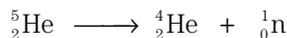
Figura 1-2 Convenção adotada neste livro para a designação da massa e carga ou número atômico de um núcleo ou partícula. Quando nenhum sinal é agregado à carga, presume-se que ela é positiva. A carga negativa é indicada pelo sinal -.

NÚCLEOS COM EXCESSO DE NÊUTRONS

O decaimento alfa (α)

Os núcleos com excesso de nêutrons tendem naturalmente a diminuir o número de nêutrons. A maneira mais previsível de fazer isto seria apenas emitir um

nêutron (n). É o que ocorre com o hélio-5, que tem dois prótons e três nêutrons no seu núcleo:



Ao perder um nêutron, o hélio-5 estabiliza-se no hélio-4. Os números em sobrescrito e subscrito serão usados neste livro para quantificar o número de massa e a carga de determinado nuclídeo ou partícula, respectivamente. O nêutron emitido, portanto, tem número de massa igual a 1, mas nenhuma carga elétrica. Costuma-se expressar a velocidade com que ocorre a desintegração de determinado núcleo pelo chamado tempo de meia-vida. Em geral, ele é representado por $t_{1/2}$ e definido como o tempo necessário para que 50% dos núcleos originalmente presentes a qualquer tempo sofram desintegração. Quanto menor esse tempo, mais rápida é a desintegração. No caso da desintegração do hélio-5 para o hélio-4, o $t_{1/2}$ é de apenas 7×10^{-22} segundo.

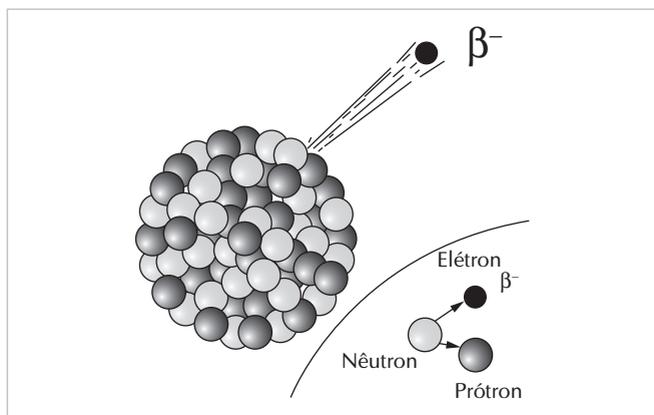


Figura 1-3 Visão esquemática do decaimento β^- .

Tabela 1-1 Tempos de meia-vida de alguns radioisótopos com decaimento β^- .

Isótopo	$t_{1/2}$
${}^{14}_6\text{C}$	5580 anos
${}^3_1\text{H}$	12,4 anos
${}^{45}_{20}\text{Ca}$	162,7 dias
${}^{35}_{16}\text{S}$	87,51 dias
${}^{32}_{15}\text{P}$	14,7 dias
${}^{22}_{11}\text{Na}$	15 horas
${}^{136}_{53}\text{I}$	86 segundos
${}^{19}_8\text{O}$	29 segundos
${}^{16}_7\text{O}$	7,1 segundos
${}^{15}_8\text{C}$	2,21 segundos

O núcleo do ${}^4_2\text{He}$ é estável, mas ele surge em muitos decaimentos, principalmente de núcleos mais pesados. O ${}^4_2\text{He}$ emitido por esses núcleos corresponde à chamada partícula alfa (α). Ela é relativamente pesada e sua velocidade, quando comparada à de outras partículas, é pequena, em torno de 5% da velocidade da luz. Sua energia, no entanto, é bastante alta. Mais tarde, abordaremos a energia da partícula α em conjunto com a energia dos demais tipos de radiação.

Voltando ao decaimento do hélio-5 discutido acima, é bom notar que, além da partícula α , há também a emissão de um nêutron. Excluindo o caso do hélio-5, a emissão de nêutrons é mais comum nos processos de fissão (quebra) de núcleos pesados.

O decaimento beta menos (β^-)

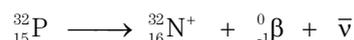
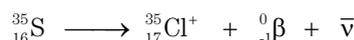
Outra maneira de reduzir o excesso de nêutrons é transformando-os em prótons. Neste caso, os núcleos emitem uma partícula que, em termos de carga elétrica, corresponde ao elétron. Essa partícula costuma ser chamada de beta menos (β^-), em alusão à sua carga.

Podemos antecipar que boa parte dos isótopos radioativos de grande utilidade na bioquímica são emissores β^- . Um exemplo é o decaimento do carbono-14, que se estabiliza como nitrogênio-14:



A perda da carga pelo nêutron transforma-o efetivamente em um próton, gerando um isótopo estável do nitrogênio. A partícula β^- tem a carga do elétron e uma massa muito pequena – pelo menos muito menor do que uma unidade de massa atômica, rotulada como nula (zero). Sua velocidade é praticamente a velocidade da luz. Além da partícula β^- , o decaimento também produz um antineutrino, representado por $\bar{\nu}$. O antineutrino é a antipartícula do neutrino. Sua existência foi postulada teoricamente para explicar a energia variável das partículas β^- (ver Capítulo 2 sobre a energia das emissões β^-). No entanto, estudos recentes confirmaram a existência do neutrino experimentalmente.

Outros decaimentos β^- de importância para a experimentação bioquímica são os seguintes:



Estes três últimos e o ${}^{14}\text{C}$ são importantes não apenas porque o carbono, o hidrogênio, o enxofre e o fósforo são constituintes fundamentais das biomoléculas,

mas porque suas meias-vidas são suficientemente longas para que possam ser usados em experimentos, conforme mostra a Tabela 1-1. As meias-vidas do ^{14}C e ^3H (trítio) são bem diferentes, sendo a do trítio muito menor. Mesmo assim, seu $t_{1/2}$ ainda está na faixa de anos. Já as meias-vidas do ^{45}Ca , ^{35}S e do ^{32}P são da ordem de meses a dias, o que exige correções para o decaimento, caso os experimentos tenham duração de dias ou mesmo horas, principalmente no caso do ^{32}P . Por outro lado, pode-se até imaginar a utilização do ^{22}Na em algum experimento que seja executado rapidamente e que não dure mais do que um dia, desde que o experimentador esteja disposto a fazer as correções necessárias para levar em conta o decaimento. Os demais, a começar pelo ^{136}I , dificilmente terão qualquer utilidade prática, pois é impossível realizar experimentos no curto tempo de alguns segundos ou mesmo minutos. O $t_{1/2}$, portanto, é um dos fatores cruciais da aplicabilidade de um radioisótopo. Mais adiante, veremos de que forma podem ser feitas as correções para os casos em que haja decaimento significativo durante o tempo de duração de um experimento.

NÚCLEOS COM EXCESSO DE PRÓTONS

A captura de elétrons

Os núcleos instáveis por terem um excesso de prótons, podem estabilizar-se capturando elétrons, quer dizer, uma carga negativa. Ao se fundir com um elétron, o próton acaba sendo transformado em um nêutron. É o que ocorre, por exemplo, com o argônio-37, que se transforma em cloro-37. Os elétrons capturados em geral vêm da camada K:

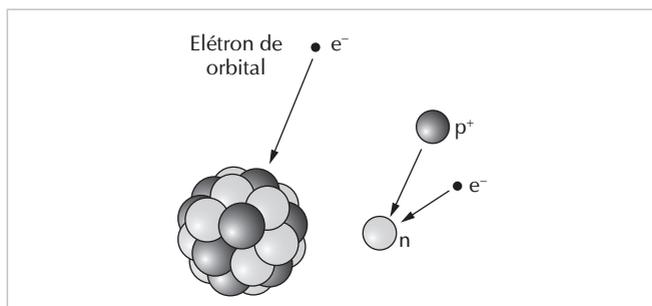
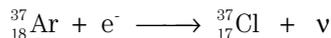


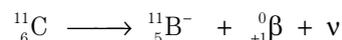
Figura 1-4 A captura de um elétron orbital. No núcleo o elétron e o próton se fundem para dar origem a um nêutron.

A captura de um elétron é sempre acompanhada pela emissão de um neutrino e de raios-X ou gama. O elétron capturado provém dos elétrons do próprio átomo. Após a captura de um elétron das camadas internas, um elétron mais externo terá que substituir o que

foi capturado. Este processo será acompanhado caracteristicamente pela emissão de fótons, em geral na faixa dos raios-X. Logo em seguida, o número atômico é reduzido em uma unidade, o número de nêutrons é aumentado em uma unidade e não haverá mudança na massa atômica. A captura é neutra, pois a perda de um elétron é compensada pela perda de um próton.

O decaimento beta mais (β^+)

A captura de elétrons é o modo de decaimento primário para os núcleos com certa abundância de prótons no núcleo, mas nos quais não há diferença de energia suficiente entre o isótopo-pai e o prospectivo isótopo-filho para a emissão do chamado pósitron. O pósitron é uma partícula que possui a mesma massa de um elétron, mas com carga positiva – ou seja, o pósitron é a antipartícula do elétron. Um dos isótopos que decai emitindo um pósitron (e que também tem grande utilidade na área da saúde) é o carbono-11:



O carbono-11 é comumente usado como o radioisótopo marcador de moléculas na tomografia de emissão de pósitrons. Mas isótopos emissores de pósitrons quase sempre também decaem por captura de elétrons. No caso do carbono-11, em cerca de 0,2% das vezes há captura de elétrons:



Isto ocorre porque energeticamente a emissão de pósitrons não é favorecida de um modo tão absoluto em relação à captura de elétrons a ponto de se tornar improvável.

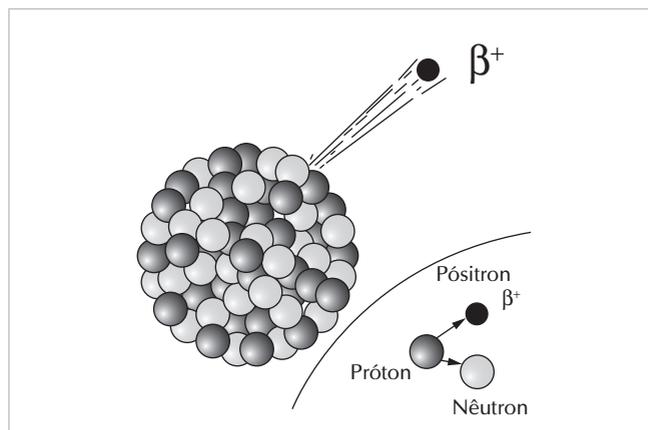


Figura 1-5 Esquema da emissão de um pósitron.

A emissão de neutrinos sempre acompanha tanto a captura de elétrons quanto a emissão β^+ . Já falamos

também que sua antipartícula, o antineutrino, sempre acompanha a emissão β^- . O neutrino possui características extremas: ele é extremamente leve (centenas de vezes mais que o elétron) e não possui carga elétrica. É incrivelmente abundante, no entanto, menos do que o fóton no Universo. Além disto, interage com a matéria de forma muito fraca. Somos continuamente atravessados por uma quantidade enorme de neutrinos, assim como a própria Terra em sua face voltada para o Sol. Por não possuir carga, os neutrinos não interagem eletromagneticamente, mas apenas por meio de forças fracas, como a força gravitacional. Sua existência, bem como a da sua antipartícula, foi proposta para explicar vários fenômenos, entre eles a energia variável das emissões β . Em 1956, sua existência foi também comprovada experimentalmente. Nos termos dos objetivos deste livro, que pretende detalhar o uso de radioisótopos como ferramenta experimental em bioquímica, os neutrinos e antineutrinos não têm qualquer utilidade prática.

NÚCLEOS ALÉM DA ZONA DE ESTABILIDADE

À medida que o número de prótons e nêutrons em um núcleo cresce acima de certo limite, aumenta também a instabilidade. Para entender os motivos para tanto, convém analisar brevemente o jogo entre as forças que tendem a manter unidos os componentes nucleares e as forças que favorecem sua separação.

Conforme ilustra a Figura 1-6, as duas principais forças em ação no núcleo têm efeitos opostos. As forças elétricas não podem manter os prótons unidos, porque elas agem na direção oposta. A repulsão elétrica entre os prótons tende a desestruturar os núcleos. A ligação entre os dois tipos de núcleons (nome comum que designa nêutrons e prótons) necessita, portanto, de um tipo de atração de natureza não elétrica.

A força que mantém os núcleons unidos chama-se força nuclear (ou força residual forte). Ela tem que superar a repulsão elétrica a curtas distâncias, mas deve enfraquecer a longas distâncias. Caso contrário, todos os núcleos do Universo tenderiam a unir-se uns aos outros. A força nuclear, portanto, não pode ir além dos orbitais eletrônicos. Uma boa analogia são duas barras magnéticas: é difícil separá-las quando encostam uma na outra, mas, uma vez afastadas a uma curta distância, a força entre elas cai a praticamente nada. A distâncias maiores do que $2,5 \times 10^{-13}$ cm, a força eletrostática predomina e os prótons repelem-se graças à carga positiva – e cargas iguais, sabidamente, tendem a repelir-se.

Medidas experimentais da força de ligação por núcleon (o conjunto de prótons e nêutrons) dos diversos núcleos atômicos permitiram determinar sua dependência com o número de massa, que é mostrada

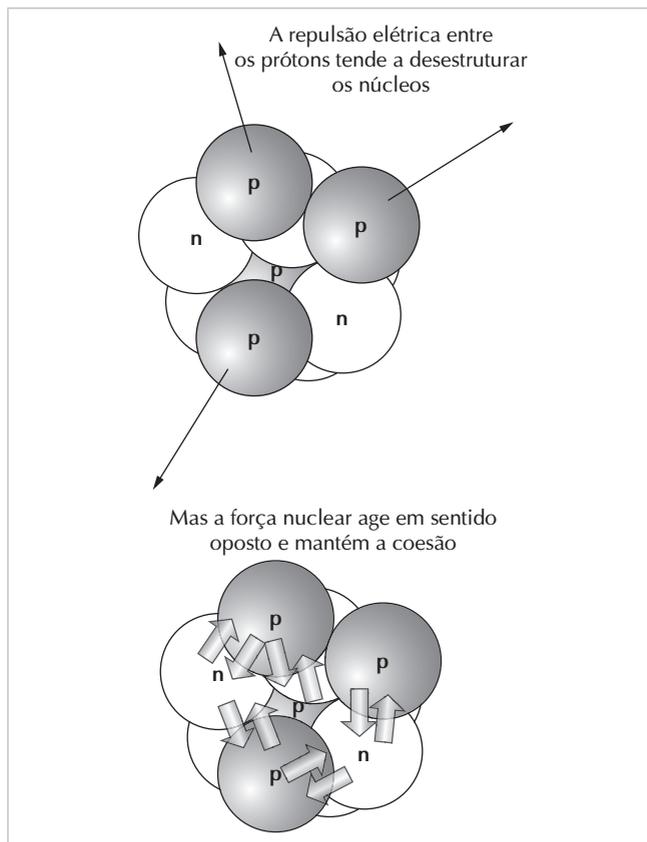


Figura 1-6 Principais forças que agem no núcleo atômico.

na Figura 1-7. Em núcleos leves, a energia de ligação aumenta proporcionalmente ao número de massa (A). Pode-se prever isso como consequência da adição de forças, isto é, um determinado núcleon estará mais fortemente ligado se for atraído por vários outros, não apenas por um. Mas, acima de $A = 80$ mais ou menos, a energia de ligação começa a diminuir com o aumento de A . Os núcleos da região em torno de $A = 80$ são os mais fortemente ligados. Esta região de maior estabilidade, conforme mostrado na Figura 1-7, é a região dos isótopos do ferro e do níquel.

As consequências do comportamento da energia de ligação em relação ao número de massa são os fenômenos de fusão e fissão nuclear, conforme indicado pela Figura 1-7. Dois núcleos leves têm mais massa do que se estivessem juntos formando apenas um núcleo. Consequentemente, se puderem ser aproximados, irão adicionar-se em fusão, com uma liberação de energia correspondente à diferença de massa. É bom salientar novamente que isto ocorrerá *se puderem ser aproximados*. Como a força nuclear age apenas a pequenas distâncias, em um balão preenchido com gás hidrogênio, por exemplo, os prótons não se combinam para formar hélio, pois não podem se aproximar suficientemente por causa da repulsão elétrica que age a maiores distâncias. Somente sob condições de pressão extrema e temperaturas muito elevadas, como as que ocorrem no interior de uma estrela, este processo pode ocorrer.

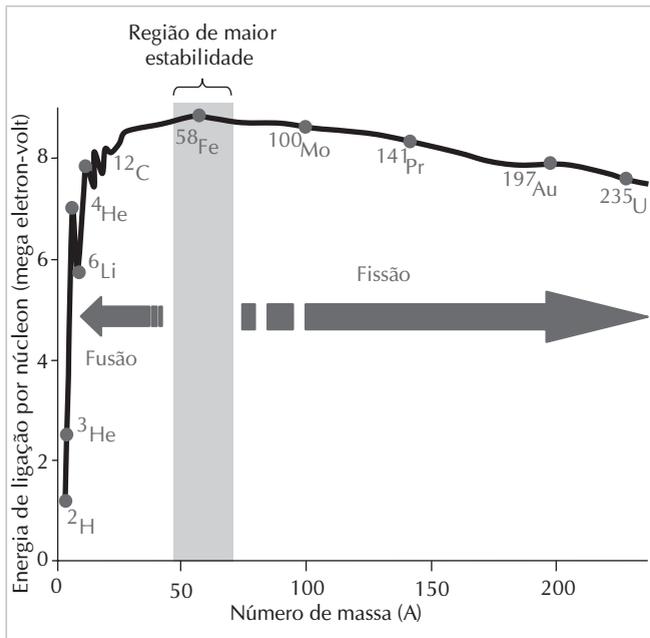
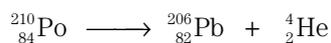
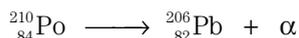


Figura 1-7 Relação entre a energia de ligação por núcleon dos diversos núcleos atômicos e o número de massa.

Por outro lado, se um núcleo pesado romper em dois fragmentos menores, os dois pedaços terão massa menor que o núcleo original. Desta forma, há uma tendência de um núcleo pesado em quebrar em núcleos menores com liberação de energia. Esta é a energia liberada em um reator nuclear. No início deste capítulo, falamos da partícula α , que é na realidade um núcleo de hélio-4. De certa forma, um núcleo original com massa M se rompe em uma partícula α de massa M_α e um núcleo ainda bastante pesado com massa M' , resultando em uma fissão bastante assimétrica:



ou,



Esta fissão só será possível se $M > M' + M_\alpha$. A soma das massas das partículas resultantes terá que ser menor do que massa do núcleo original. Esta condição é satisfeita para todos os núcleos com $Z > 82$ (chumbo), que são, portanto, aqueles situados além da zona de estabilidade. Acima de $Z = 92$ (urânio), as meias-vidas de desintegração α se tornam significativamente menores do que a idade da Terra. Daí nenhum elemento de número atômico maior do que 92 ocorrer naturalmente na Terra. É possível, no entanto, produzir artificialmente tais elementos.

Os núcleos além da zona de estabilidade com frequência, possuem um decaimento complexo em sequência, na qual podem ocorrer várias emissões α e β^- ou a fissão espontânea. Costuma-se falar em famílias radioativas. Os nuclídeos ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$ e ${}^{232}\text{Th}$, por exemplo,

são os primeiros membros de três famílias. A Figura 1-8 mostra a sequência de desintegrações da série do urânio-238. Cada desintegração α reduz a massa em quatro unidades. Já as desintegrações β^- conservam o número de massa, porém as conversões nêutron \rightarrow próton que elas ocasionam podem provocar o reaparecimento de números atômicos (Z) ao longo da série, como é o caso dos valores de $Z = 92$ (urânio), $Z = 90$ (tório) etc. O produto é o chumbo-206, cujo número atômico é 82, portanto dentro da zona de estabilidade. As meias-vidas de cada um dos nuclídeos da série do ${}^{238}\text{U}$, como de qualquer outra série, variam bastante. A do ${}^{238}\text{U}$ é bastante alta ($4,47 \times 10^9$ anos), mas a do ${}^{214}\text{Po}$ é de 163,4 microssegundos! Ao longo da série, há meias-vidas de minutos, dias, anos, milhares de anos, e assim por diante.

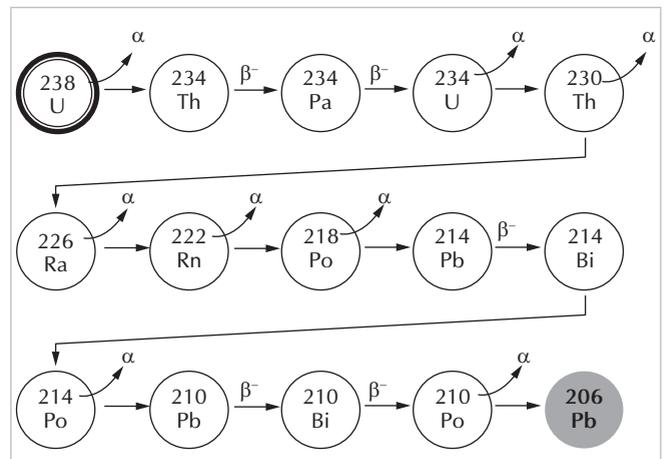
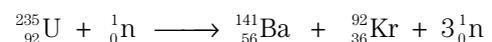


Figura 1-8 A família radioativa do ${}^{238}\text{U}$, também chamada de série do urânio-238 ou ainda série do rádio-226.

O ${}^{235}\text{U}$ também pode originar uma série de desintegrações, que acabam como ${}^{207}\text{Pb}$. Ao contrário do ${}^{238}\text{U}$, ele é muito menos abundante (0,72%) e é o único nuclídeo físsil encontrado na natureza, ou seja, pode sustentar uma reação em cadeia. A fissão de um núcleo de ${}^{235}\text{U}$ gera grande quantidade de energia e, por isso, ele pode ser usado para fabricar bombas nucleares ou em usinas produtoras de energia elétrica. Quando o ${}^{235}\text{U}$ é bombardeado por nêutrons, uma das várias reações de fissão que podem ocorrer é (ver Figura 1-9):



Cada um dos nêutrons emitidos pode provocar nova fissão e gerar reações em cadeia sucessivamente. Se a cadeia não for controlada, teremos uma explosão, a bomba atômica. O controle é realizado freando a velocidade dos nêutrons. É justamente o que é feito quando se quer aproveitar a energia liberada para aquecer água e produzir vapor para movimentar turbinas elétricas em uma usina nuclear.

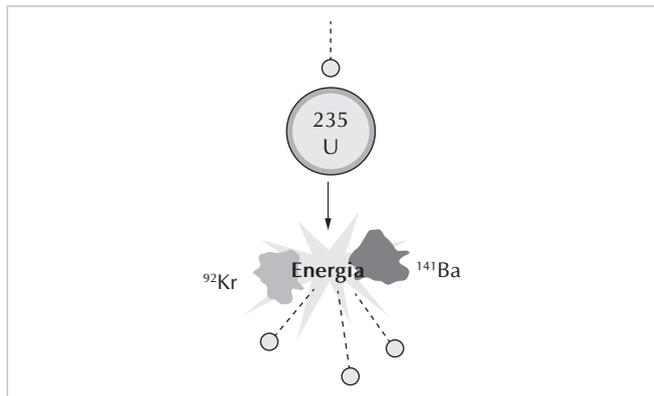
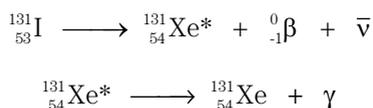


Figura 1-9 A fissão do núcleo de ²³⁵U.

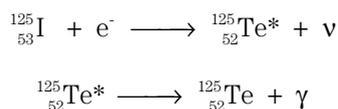
A RADIAÇÃO GAMA (γ)

Quando a energia da partícula emitida (α, β⁻, β⁺) é menor do que a diferença de energia entre o estado inicial e final do núcleo (ΔE), esta diferença é emitida na forma de raios gama (γ). Um exemplo de emissão γ é o decaimento β⁻ do iodo-131, um isótopo usado em pesquisa e diagnóstico:



Da maneira como está representado acima, o ¹³¹Xe* inicialmente formado possui um excesso de energia (¹³¹Xe excitado) que é emitido na forma de raios γ, resultando no ¹³¹Xe estável.

Outro exemplo é o iodo-125, que será mencionado nos próximos capítulos. Ele decai por captura de elétrons, transformando-se no telúrio-125:



O telúrio-125 inicialmente formado está excitado, mas logo se estabiliza emitindo raios γ. Os esquemas acima estão bastante simplificados, pois o processo

envolve também a emissão de raios-X e outros fenômenos relacionados à acomodação dos elétrons.

Os raios γ fazem parte do espectro eletromagnético da mesma forma que os raios-X, ultravioleta, infravermelho e a luz visível. Portanto, pode-se visualizar os raios γ como fótons de alta energia, desprovidos de carga elétrica. No Capítulo 2, examinaremos mais detalhadamente os aspectos energéticos associados aos raios γ e X.

Tradicionalmente, a distinção entre radiação α, β⁻ e γ tem sido feita conforme ilustra a Figura 1-10. Partículas decorrentes da radiação α são atraídas pelo polo negativo de um ímã e partículas decorrentes da radiação β⁻ pelo polo positivo. A radiação γ, no entanto, não é atraída por nenhum dos polos, mantendo a sua trajetória linear.

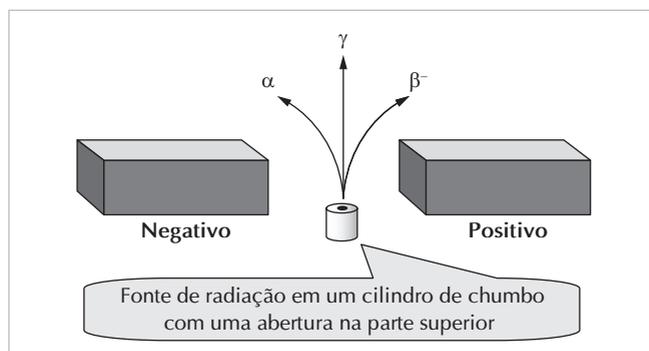


Figura 1-10 Uma distinção simplificada e tradicional das radiações α, β⁻ e γ, com base nas suas cargas elétricas.

Outra propriedade que distingue nitidamente os raios γ das emissões α e β⁻ é sua capacidade de penetração. Este aspecto é muito importante também no que tange às medidas de proteção, conforme veremos adiante. A Figura 1-11 ilustra de modo qualitativo as diferenças no poder de penetração de quatro partículas. Já falamos que o neutrino tem poder de penetração quase infinito, pois estamos sendo continuamente atravessados por grande número deles, sem receber danos. A penetração, portanto, não implica necessariamente em riscos aos seres vivos ou ao material. Os

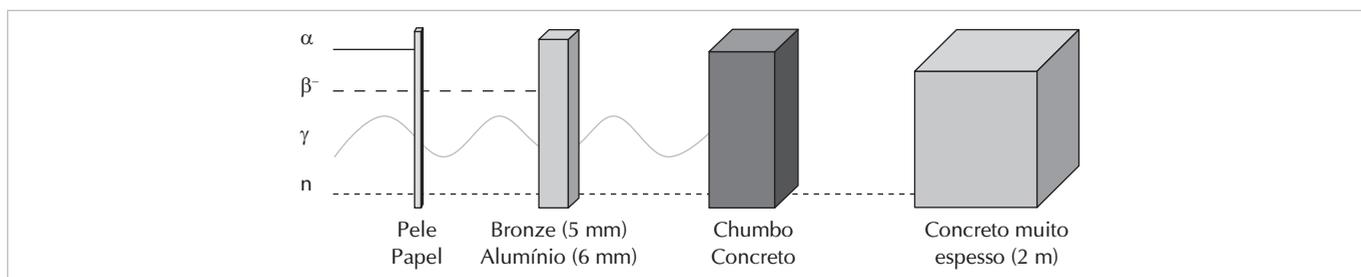


Figura 1-11 Visão aproximada do poder de penetração das diversas radiações.

danos que podem ser causados dependem de vários fatores, entre eles a energia e o tamanho da partícula. A partícula α é bastante pesada (núcleo do hélio-4), portanto, apesar de ter alta energia, seu poder de penetração é muito reduzido. Conforme ilustra a Figura 1-11, ela pode ser detida por uma folha de papel, logo dificilmente irá atravessar a pele humana. Já a radiação β^- pode atravessar uma folha de papel ou a pele humana, dependendo de sua energia. Em comparação com as partículas α e β^- , os raios γ tem um poder de penetração muito maior, não sendo detidos por placas de metais leves. Já metais pesados ou camadas de concreto de espessura relativamente moderada podem absorvê-los completamente. Os nêutrons, por outro lado, superam a radiação γ em termos de poder de penetração, necessitando, por exemplo, de paredes de concreto muito espessas para serem completamente absorvidos.

O verbo “absorver” usado no parágrafo anterior é correto, pois ele descreve o fenômeno que ocorre quando a radiação incide em uma barreira qualquer. A intensidade da absorção é função da natureza do material e da espessura, isto é, do caminho que a radiação terá que percorrer até emergir do lado oposto. Se a absorção for total, nada irá emergir. Se for parcial, a radiação irá emergir atenuada. No caso dos raios γ , a seguinte equação tem sido usada para descrever o fenômeno:

$$I_d = I_0 e^{-\mu d} \quad [1-1]$$

Na equação [1-1], I_d é a intensidade da radiação após ter percorrido a distância d e I_0 é a intensidade da radiação antes de adentrar o material. Existe, portanto, uma relação exponencial entre a atenuação, que seria igual a I_d/I_0 , e a distância percorrida no interior do material.

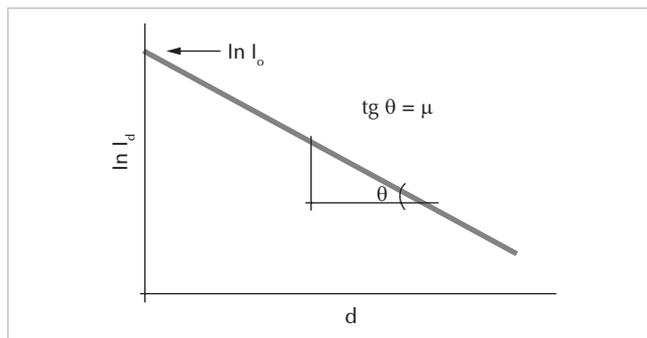


Figura 1-12 Dependência do logaritmo natural da intensidade da radiação γ da espessura (d) de determinado material hipotético. O valor de μ (coeficiente de absorção) pode ser obtido como a tangente da reta.

O outro componente da equação [1-1] é μ , o coeficiente de absorção do material de acordo com sua natureza. Quanto maior a absorção, maior será o valor de μ . É fácil de deduzir, com base no que está ilustrado na Figura 1-11, que μ para o alumínio é bem menor do que para o chumbo. A dimensão de μ é o inverso da distância. Pode-se utilizar, no entanto, o coeficiente de absorção de massa (μ_m), cujas dimensões são $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$. Neste caso, no entanto, d deverá ser expresso em kg m^{-2} . A relação entre μ_m e μ é dada por $\mu_m = \mu/\rho$, em que ρ é a densidade do material.

Uma forma mais prática da equação [1-1] pode ser obtida tomando-se logaritmos naturais de cada um dos termos:

$$\ln I_d = \ln I_0 - \mu d \quad [1-2]$$

Conforme mostra a Figura 1-12, haverá uma relação linear entre $\ln I_d$ e a distância percorrida d . A inclinação da reta poderá fornecer o valor de μ .

EXERCÍCIOS RESOLVIDOS

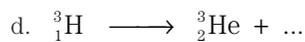
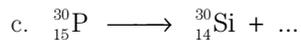
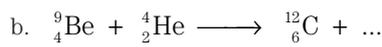
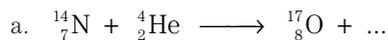
Exemplos práticos ou exercícios serão apresentados e discutidos sempre que possível. A intenção é ilustrar a teoria e, assim, facilitar o aprendizado e o planejamento de experimentos.

1. Determine o número de prótons, nêutrons e elétrons que têm os seguintes átomos: a) ${}^3\text{He}$; b) ${}^{13}\text{C}$; c) ${}^{33}\text{P}$; d) ${}^{36}\text{Cl}$. Estarão acima, abaixo ou dentro da linha de estabilidade? Se radioativos, qual o provável tipo de decaimento? Use a Figura 1-1 para a análise e obtenha dados da tabela periódica no final deste livro.

(Sears FW, Zemansky MW, 1955)

Resolução:

- a. A tabela periódica nos diz que o número atômico (Z) do He é 2. Logo, o núcleo tem 2 prótons. Como o seu número de massa é 3, seu núcleo terá $3 - 2 = 1$ nêutron. O número de elétrons é igual ao número atômico, 2. O ${}^3\text{He}$ está dentro da zona de estabilidade.
- b. O número atômico do carbono é 6; assim terá 6 prótons e 6 elétrons. O número de massa é 13, assim o carbono-13 terá $13 - 6 = 7$ nêutrons. O carbono-13 está dentro da linha de estabilidade.
- c. O número atômico do fósforo (P) é 15, portanto tem 15 prótons e 15 elétrons. Seu número de nêutrons é $33 - 15 = 18$. O ${}^{31}\text{P}$ está acima da linha de estabilidade e provavelmente é um emissor β^- .
- d. O ${}^{36}\text{Cl}$ tem 17 prótons e 17 elétrons. Portanto, tem $36 - 17 = 19$ nêutrons, o que o coloca acima da zona de estabilidade, com provável emissão β^- , embora o ${}^{37}\text{Cl}$ seja estável.
2. Tente completar as seguintes equações nucleares:



(Schaum D, 1971)

Resolução:

- a. A soma das cargas do primeiro membro é $7 + 2 = 9$.

No segundo membro, a carga do primeiro termo é 8; falta portanto 1 (uma) carga. A soma das massas do primeiro membro é igual a $14 + 4 = 18$; a massa do segundo membro é igual a 17. Falta, portanto, uma unidade de massa.

Uma unidade de massa e uma carga combinados resultam em um próton, quer dizer ${}^1_1\text{H}$.

- b. A soma das cargas do primeiro membro é igual à carga do primeiro termo do segundo membro, portanto procura-se um termo com carga nula. A sua massa, no entanto, será igual a 1, pois $9 + 4 - 12 = 1$. Isto corresponde ao nêutron, i.e., ${}^1_0\text{n}$.
- c. A carga do segundo termo do segundo membro é igual a +1, mas seu número de massa é nulo. Trata-se, portanto, de um pósitron, i.e., ${}^0_+e$ (ou β^+).
- d. A carga da partícula formada deve ser -1 ($1 - 2 = -1$). Sua massa, porém, é nula. Isto corresponde ao elétron, ${}^0_-e$, ou ainda, à partícula β^- .

3. Após percorrer 20 cm no interior de um material, a intensidade dos raios γ reduziu-se a 40% da intensidade que incidiu. Calcule o coeficiente de absorção do material para esta radiação específica.

Resolução:

Podemos usar a equação [1-1], $I_d = I_0 e^{-\mu d}$, mas rearranjando para

$$\frac{I_d}{I_0} = e^{-\mu d}.$$

Se a intensidade após 20 cm (I_d) foi reduzida a 40% da intensidade incidente (I_0), é porque I_d/I_0 é igual a 0,4 após percorrer essa distância. Substituindo na equação e tomando logaritmos naturais:

$$\begin{aligned}\ln(0,4) &= -\mu \times 20 \text{ cm} \\ -0,916 &= -\mu d = -\mu \times 20 \text{ cm}^{-1} \\ \mu &= \frac{0,916}{20} = 0,0458 \text{ cm}^{-1}\end{aligned}$$

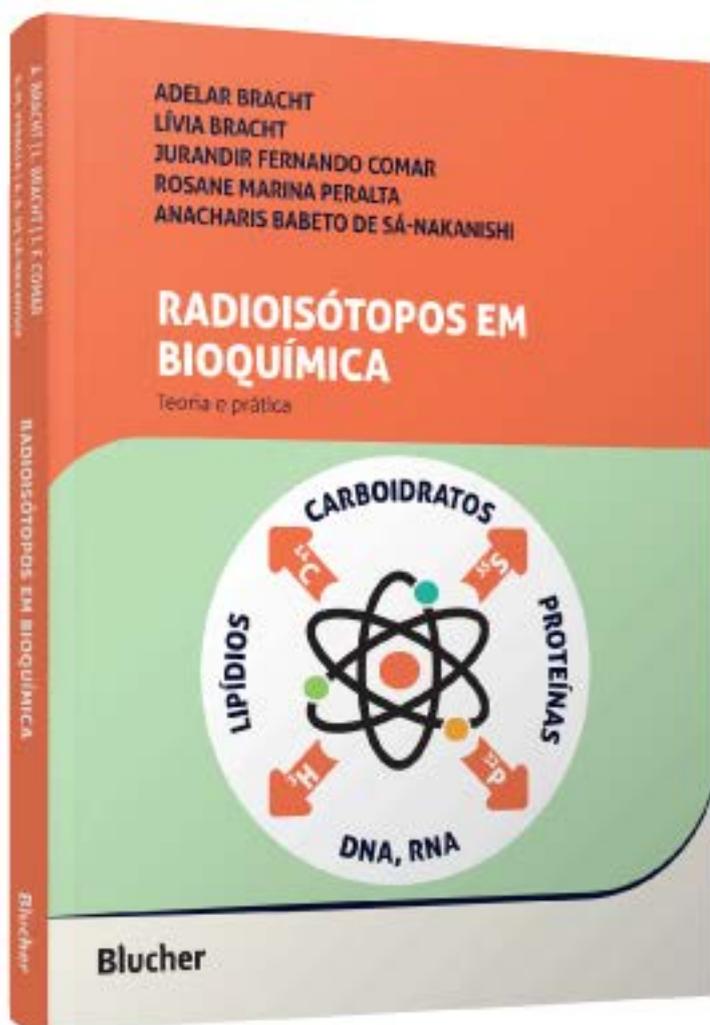
O uso de radioisótopos na Bioquímica contribuiu para vários dos avanços mais espetaculares desta ciência, mormente no tocante à elucidação das vias metabólicas.

Este livro, uma consolidação de aulas ministradas ao longo de 25 anos, detalha as aplicações, desde a instrumentação até os sistemas biológicos. Problemas específicos são apresentados, discutidos e resolvidos com o rigor numérico exigido. O livro é um convite ao pesquisador para, simultaneamente, reviver a história de muitas conquistas das ciências biológicas em geral e informar-se sobre detalhes específicos das multivariadas possibilidades investigativas que o uso de radioisótopos oferece ao pesquisador.



www.blucher.com.br

Blucher



Clique aqui e:

[VEJA NA LOJA](#)

Radioisótopos em Bioquímica

Teoria e prática

**Adelar Bracht, Lívia Bracht, Jurandir Fernando Comar,
Rosane Marina Peralta, Anacharis Babeto de Sá-Nakanishi**

ISBN: 9786555064698

Páginas: 164

Formato: 21 x 28 cm

Ano de Publicação: 2022
