



## Breves considerações sobre os decaimentos $\alpha$ , $\beta$ , e $\gamma$ do Tório

GOMES, Isabel <sup>[1]</sup>

HUTTER, Carolina <sup>[2]</sup>

SAPUNARU, Raquel Anna <sup>[3]</sup>

GOMES, Isabel; Carolina Hutter; SAPUNARU, Raquel Anna. **Breves considerações sobre os decaimentos  $\alpha$ ,  $\beta$ , e  $\gamma$  do Tório**. Revista Científica Multidisciplinar Núcleo do Conhecimento. Edição 06. Ano 02, Vol. 01. pp 250-269, Setembro de 2017. ISSN:2448-0959, Link de acesso: <https://www.nucleodoconhecimento.com.br/fisica/breves-consideracoes>, DOI: 10.32749/nucleodoconhecimento.com.br/fisica/breves-consideracoes

### RESUMO

Os decaimentos  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  do Tório são emissões radioativas que nele ocorrem naturalmente a fim de promover uma estabilidade em seu núcleo. Esse processo conhecido e aqui tratado como decaimento da série do Tório, leva-o à transmutação em outros elementos, conforme o processo se estende. Como se trata de um fenômeno físico-químico já conhecido e o presente estudo é oriundo de um estudo teórico, propõem-se apenas mostrar os principais pontos desse decaimento.

Palavras-chave: Decaimento, Tório, Radiação  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$

### INTRODUÇÃO

A história do desenvolvimento atômico na visão de Krane e Halliday (1955), começou com o estudo do átomo desde a Grécia antiga, sendo Leucipo e Demócrito seus precursores. Desde então, o atomismo vem se desenvolvendo até a descoberta da radioatividade de certas espécies de átomos por Becquerel, em 1896, e a identificação de substâncias radioativas pelo casal Curie, em 1898. A seu turno, Rutherford conseguiu uma compreensão da natureza das radiações e, neste processo, ele propôs em 1911 a existência do núcleo atômico. As investigações sobre as propriedades do núcleo continuaram desde Rutherford até o presente.

A física nuclear é responsável pelo estudo daquilo que é parte constituinte do núcleo atômico. Desse estudo destaca-se três aspectos, a saber: 1) o exame das partículas elementares e suas interações; 2) a classificação e interpretação das propriedades dos núcleos; e; 3) proporcionar avanços tecnológicos que beneficiam a sociedade.

O descobrimento das emissões espontâneas  $\alpha$  e  $\beta$  por átomos radioativos para Holton e Brush (1976) sugeriu um modelo de núcleo onde essas partículas foram tomadas como fundamentais. Porém, esse modelo tornou-se insustentável uma vez que não há representação correta nem mesmo do átomo mais simples, o hidrogênio ( ${}^1_1\text{H}$ ). O átomo de hidrogênio possui apenas uma carga positiva  $e$  e uma massa que é a quarta parte aproximada de uma partícula

$\alpha$ . O núcleo de hidrogênio revelou a primeira partícula fundamental, o próton ( $p$ ), quando sua incidência foi detectada sobre uma tela fluorescente ou pelo traço que deixa em uma câmara de nebulização.

Voltando um pouco na linha do tempo, no ano anterior, em 1910, Rutherford informou que tais partículas eram emitidas durante o bombardeamento do núcleo de nitrogênio ( ${}^{14}_7\text{N}$ ) com partículas  $\alpha$ . O núcleo de nitrogênio foi desintegrado devido à intensa força obtida pela sua colisão com uma partícula  $\alpha$  rápida. Nesse processo, o núcleo de hidrogênio, no caso o próton foi emitido, constituindo, portanto, uma parte do núcleo de nitrogênio.

A existência do próton não justificava a diferença entre o número de massa,  $A$ , e o número atômico,  $Z$ . Uma primeira hipótese considerava a existência de elétrons no núcleo, o que estava de acordo com a ideia de que os elétrons rápidos, lançados no processo de decaimento, eram emitidos na forma de partículas  $\beta$  e essa hipótese explicava também porque um elemento após a emissão de partículas  $\alpha$  ou  $\beta$  se transformava em um elemento diferente na tabela periódica. Desse modo, por exemplo, para o urânio ( ${}^{238}_{92}\text{U}$ ) considerava-se a existência de 92 prótons e a diferença entre o número atômico e o número de massa (238-92) era dado por pares próton-elétron.

O hipotético par próton-elétron passou a se chamar nêutron em 1920. A existência do nêutron foi comprovada através do experimento onde verificou-se a existência de uma radiação diferente de todas as observadas ao se bombardear o berílio com partículas  $\alpha$  velozes emitidas pelo polônio ( ${}^{209}_{84}\text{Po}$ ). Contudo, essa radiação se tratava de partículas de massa próximas a do próton e sem carga.

No entanto, não se pode pensar que o nêutron seja uma partícula composta de um próton e um elétron e, ao invés disso, considera-se o nêutron como uma partícula fundamental que pode, em certas condições, dar origem a um próton, um elétron e um neutrino.

Posto isto, este artigo é objeto de um breve estudo que se propôs a esclarecer alguns aspectos dos decaimentos  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  presentes na série do Tório. Assim, foi realizado um procedimento reflexivo e sistemático, no qual os dados foram obtidos por documentação indireta, isto é, pesquisa de uma bibliografia já existente, já que busca explicar um problema com base em contribuições teóricas publicadas em livros. Trata-se, então, de um artigo de compilação, lembrando que esse tipo de estudo

consiste em reunir ordenadamente a bibliografia selecionada, combiná-la e dela extrair aquilo que faz-se interessante para o cumprimento do objetivo. Em linhas gerais, foi feita uma pesquisa bibliográfica que abrange a leitura, a análise e a interpretação de livros já consagrados. Isso porque esse tipo de pesquisa tem por objetivo conhecer as diferentes contribuições científicas disponíveis sobre determinado tema.

## O DECAIMENTO RADIOATIVO

Segundo Beiser (1981), a atividade de uma amostra de material radioativo é a proporção em que os núcleos de seus átomos constituintes se desintegram.

Se  $N$  é o número de núcleos presentes em um determinado instante na amostra, sua atividade  $R$  é dada pela equação:

$$R = -\frac{dN}{dt} \quad (1)$$

O sinal de menos (-) tem o objetivo de tornar  $R$  positivo(+), uma vez que  $\frac{dN}{dt}$  é intrinsecamente negativo. Costuma-se expressar  $R$  em função de uma unidade de medida conhecida como unidade de Curie (Ci) e seus múltiplos, na qual  $1 \text{ Ci} = 3,70 \cdot 10^{10}$  < desintegrações/s.

A Figura 1 é uma representação de  $R$  em função de  $t$  em horas para um radioisótopo, lembrando que estes são isótopos que possuem propriedades radioativas. Nota-se que em cada período de 5 horas, tendo em conta o começo do período, a atividade se reduz em 50%.

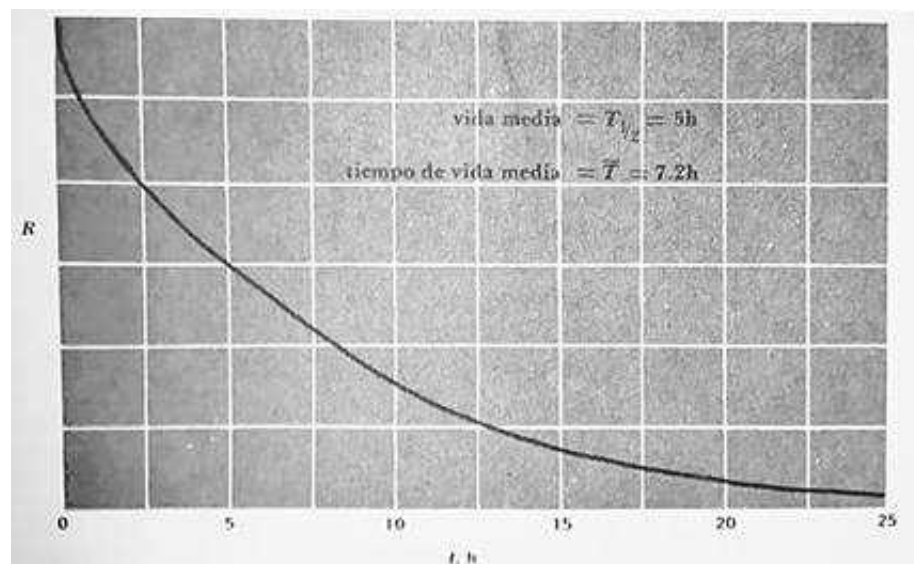


Figura 1: A radioatividade de um isótopo diminui exponencialmente com o tempo. Fonte: BAISER, A., 1981, p.395

Dessa forma, pode-se expressar a variação da atividade radioativa com o tempo na seguinte forma:

$$R = R_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

onde  $\lambda$  é a constante de decaimento que possui um valor diferente para cada radioisótopo, além de representar uma probabilidade por unidade de tempo. Ainda de acordo com Beiser (1981), se uma amostra contém  $N$  núcleos sem se desintegrar, o número  $dN$  é o produto do número de núcleos  $N$  pela probabilidade  $\lambda dt$ , de modo que cada núcleo se desintegra no intervalo  $dt$ , isto é:  $dN = -N \lambda dt$  (3)

e o sinal de menos (-) se justifica porque  $N$  diminui enquanto  $t$  aumenta. Assim sendo, a equação anterior pode ser escrita como:  $\frac{dN}{N} = -\lambda dt$  (4)

e, integrando ambos os lados, tem-se:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt \quad (5)$$

$$\ln N - \ln N_0 = -\lambda t \quad (6)$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (7)$$

Essa equação fornece o número  $N$  de núcleos não desintegrados no tempo  $t$  em função da probabilidade de decaimento por unidade de tempo  $\lambda$  do isótopo específico.

A equação abaixo permite calcular a atividade de uma amostra de radioisótopos caso sua massa, o peso atômico e a constante de decaimento sejam conhecidos:

$$R = \lambda N \quad (8)$$

## A série do Tório

Eisberg (1979) explica que o decaimento de uma série radioativa envolve um compromisso entre o decaimento  $\alpha$  e o decaimento  $\beta$ . Cada membro da série decairá pelo processo que possuir a taxa de decaimento maior, mas às vezes as taxas de decaimento são comparáveis. Nesse caso, ambos os processos ocorrem e a série se bifurca. A taxa de decaimento  $\alpha$  depende fortemente da energia disponível envolvida no processo.

As sequências de decaimento  $\alpha$  e  $\beta$  da série do Tório ( $^{232}_{90}\text{Th}$ ) são mostradas na Figura 2. Nelas, é observado o elemento que as encabeça desde seu início até o produto final estável.

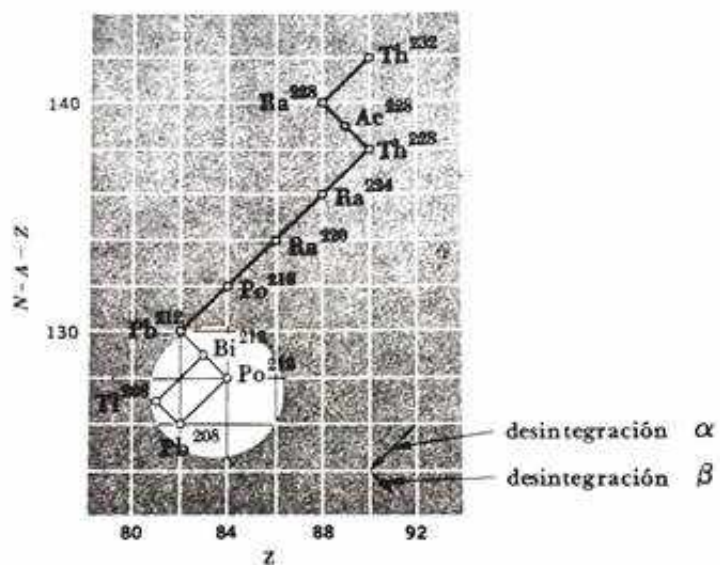


Figura 2: Decaimento da série do Tório.

Fonte: BAISER, A., 1981, p.398

O primeiro decaimento  $\beta$  é seguido de um decaimento  $\alpha$  e este de outro  $\beta$ , até que se chegue ao chumbo ( $^{208}_{82}\text{Pb}$ ).

## O DECAIMENTO $\alpha$

Visto que as forças de atração entre núcleons, prótons + nêutrons, são de curto alcance, a força total de ligação em um núcleo é aproximadamente proporcional ao número de núcleons que ela contém, isto é, ao número de massa  $A$ . Porém, as forças de repulsão eletrostática que atuam somente entre prótons são de alcance limitado e a energia de rompimento total em um núcleo é aproximadamente proporcional a  $Z^2$ . O decaimento em núcleos grandes, ou seja, aqueles que contém mais de 210 núcleons, se apresentam como um meio de aumentar sua estabilidade pela redução de seu tamanho.

Por conseguinte, as partículas emitidas são invariavelmente partículas  $\alpha$  no lugar de prótons ou núcleos de hélio, já que este elemento possui o número atômico igual a 4 e o número de massa igual a 2. Visto que a partícula  $\alpha$  possui alta energia de ligação, para poder escapar de um núcleo, uma partícula deve ter uma energia cinética suficientemente grande. A massa da partícula  $\alpha$  é menor do que a dos núcleons constituintes para que tal energia esteja disponível. Pode-se calcular a energia cinética  $Q$  liberada quando um núcleo pesado emite várias partículas. A partir das massas conhecidas de cada partícula e do núcleo antes e depois de sofrer decaimento, tem-se:  $Q = (m_i - m_f - m_\alpha)c^2$  (9)

onde  $m_i$  é a massa do núcleo inicial,  $m_f$  a massa do núcleo final e  $m_\alpha$  a massa da partícula  $\alpha$ . Somente a emissão de uma partícula  $\alpha$  é energeticamente possível, pois outros tipos de decaimento requereriam que fosse fornecida energia exterior ao núcleo.

A energia cinética  $T_\alpha$  da partícula  $\alpha$  emitida está relacionada com  $Q$  e com o número de massa  $A$  do núcleo através da expressão abaixo:  $T_\alpha \approx \frac{A-4}{A} Q$  (10)

Os números de massa de quase todos os emissores de partícula  $\alpha$  são superiores a 210, de modo que grande parte da energia de decaimento aparece como energia cinética da partícula  $\alpha$ .

Embora um núcleo pesado possa de início reduzir seu tamanho espontaneamente por decaimento  $\alpha$ , existe o problema de como pode escapar realmente do núcleo. A altura da barreira de potencial é aproximadamente 25 MeV. Portanto, pode-se considerar, por analogia que uma partícula em um núcleo está presa dentro de uma caixa, necessitando de uma energia de 25 MeV para escapar de suas paredes. Na teoria de decaimento  $\alpha$  desenvolvida por Gamow, Gurney e Condon, mencionada por Beiser (1981), a partícula  $\alpha$  segue os seguintes princípios básicos, a saber:

- Uma partícula  $\alpha$  pode existir como um ente no núcleo.
- Uma partícula  $\alpha$  está em constante movimento e inclusa no núcleo por meio da barreira de potencial que a circunda.
- Existe uma pequena probabilidade, mas bem definida, de que a partícula  $\alpha$  possa ultrapassar a barreira de potencial. Essa probabilidade aumenta cada vez que se produz um choque.

Dessa forma, a probabilidade de decaimento por unidade de tempo  $\lambda$  se expressa como:  $\lambda = \nu P$  (11)

onde  $\nu$  é o número de vezes que uma partícula  $\alpha$  atinge a barreira de potencial que a circunda  $P$  é a probabilidade dela a transpassar. Ao pressupor que em um dado momento haja no núcleo somente uma partícula  $\alpha$  que se move para a frente e para trás ao longo de seu diâmetro, tem-se:

$$\nu = \frac{v}{2R} \quad (12)$$

onde  $v$  é a velocidade da partícula  $\alpha$  quando esta eventualmente abandona o núcleo e  $R$  o raio do núcleo. A partícula  $\alpha$  se choca com as paredes que a confinam  $10^{21}$  por segundo e ainda assim tem que esperar  $10^{10}$  anos para escapar de alguns núcleos. De acordo com Eisberg (1979), a vida média, ou tempo médio requerido para um núcleo decair será:  $\tau = \frac{1}{\lambda}$  (13)

De outro ponto de vista, tendo como norte a fissão nuclear, Eisberg (1979) afirma que todos os núcleos com  $A \gg A \sim 60$ , nos quais a energia de ligação por núcleon  $\Delta E/A$  torna-se máxima, são energeticamente



instáveis por fissão. O decaimento  $\alpha$  seria, então, um caso particular importante da fissão. Nele, um núcleo emite espontaneamente uma partícula  $\alpha$ , na qual  $m_{Z,A} > m_{Z-2,A-4} + m_{2,4}$ . A energia equivalente à diferença de massas é carregada como energia cinética pela partícula alfa.

A energia de decaimento  $\alpha$ ,  $E$ , em termo das massas atômicas é definida como:

$$E = [M_{Z,A} - (M_{Z-2,A-4} + M_{2,4})]c^2 \quad (14)$$

e ela aumenta até um pico cerca de 4 MeV acima do comportamento médio e, a seu turno, este aumenta vagarosamente com  $A$ .

Na Figura 3, vê-se que as energias de decaimento  $\alpha$  dos emissores  $\alpha$  conhecidos vão de 8,9 MeV para  $^{212}_{84}\text{Po}$  até 4,1 MeV para  $^{232}_{90}\text{Th}$ . Todas essas energias estão bem abaixo da energia máxima da barreira coulombiana agindo sobre a partícula  $\alpha$  que é cerca de 30 MeV.

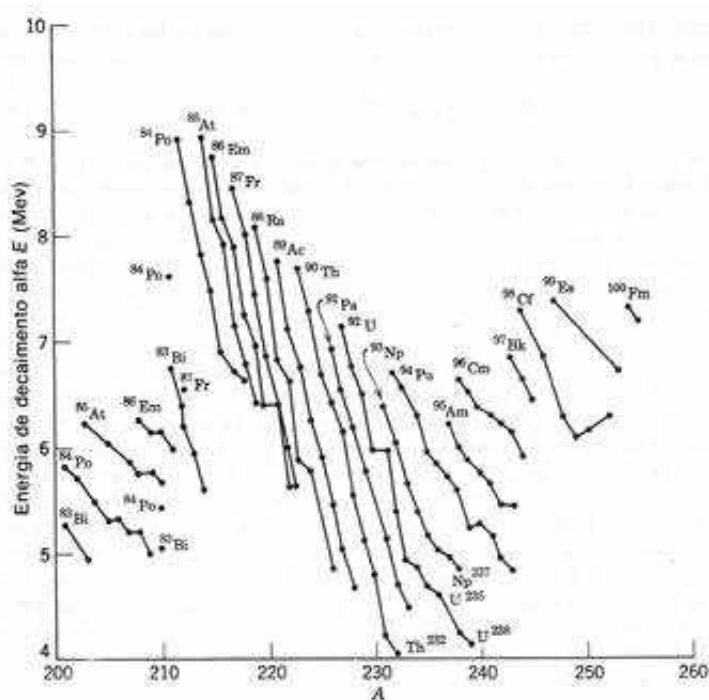


Figura 3. Energias de decaimento alfa para núcleos do grupo dos emissores alfa. Fonte: EISBERG, R. M., 1979, p.552

A equação abaixo demonstra a probabilidade de uma partícula  $\alpha$  de massa penetrar a barreira  $M$  de potencial  $V(r)$ , se sua energia cinética longe do núcleo for

$$E \cdot T = e^{-2 \int \sqrt{\left(\frac{2M}{\hbar}\right)[V(r)-E]} dr} \quad (15)$$

Calculando a equação anterior utilizando a forma esquemática para  $V(r)$  indicada na Figura 4. No

decaimento  $\alpha$  de um núcleo-pai com número atômico  $Z$ , o potencial é:  $V(r) = \frac{2(Z-2)e^2}{r}$  (16)

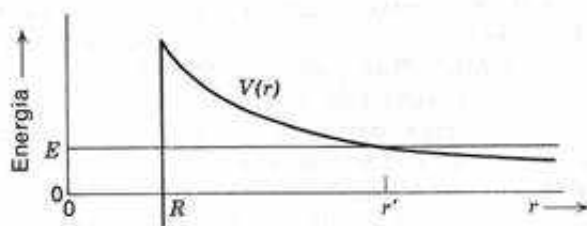


Figura 4. Potencial partícula-núcleo ligeiramente simplificado. Fonte: EISBERG, R. M., 1979, p.552

Um processo importante é a fissão induzida que ocorre devido à captura de um nêutron de baixa energia pelo núcleo. Como a energia de  $E_b$  do último nêutron de um núcleo grande é cerca de 5 ou 6 Mev, em casos favoráveis o núcleo que captura o nêutron recebe energia suficiente para que possa passar por cima da barreira de fissão. O processo está ilustrado em termos de um diagrama de energia na Figura 5. A fissão pode também ser induzida pela captura de um raio  $\gamma$  com energia suficiente ou de um próton de alta energia, uma vez que um próton de baixa energia não será capturado, pois é repelido do núcleo pela barreira colombiana de cerca de 15 Mev.

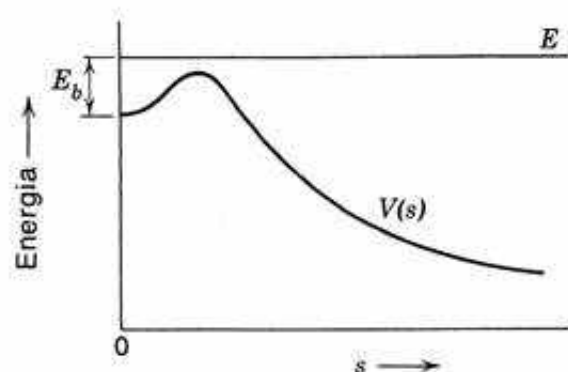


Figura 5. Diagrama de energia ilustrando fissão induzida. Fonte: EISBERG, R. M., 1979, p.559

Há a possibilidade de usar a fissão para produzir potência em uma reação em cadeia devido ao fato de dois ou três nêutrons serem emitidos em cada processo de fissão. A Figura 6 apresenta em gráfico os valores de  $Z$  e  $N$  dos núcleos mais estáveis para cada valor de  $A$ . Esses núcleos são representados pela linha sombreada chamada linha de estabilidade. Os dois pontos pequenos representam os dois fragmentos resultantes da fissão. Estes fragmentos tem a mesma razão  $Z/N$  que o núcleo original, mas, como seus valores de  $A$  são menores por um fator de 2, as razões  $Z/N$  são menores que as dos núcleos estáveis com esses valores de  $A$ . Em outras palavras, os fragmentos têm nêutrons em excesso. A maior parte do ajuste na razão  $Z/N$  é feita por meio de decaimento  $\beta$ .



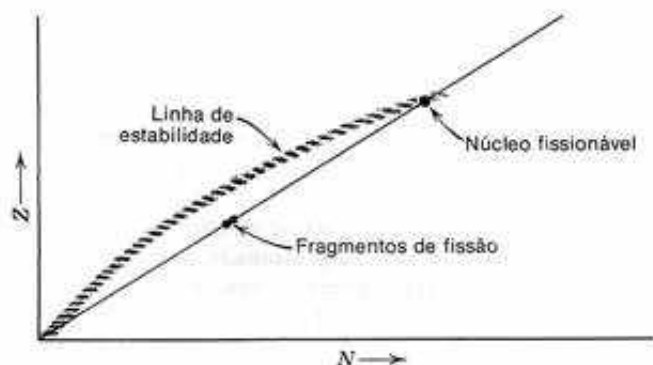


Figura 6. Ilustrando a razão pela qual ocorre emissão de nêutrons na fissão. Fonte: EISBERG, R. M., 1979, p.559

## O DECAIMENTO $\beta$

Para Eisberg (1979), além do decaimento  $\alpha$ , existem processos de decaimento  $\beta$  nos quais um núcleo  $Z, A$  emite um elétron carregado negativamente e se transforma em um núcleo  $Z + 1, A$ .

A razão pela qual esses decaimentos  $\beta$  ocorrem na série 4n, pode ser entendida superpondo a Figura 7 na Figura 8. Como o coeficiente angular da linha de estabilidade é muito menor que  $45^\circ$ , os processos devem ocorrer para que os coeficientes angulares das séries radioativas sejam essencialmente iguais ao coeficiente angular da linha de estabilidade.

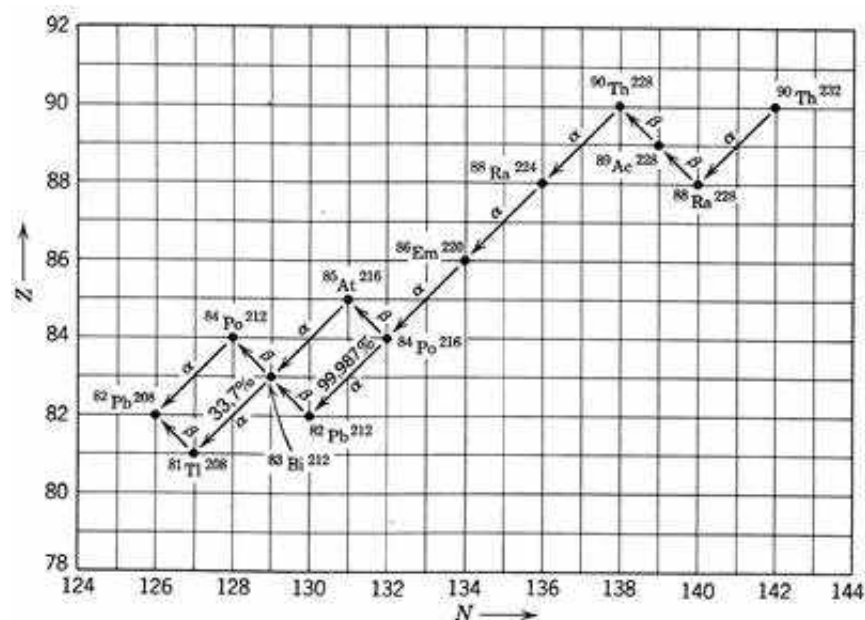


Figura 7. Decaimentos que ocorrem na série 4n Fonte: EISBERG, R. M., 1979, p.561

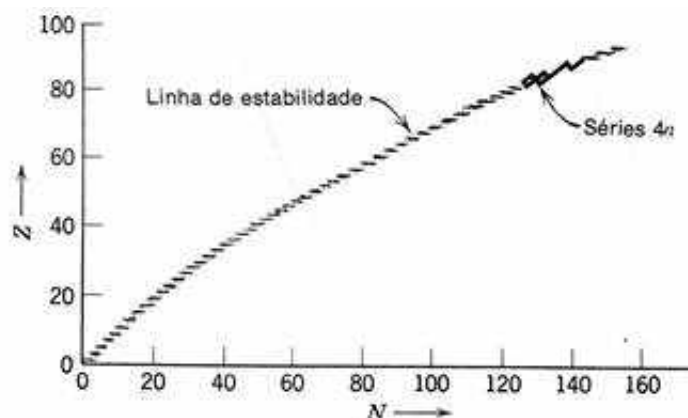


Figura 8. Ilustrando a razão pela qual há decaimento betano decaimento de uma série radioativa Fonte: EISBERG, R. M., 1979, p.561

Na perspectiva de Beiser (1981), o decaimento  $\beta$  é um meio por onde um núcleo pode alterar sua relação  $Z/N$  para estabilizar-se. O decaimento  $\beta$  é essencialmente a transformação espontânea de um nêutron em um próton e um elétron, mas existem argumentos contra a presença de elétrons no núcleo. Esta dificuldade desaparece supondo-se que o elétron abandona o núcleo imediatamente depois de sua criação. O decaimento  $\beta$  revela que os três princípios de conservação, da energia, do momento e do momento angular aparentemente se violam.

As energias do elétron observadas no decaimento  $\beta$  de um nuclídeo determinado variam *continuamente* desde 0 até um valor máximo  $T_{\text{máx}}$ . Em cada caso, a energia máxima é dada pela seguinte relação:

$$E_{\text{máx}} = m_0 c^2 + T_{\text{máx}} \quad (17)$$

desenvolvida pelo elétron em decaimento. Esta é igual a energia equivalente a diferença de massa entre os núcleos iniciais e finais. Dificilmente se encontra um elétron emitido com uma energia  $T_{\text{máx}}$ .

No decaimento  $\beta$  de certos nuclídeos pode-se observar as direções dos elétrons emitidos e dos núcleos de retrocesso. Quase nunca estes são exatamente opostos, como exigiria a conservação do momento. A falta de conservação do momento angular se deve ao valor de  $\frac{1}{2}$  para os spins do elétron, do próton e do nêutron. O decaimento  $\beta$  implica na conversão de um nêutron em um próton:  $n \rightarrow p + e^-$  (18)

Pauli propôs que se uma partícula sem carga, de massa pequena ou nula e spin  $\frac{1}{2}$  fosse emitida em um decaimento  $\beta$  junto com o elétron, as discrepâncias encontradas referentes a energia, momento e momento angular seriam eliminadas e esta partícula recebeu o nome de *neutrino*. Posteriormente, soube-se que há duas classes de neutrinos implicados na decaimento  $\beta$ : neutrino propriamente dito e o antineutrino. O decaimento  $\beta$  ordinário é um neutrino que se emite:  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$  (19)

Cabe observar que ocorreu também a comprovação de que os pósitrons eram emitidos espontaneamente por certos núcleos. As propriedades do pósitron são idênticas as do elétron, exceto por possuírem carga positiva. A emissão do pósitron corresponde à conversão de um próton nuclear em um nêutron, um

pósitron e um neutrino:  $p \rightarrow n + e^+ + \nu$  (20)

Um nêutron exterior a um núcleo pode sofrer decaimento  $\beta$  negativo para resultar em um próton em virtude da sua massa ser muito maior que a do próton, dele ser mais rápido e de não poder se transformar em um nêutron, exceto dentro do núcleo. A emissão do pósitron dá lugar a um núcleo resultante de número atômico  $Z$  inferior, enquanto que o número de massa  $A$  permanece invariável. Relacionado com a emissão do pósitron está o fenômeno de captura eletrônica, na qual um núcleo absorve um dos elétrons de sua órbita mais interna, o que resulta na transformação do próton em um nêutron e, neste processo se emite um neutrino. A captura do elétron ocorre com maior frequência que a emissão do pósitron em elementos pesados em razão das órbitas dos elétrons terem raios menores.

Contudo, ao tentar entender mais profundamente a questão da energia disponível para o decaimento  $\beta$ , Eisberg (1979) coloca em gráfico  $M_{Z,A}$ , a massa dos átomos com um dado  $Z$  e  $A$ , como uma função de  $Z$  para  $A$  fixo. Gráficos típicos estão indicados na Figura 9, para  $A$  ímpar e na Figura 10, para  $A$  par.

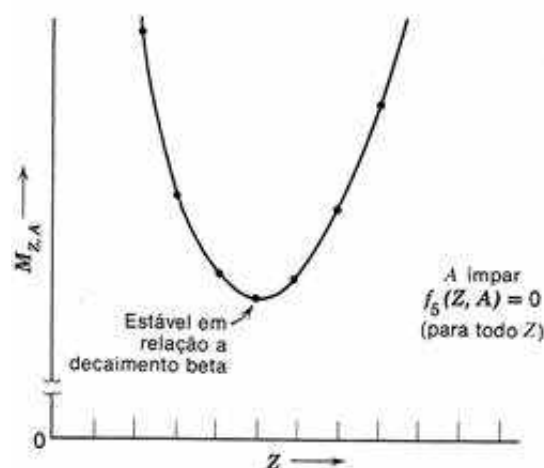


Figura 9. Massas dos átomos com um dado valor ímpar de

A. Fonte: EISBERG, R. M., 1979, p.562

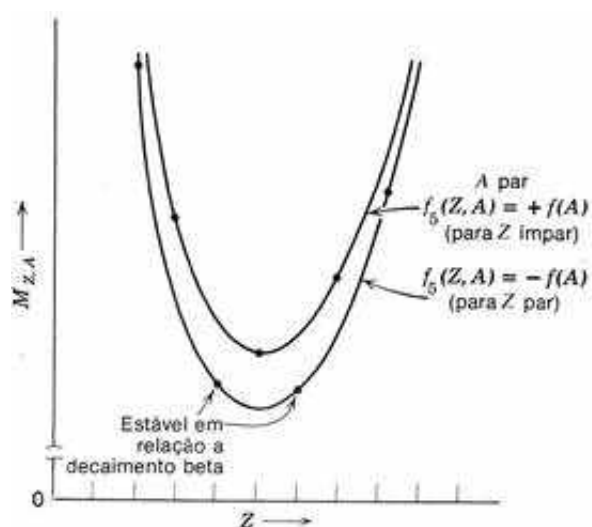


Figura 10. Massas dos átomos com um dado valor par de A

Fonte: EISBERG, R. M., 1979, p.563

Na Figura 9, vê-se que, para um dado valor de  $A$ , existe apenas um núcleo estável em relação ao decaimento  $\beta$ , o núcleo do átomo com menor massa; e, na Figura 10 vê-se que existem geralmente dois núcleos com um dado valor de  $A$ . Estes núcleos são estáveis em relação ao decaimento  $\beta$  e têm valores pares de  $Z$ . Ocasionalmente, existem três núcleos estáveis para  $A$  par.

A Figura 11 indica um gráfico de  $M_{Z,A}$  representando essa situação.



Figura 11: Ilustrando um caso em que existem três núcleos estáveis em relação ao decaimento para um dado valor par de. Fonte: EISBERG, R. M., 1979, p.563

Os núcleos com dados valores de  $A$ , cujos valores de  $Z$  são tais que eles não são estáveis, podem mudar o valor  $Z$ , a fim de que atinjam estabilidade por três tipos de decaimento  $\beta$ . Um dos processos é emissão de elétron. Neste processo, um elétron é emitido pelo núcleo, de modo que  $Z$  aumenta de 1 e  $N$  diminui 1. Os outros dois processos são a captura de elétron e a emissão de pósitron. No primeiro caso, o núcleo captura um dos elétrons atômicos e, no segundo, emite um pósitron carregado positivamente. Em ambos os casos,  $Z$  diminui de 1 e  $N$  aumenta de 1. A energia disponível para a emissão de elétrons pelo núcleo

$$Z,A \text{ é: } E = [M_{Z,A} - M_{Z+1,A}]c^2 \quad (21)$$

A energia disponível para captura de elétron pelo núcleo é:

$$E = [M_{Z,A} - M_{Z-1,A}]c^2 \quad (22)$$

$$\text{e a energia disponível para a emissão de pósitron é: } E = [M_{Z,A} - M_{Z-1,A} + 2m]c^2 \quad (23)$$

onde  $m$  é a massa de repouso do elétron.

Em todos esses processos, a energia disponível vem da diferença de massa entre os núcleos envolvidos. Há um intervalo no qual a diferença de massas entre os dois átomos é tal que a captura de elétrons é possível, mas a emissão de pósitrons é energeticamente proibida. Entretanto, se  $M_{Z,A}$  for maior que  $M_{Z-1,A}$  por mais de  $2m$ , ambos os processos serão permitidos energeticamente.

O fato de os elétrons emitidos no decaimento  $\beta$  terem espectro de energia contínuo foi considerado perturbador. Os elétrons emitidos no ponto final do espectro  $T_e^{max}$  carregam consigo toda a energia disponível. Entretanto, muito mais frequentemente, os elétrons carregam consigo apenas uma parte da energia disponível  $E$  e, portanto, poderia parecer que uma certa quantidade de energia desaparece no processo. Sugeriu-se que os elétrons emitidos pelos núcleos perdiam energia por colisões com os elétrons atômicos antes de saírem do átomo. Este problema foi resolvido quando Pauli postulou a existência do neutrino, conforme discutido anteriormente.

## O DECAIMENTO $\gamma$

Beiser (1981) argumenta que os núcleos podem estar em um estado de energia excitado, o qual é representado por um asterisco após seu símbolo. Os núcleos excitados voltam a seu estado fundamental por meio da emissão de fótons cujas energias correspondem a diferença entre os estados inicial e final da transição. Os fótons emitidos por esses núcleos recebem o nome de raios  $\gamma$ .

Uma alternativa do decaimento  $\gamma$  é que um núcleo excitado pode voltar em determinados casos a seu estado fundamental cedendo sua energia de excitação a um dos elétrons orbitais que o rodeiam.

A conversão interna é uma espécie de efeito fotoelétrico em que um fóton nuclear é absorvido por um elétron atômico, mas é melhor considerar a conversão interna como a representante de uma transferência direta da energia de excitação do núcleo até o elétron. O elétron tem:

$$Q = E_{\text{excitação perdida}} - E_{\text{ligação elétron-átomo}} \quad (24)$$

onde  $Q$  é a energia cinética.

Já para Eisberg (1979), os raios  $\gamma$  são emitidos nas transições entre algum estado inicial excitado com energia  $E_i$  e um estado final com energia  $E_f < E_i$ . Essas transições espontâneas, chamadas decaimentos  $\gamma$ , são inteiramente análogas às que ocorrem entre os estados com energia quantizada de um átomo, sendo a energia conservada, pois a energia do *quantum* emitido é  $h\nu = E_i - E_f$  (25). O núcleo pode ser excitado através de um decaimento  $\alpha$  ou um decaimento  $\beta$ . As possibilidades são indicadas esquematicamente, para decaimento  $\beta$ , no diagrama de níveis de energia da Figura 12.

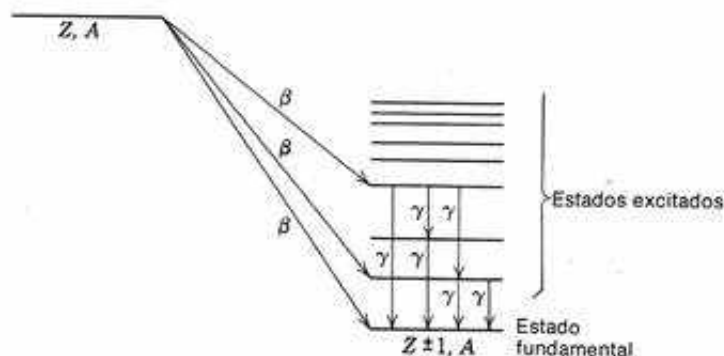


Figura 12. Excitação de um núcleo com resultado de um decaimento beta. Fonte: EISBERG, R. M., 1979, p.580

Estados com energias ainda mais altas podem ser excitados pela captura de um núcleon de alta energia, processos pelos quais um núcleon de alta energia é espalhado inelasticamente por um núcleo e por inúmeros outros processos envolvendo reações nucleares.

Após ser excitado, um núcleo pode decair pela emissão de raios  $\gamma$ . Se  $E_{\text{excitação}} < E_{\text{ligação}}$  do último núcleon do núcleo, ele deverá decair por emissão  $\gamma$  ou por um processo relacionado conhecido como conversão interna. O espectro de energia da radiação  $\gamma$  emitida em transições entre os níveis nucleares é usado para a determinação das energias desses estados. Naturalmente, as energias dos estados nucleares dão importantes informações sobre estrutura nuclear.

## SEÇÃO TRANSVERSAL

Um meio conveniente de expressar a probabilidade que uma partícula de bombardeio interagir de alguma maneira comum a partícula alvo utiliza a ideia de seção transversal. O que se faz é considerar que cada partícula alvo apresenta uma área determinada, seção transversal, às partículas incidentes. Qualquer partícula incidente que se dirigir para esta área interage com a partícula alvo. Assim, quanto maior a seção transversal maior será a probabilidade de interação.

Uma lâmina de um certo material cuja área é  $A$  e sua espessura  $dx$ , com  $n$  átomos por unidade de volume, possui um total de  $nAdx$  núcleos na lâmina. Cada núcleo tem uma seção transversal  $\sigma$  para um tipo particular de interação de modo que a seção transversal de todos os núcleos da lâmina seja  $nA\sigma dx$ . Se as partículas incidentes são designadas como  $N$ , o número  $dN$  que interage com os núcleos na lâmina é dado por:  $\frac{dN}{N} = \frac{nA\sigma dx}{A}$  (26)

$$\text{logo: } \frac{dN}{N} = n\sigma dx \quad (27)$$

Esta equação só é válida para uma lâmina de espessura infinitesimal. Para encontrar a proporção de partículas incidentes que interagem com os núcleos em uma espessura finita, deve-se integrar  $dN/N$ . Se supõe que cada partícula incidente é capaz de uma e só uma interação e também que  $dN$  partículas se

eliminam ao passar através do primeiro elemento  $dx$  da lâmina. Portanto, deve-se introduzir o sinal de menos transformando a equação em:

$$-\frac{dN}{N} = n\sigma dx \quad (28)$$

Designando o número inicial de partículas por  $N_0$ , tem-se:  $\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -n\sigma \int_0^x dx$  (29)

$$\ln N - \ln N_0 = -n\sigma x \quad (30) \quad N = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (31)$$

O número de partículas  $N$  que sobrevivem diminuem exponencialmente com o aumento da espessura  $x$ .

A trajetória livre média  $l$  de uma partícula em um material é a distância média que pode atravessar antes de interagir com um núcleo alvo. A probabilidade  $f$  que tem uma partícula incidente de sofrer uma interação em uma lâmina de espessura  $\Delta x$  é:

$$f = n\sigma \Delta x \quad (32)$$

O número de vezes  $H$  que se deve atravessar a lâmina antes de entrar em interação é:  $H = \frac{1}{n\sigma \Delta x}$  (33)

A distância média que a partícula percorre antes da interação é:  $H \Delta x = \frac{1}{n\sigma}$  (34)

que é por definição a trajetória livre média. Portanto:  $l = \frac{1}{n\sigma}$  (35)

Um núcleo pesado sofre fissão quando adquire energia de excitação suficiente para oscilar com violência. Alguns núclídeos são tão instáveis que são capazes de fissão espontânea, embora é mais provável que sofram decaimento  $\alpha$  antes que isso ocorra.

O aspecto mais surpreendente da fissão nuclear é a magnitude da energia desprendida. A maior parte da energia que se libera durante a fissão se transforma em energia cinética dos fragmentos de fissão: os nêutrons, os raios  $\gamma$  e  $\beta$  e os neutrinos emitidos levam talvez 15% da energia total.

## CONSIDERAÇÕES FINAIS

Este artigo, fruto de um breve estudo, se propôs a elucidar os decaimentos  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  presentes na série do Tório. Para tal, foi realizada uma revisão crítica de parte da literatura que trata de decaimentos radioativos de uma maneira geral. Com isso, estabeleceu-se a base do método bibliográfico utilizado.

Retomando a discussão realizada ao longo do estudo, os decaimentos radioativos  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  estão intrinsecamente vinculados, não havendo a possibilidade de cada um deles ocorrer de maneira independente. As emissões de radiação corpusculares  $\alpha$  e  $\beta$  promovem alterações no número atômico de



elementos da série do Tório, objetivando aumentar a estabilidade de um elemento radioativo a partir da redução de seu tamanho. Portanto, o decaimento  $\alpha$  é um ajuste direto e o decaimento  $\beta$  é um ajuste do coeficiente angular da série do Tório, de forma a aproximá-la de uma linha de estabilidade. A emissão de radiação  $\gamma$ , por outro lado, não promove alteração nuclear, sendo responsável apenas por estabilizar energeticamente um núcleo, permitindo que este em seu estado excitado, decorrente dos decaimentos anteriores, retorne a seu estado fundamental.

Finalizando, devido à abordagem panorâmica dada a este pequeno estudo, a análise e síntese dos diferentes procedimentos de decaimento da série do Tório podem ter ficado um pouco comprometidos no que diz respeito à completude dos processos. Portanto, a compilação realizada por este artigo somente propicia um maior entendimento sobre as estruturas envolvida sem um nível mais fundamental, abrindo portas para estudos maiores e mais detalhados sobre suas aplicações, para um público menos versado neste assunto.

**Agradecimento:** Agradecemos o apoio da Revista Científica Núcleo do Conhecimento e de toda sua equipe.

## REFERÊNCIAS

BEISER, A. **Concepts of modern physics**. 2<sup>a</sup>. ed. Ciudad de México: McGraw-Hill Education, 1981.

EISBERG, R. M. **Fundamentos da Física Moderna**. trad. Francisco A. B. Coutinho, Coraci P. Malta e José F. Perez. Rio de Janeiro: Editora Guanabara Dois SA, 1979.

HOLTON, G. J.; BRUSH, S. G. **Introducción a los conceptos y teorías de las ciencias físicas**. Reverté, 1976.

KRANE, K. S.; HALLIDAY, D. **Introductory nuclear physics**. New York: Wiley, 1988.

<sup>[1]</sup> Bacharel em Ciência e Tecnologia (UFVJM), Graduanda em Engenharia Química (UFVJM)

<sup>[2]</sup> Graduanda em Ciência e Tecnologia. Iniciou um estudo sobre o decaimento da série do elemento Tório para seu Trabalho de Conclusão do Bacharelado em Ciência e Tecnologia do Instituto de Ciência e Tecnologia da Universidade Federal dos Vales do Jequitinhonha e Mucuri. Trabalha como pesquisadora júnior na área de físico-química/química dos materiais, no projeto "Síntese, caracterização e avaliação do potencial fotocatalítico de heteroestruturas de óxido de titânio (TiO<sub>2</sub>) com nitreto de carbono grafítico (g-C<sub>3</sub>N<sub>4</sub>)", sob a supervisão do Prof. Henrique A. de Jesus Mourão.

<sup>[3]</sup> Graduada em Física pela Universidade Federal do Rio de Janeiro e doutora em Filosofia pela PUC-Rio. Professora do Instituto de Ciência e Tecnologia da Universidade Federal dos Vales do Jequitinhonha e Mucuri da UFVJM, onde leciona História e Filosofia da Ciência e Lógica para o curso de Bacharelado em Ciência e Tecnologia. Coordena o Núcleo de Filosofia e História da Física-matemática (NUFIHM), desenvolvendo projetos em quatro linhas de pesquisa distintas, a saber: 1) Ensino, História e Filosofia da Física e da Filosofia da Matemática; 2) Estudos de Fundamentação Metafísica da Ciência; 3) História e Filosofia da Ciência e da Tecnologia; e; 4) História e Filosofia da Física e da Matemática.

**PUBLIQUE SEU ARTIGO CIENTÍFICO EM:**

<https://www.nucleodoconhecimento.com.br/enviar-artigo-cientifico-para-submissao>