

Aula 05 - Radioatividade

Introdução

Na virada entre os séculos XIX e XX, diversos fenômenos relacionados à emissão de radiações desconhecidas por diversos materiais e em diferentes circunstâncias estavam sendo estudados. O estudo desses fenômenos foi crucial para o entendimento da estrutura da matéria e, em especial, o núcleo atômico.

A partir do trabalho de vários pesquisadores, observando tanto o comportamento dessas radiações na presença de campos elétricos e magnéticos, como sua penetrabilidade na matéria, os vários tipos de radiação foram identificados:

- 1899: Ernest Rutherford mostra que existem dois tipos de radiação: α e β ;
- 1900: Paul Ulrich Villard mostra que existe ainda um outro tipo de radiação, chamada posteriormente de γ . Os raios γ correspondem à radiação eletromagnética de altíssima frequência ou energia;
- 1902: Pierre e Marie Curie mostram que a radiação β são elétrons. Mais tarde, observou-se que a radiação β corresponde tanto à emissão de elétrons, como de pósitrons, a antipartícula do elétron, discutido nas primeiras aulas desta disciplina;
- 1908: E. Rutherford mostra que a radiação α é equivalente ao elemento He, isto é, dois prótons e dois nêutrons ligados, que formam o núcleo desse elemento.

Atualmente, sabemos que esses três tipos de radiação, α , β e γ , ocorrem devido a transformações, que chamamos de decaimentos, de certos núcleos atômicos. Neste texto, discutiremos os princípios gerais do decaimento radioativo dos núcleos atômicos e algum detalhamento sobre esses três tipos de emissão.

Lei do Decaimento Radioativo e Unidades de Medida

Para estudar e realmente compreender um decaimento radioativo, além de identificar os tipos de decaimento que existem, precisamos também quantificar esse processo de alguma forma. Isso pode ser feito medindo-se as propriedades da radiação emitida, como a distribuição de energia, por exemplo, mas, principalmente, quantificando a escala de tempo com que esse fenômeno ocorre. Essencialmente, isso significa medir o intervalo de tempo que um núcleo leva para decair. Porém, experimentalmente, observamos que esse tempo não é fixo para diferentes “indivíduos” de um mesmo elemento. Isso significa que dois núcleos diferentes do mesmo elemento não irão, necessariamente, levar o mesmo intervalo de tempo, a partir de uma referência qualquer, para decair. Como caracterizar o tempo de decaimento de um elemento então? Fazemos isso de forma estatística. O que se observa é que em uma amostra de um certo elemento, o número de

elementos originais diminui (decai) exponencialmente com o tempo (figura 1). Essa observação leva a uma interpretação probabilística do decaimento nuclear, como discutiremos a seguir.

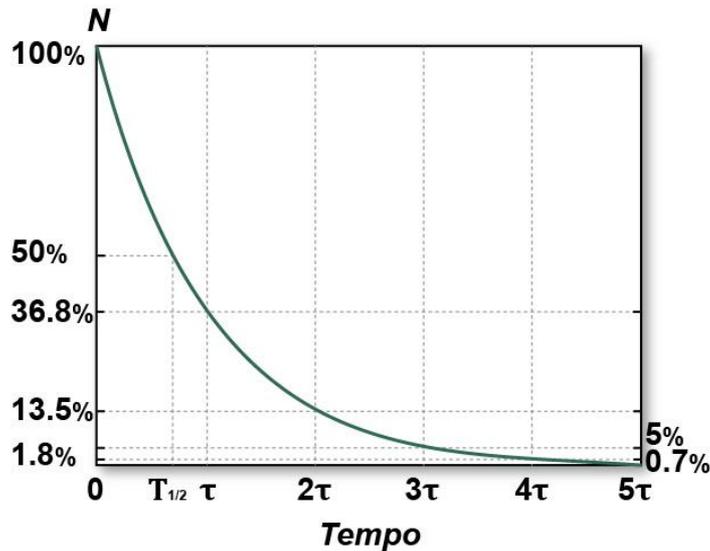


Figura 1: Padrão exponencial de decaimento de uma amostra de material radioativo (Fonte: Wikimedia Commons).

As hipóteses básicas para se quantificar o decaimento radioativo são:

- O decaimento de um núcleo é um processo estatístico, ou seja, impossível de prever exatamente o instante em que ele ocorrerá. Portanto, temos que lidar com uma probabilidade;
- A probabilidade de um decaimento independe da idade do elemento, isto é, não varia com o tempo.

Como podemos expressar isso matematicamente? Se tivermos uma amostra de N núcleos em um dado instante, a quantidade que decairá (dN) em um dado intervalo de tempo (dt) será proporcional à esse intervalo de tempo e ao número de núcleos na amostra naquele instante, ou seja:

$$dN = -\lambda \times dt \times N \quad (1)$$

Como assumimos que a probabilidade de decaimento não varia com o tempo, de fato, devemos colocar uma constante de proporcionalidade, que é chamada de constante de decaimento (λ). Essa expressão pode ser reescrita como:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda \times dt \quad (2)$$

cuja integração para um dado intervalo de tempo, resulta em:

$$\int_{t_0}^t \frac{dN}{N} = - \int_{t_0}^t \lambda dt \Rightarrow N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

Portanto, o número de núcleos remanescentes em um certo instante t será dado por $N(t)$, sendo N_0 o número inicial de núcleos na amostra, ou seja, o número de núcleos presentes na amostra no instante t_0 . Podemos também definir a constante de decaimento de outras duas formas, bastante comuns:

- a vida média (τ), que é definida como o inverso da constante de decaimento, ou seja, $\tau = \lambda^{-1}$. Note na figura 1, que após um intervalo de tempo τ , restará na amostra 36,8% da quantidade inicial, pois:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} = N_0 e^{-1} = N_0 \times 0,368 \quad (4)$$

- o tempo de meia-vida ($T_{1/2}$), definido como sendo o intervalo de tempo necessário para que metade da amostra sofra um decaimento, ou seja,

$$N(T_{1/2}) = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \Rightarrow T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (5)$$

o que permite reescrever a lei de decaimento como:

$$N(t) = N_0 2^{-t/T_{1/2}} \quad (6)$$

Normalmente, os núcleos sofrem decaimentos sucessivos, isto é, uma sequência de dois ou mais decaimentos. A figura 2 mostra o decaimento sequencial do núcleo ^{238}U .

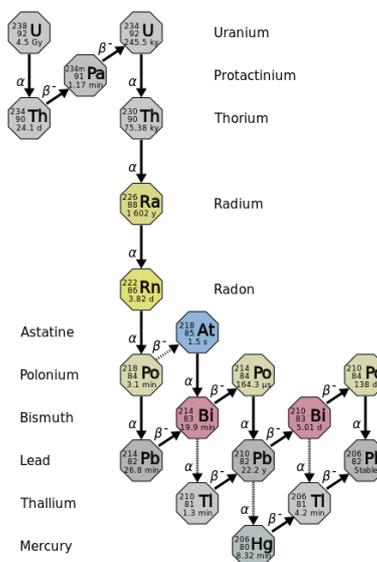


Figura 2: Decaimento sequencial do ^{238}U (Fonte: Wikimedia Commons).

Certa amostra de material radioativo é normalmente chamada de uma fonte radioativa, que é caracterizada por sua atividade ou intensidade de emissão radioativa que corresponde ao número de decaimentos por unidade de tempo. As unidades normalmente usadas para a atividade radioativa são o Becquerel (Bq), no Sistema Internacional (SI), que corresponde ao número de decaimentos por segundo. Porém, a unidade mais comum é o Curie (Ci), que corresponde a $3,7 \times 10^{10}$ decaimentos/s.

Um aspecto importante a ser considerado em relação aos decaimentos radioativos corresponde ao efeito da radiação emitida em meios materiais. O principal efeito da radiação em materiais, que pode causar danos principalmente em tecidos vivos, é ionização. Portanto, diversas unidades de medida são usadas para quantificar esse efeito:

- Exposição: carga ionizada por unidade de massa (C/kg). A unidade mais usada é o roentgen (R) que equivale a $2,58 \times 10^{-4}$ C/kg;
- Dose absorvida (*D*): energia absorvida por ionização. No SI, a unidade usada é o J/kg = Gray (Gy). Também é usado o rad=100 ergs/g;
- Como é importante medir o risco que a radiação pode trazer para tecidos vivos, definiu-se a dose equivalente (*DE*). Ela consiste em se multiplicar um fator de qualidade à dose fonte segundo o potencial da radiação em danificar tecidos vivos: $DE = D \cdot QF$, onde $QF = 1$ para raios-X, radiação β e γ e $QF = 20$ para radiação α . No SI, a unidade de medida é o sievert (Sv). Também é usado o rem quando a dose é dada em rad.

Radiação α

Como discutido na introdução deste texto, uma das formas de decaimento radioativo que existe corresponde à emissão de partículas- α , que consistem de um núcleo com dois prótons e dois nêutrons, como ilustrado na figura 3. Após o decaimento de um núcleo com número atômico *Z* e número de massa *A*, além da partícula- α , restará um núcleo residual de número atômico *Z*-2 e número de massa *A*-4, como representado na expressão abaixo:

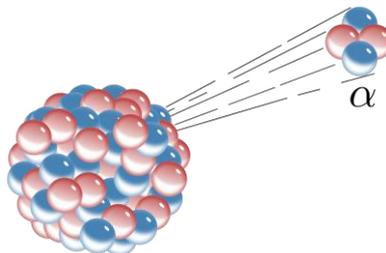


Figura 3: Ilustração de um decaimento α (Fonte: Wikimedia Commons).

O fato de alguns núcleos decaírem pela emissão de partículas- α , ao invés de partículas mais leves, ocorre devido à elevada energia de ligação dessas

partículas, favorecendo a sua emissão em um balanço de energia entre núcleos próximos. A condição para ocorrer o decaimento espontâneo por emissão de uma partícula- α , como qualquer outro decaimento, são os princípios de conservação, como energia e momento. Tomando o processo ilustrado na expressão 7, a energia contida na massa do núcleo que decai (X) tem que ser suficiente para gerar a massa e a energia cinética do núcleo residual (Y) e da partícula- α . Em termos matemáticos, podemos escrever que:

$$m_X(A, Z)c^2 = m_Y(A-4, Z-2)c^2 + K_Y + m_\alpha c^2 + K_\alpha \quad (8)$$

sendo a condição necessária para que ocorra o decaimento:

$$m_X(A, Z)c^2 - m_Y(A-4, Z-2)c^2 - m_\alpha c^2 = K_Y + K_\alpha = Q > 0 \quad (9)$$

onde definimos a grandeza Q que corresponde à diferença entre a massa inicial e a massa final de um processo nuclear, seja um decaimento ou uma reação nuclear (que discutiremos na aula seguinte):

$$Q = m_{\text{inicial}} - m_{\text{final}} \quad (10)$$

A partir da conservação de momento, temos que:

$$\vec{p}_X = \vec{p}_Y + \vec{p}_\alpha = 0 \Rightarrow |\vec{p}_Y| = |\vec{p}_\alpha| \quad (11)$$

portanto:

$$K_\alpha = \frac{Q}{\left(1 + \frac{m_\alpha}{m_Y}\right)} \quad (12)$$

o que leva à conclusão que a energia das partículas- α deve ser bem definida. É importante salientar que não mencionamos a possibilidade do núcleo residual estar em um estado excitado, ou seja, ele ter mais energia do que o núcleo no estado fundamental. Porém, como os estados de energia no núcleo são discretos, como nos átomos, a energia das partículas- α continuará bem definida.

Além da energia da radiação emitida, outro aspecto importante dos decaimentos corresponde à vida média ou meia-vida. Observou-se que quanto maior a energia da partícula- α emitida, menor o tempo de meia vida do elemento (ou maior sua taxa de decaimento). Estudos sistemáticos foram primeiros relatados por H. Geiger e J. M. Nuttall em 1911. Eles observaram que uma simples mudança de um fator 2 ou 3 na energia da partícula- α emitida, mudava a constante de decaimento do elemento de um fator 10^{24} .

A relação quantitativa observada entre a energia da partícula- α emitida e a constante de decaimento, conhecida como lei de Geiger-Nuttall, pode ser dada pela expressão:

$$\ln I = \frac{a'}{\sqrt{K_a}} + b' = \frac{a}{v} + b \quad (13)$$

para Z constante, onde v é a velocidade da partícula- α emitida e a e b são constantes obtidas a partir de ajustes aos dados.

É possível compreender essa relação empírica a partir de alguns princípios da física quântica, que foram vistos na disciplina de Física Quântica, e utilizando-se um modelo bastante simples e aproximado para esse fenômeno. As hipóteses utilizadas nesse modelo são:

- A partícula- α já existe dentro do núcleo e é tratada de maneira quântica, ou seja, apresenta uma natureza ondulatória, cujo comportamento é dado pela solução da equação de Schroedinger;
- Tratamos apenas uma única dimensão, a radial (r);
- O potencial ao qual está sujeita a partícula- α dentro do núcleo, e que entra na equação de Schroedinger, é composto de duas partes que se combinam: um poço atrativo de origem nuclear e a parte Coulombiana repulsiva. A figura 4 mostra um diagrama desse potencial.

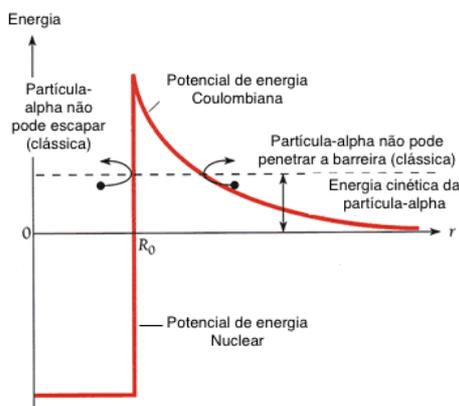


Figura 4: Diagrama do potencial ao qual as partículas- α estão sujeitas no modelo considerado (Adaptado de: Wikimedia Commons).

Classicamente, se as partículas- α estão dentro do núcleo, isto é, à esquerda da barreira de potencial mostrado na figura 4, com uma energia cinética inferior ao valor máximo da barreira, como o valor representado por uma linha tracejada na figura 4, é impossível ela ser emitida pelo núcleo. Porém, quanticamente, há uma probabilidade das partículas- α atravessarem essa barreira, mesmo sendo proibido classicamente, que é o chamado efeito túnel, estudado na semana 4 da disciplina de Física Quântica. Portanto, a constante de decaimento (λ) será dada pelo produto da frequência com que

as partículas- α tentam atravessar a barreira (f) e a probabilidade dessa passagem pela barreira ocorrer (T):

$$I = f \times T \quad (14)$$

Por sua vez, a frequência f será dada pela velocidade das partículas- α dentro do núcleo (v_n) dividido pelo diâmetro do núcleo ($2R$), ou seja:

$$f = \frac{v_n}{2R} \quad (15)$$

O valor de T é obtido a partir da resolução da equação de Schroedinger com o potencial ilustrado na figura 4, que equivale ao problema da barreira de potencial unidimensional da mecânica quântica, discutido na semana 4 da disciplina de Física Quântica. Do texto-base "Efeito Túnel (Parte 3)", temos que:

$$T \approx \exp\left(-2 \int_0^R \sqrt{\frac{2m(V(r)-E)}{\hbar^2}}\right) \quad (16)$$

Resolvendo a integral da equação (16) quando se considera o potencial Coulombiano, isto é:

$$V(r) = -\frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (17)$$

e que a energia cinética das partículas- α é muito menor do que a energia máxima da barreira de potencial, tem-se que:

$$T \approx \exp\left(-\frac{Ze^2}{\epsilon_0 \hbar v}\right) \quad (18)$$

onde v é a velocidade de escape das partículas- α . A lei de Geiger-Nuttall (13) pode ser obtida quando a substituímos as expressões 15 e 18 na expressão 14, demonstrando que esta abordagem aproximada do decaimento α consegue dar conta de algumas observações experimentais desse fenômeno.

Radiação β

No chamado decaimento β , pode ocorrer a emissão de elétrons, chamado de decaimento β^- , ou de pósitrons, o decaimento β^+ . Além disso, outro processo que pode ocorrer nesse tipo de decaimento é a captura de elétrons extra-nucleares (CE). Neste processo, um elétron das camadas mais internas do átomo é capturado pelo núcleo, portanto não há emissão de pósitron, apesar de este processo competir com a emissão β^+ .

Porém, logo no início dos estudos sobre o decaimento β , notou-se que não era possível considerar a emissão de apenas uma partícula, seja um elétron ou um pósitron. Ao se medir a energia dos elétrons (ou pósitrons) emitidos, logo se notou que a distribuição da energia dessas partículas não se assemelhava ao das partículas- α : ao invés de se medir um valor bem definido de energia, media-se uma distribuição de valores, como indicado na figura 5.

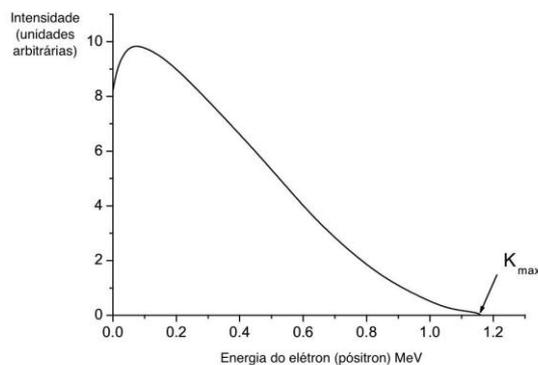


Figura 5: Distribuição de energia de elétrons emitidos no decaimento- β (Fonte: adaptado de Wikimedia Commons).

Em 1930, Wolfgang Pauli sugeriu que mais uma partícula era emitida em um decaimento β , além do elétron ou do pósitron. Enrico Fermi chamou essa partícula de neutrino, e se estabeleceu que um decaimento β é constituído da transformação de um próton em um nêutron, com a emissão de um pósitron mais um neutrino, o decaimento β^+ , ou a transformação de um nêutron em um próton, com a emissão de um elétron mais um antineutrino (antipartícula do neutrino), o decaimento β^- , como ilustrado na figura 6.

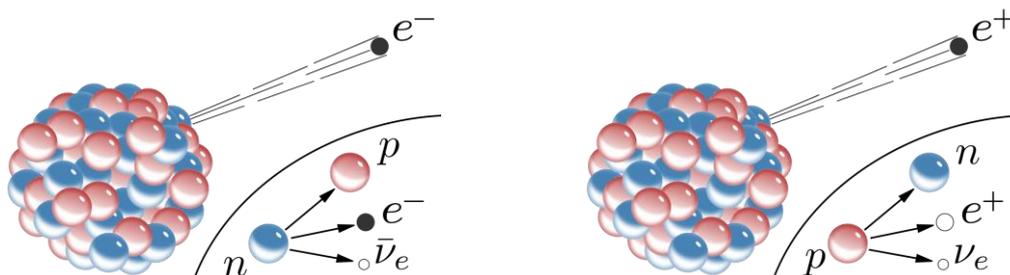


Figura 6: Ilustração dos decaimentos β^- e β^+ (Fonte: Wikimedia Commons).

Isso explica a distribuição de energia dos elétrons observada na figura 5, pois temos os processos:



que, em termos de energia, podem ser escritos como:

$$\begin{aligned} m_X(A, Z)c^2 - m_Y(A, Z-1)c^2 - m_e c^2 - m_{\bar{\nu}} c^2 &= K_Y + K_e + K_{\bar{\nu}} = Q > 0 \\ e & \\ (20) & \\ m_X(A, Z)c^2 - m_Y(A, Z+1)c^2 - m_e c^2 - m_{\nu} c^2 &= K_Y + K_e + K_{\nu} = Q > 0 \end{aligned}$$

sendo que só ocorrerão para os núcleos para os quais $Q > 0$. Como o recuo do núcleo residual é muito pequeno ($K_Y \approx 0$), a energia disponível no decaimento (Q) será distribuída entre a energia cinética do elétron (pósitron) e do antineutrino (neutrino), e o elétron (pósitron) terá a energia máxima (como ilustrado na figura 5), quando o antineutrino (neutrino) tiver uma energia cinética mínima, ou seja, a energia máxima do elétron (pósitron) será igual ao Q do decaimento, pois:

$$Q \approx K_e + K_{\bar{\nu}} \setminus K_{\bar{\nu}} \rightarrow 0 \Rightarrow K_e^{\max} \rightarrow Q \quad (21)$$

Em 1934, Fermi elaborou uma teoria para descrever o decaimento β fazendo uso da teoria da perturbação, vista na semana 5 da disciplina Física Quântica. Essa teoria é uma descrição aproximada desse fenômeno, porém ela é bem sucedida na explicação de várias observações relativas ao decaimento β .

Fermi adotou como abordagem para explicar o decaimento β que o elétron (pósitron) e o antineutrino (neutrino) são criados no momento da desintegração (não podem existir dentro do núcleo) a partir da transformação do nêutron em próton (ou vice-versa) e essa transformação se dá devido a uma interação muito fraca e de curto alcance, que permite a utilização da teoria de perturbação. Ele desenvolve uma “regra de ouro” para esse tipo de interação, calculando a probabilidade de transição por unidade de tempo, que é dada por:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \rho(E_f) \quad (22)$$

onde,

$$H_{fi} = \int \psi_f^* \hat{H} \psi_i dV$$

(23)

expressa a probabilidade de transição do estado inicial (ψ_i) para o estado final (ψ_f) quando o operador (H) responsável por esse processo age no estado inicial e $\rho(E_f)$ é a densidade de estados finais. O operador H era desconhecido na época e Fermi fez uma série de considerações para derivá-lo.

A partir dessa teoria é possível se reproduzir a distribuição de energia dos elétrons com boa precisão, como mostrado na figura 7, onde o eixo das ordenadas mostra a raiz quadrada do número de elétrons emitidos por unidade de tempo (P), normalizados pelo valor do momento linear dos elétrons ao quadrado (p^2) e um fator de correção devido à interação Coulombiana entre os elétrons e o núcleo (F). Essa forma de representar a distribuição de energia dos elétrons é conhecida como gráfico de Kurie.

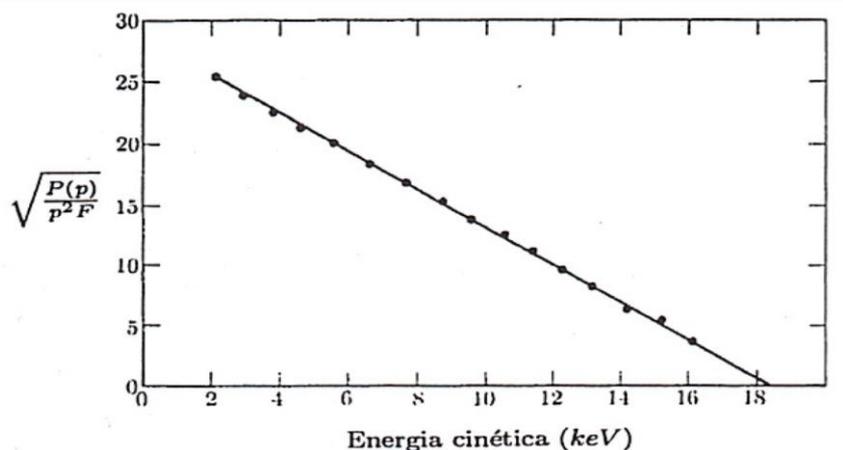


Figura 7: raiz quadrada do número de elétrons emitidos por unidade de tempo (P), normalizados pelo valor do momento linear dos elétrons ao quadrado (p^2) e um fator de correção devido à interação Coulombiana entre os elétrons e o núcleo (F) em função da energia cinética dos elétrons (Fonte: "Introdução à Física Nuclear", K. C. Chung, Editora UERJ).

O fenômeno da captura de elétrons corresponde à absorção de um elétron orbital pelo núcleo. Este processo pode ser tratado formalmente da forma semelhante à emissão β , mas com algumas diferenças. A função de onda do elétron não pode ser tratada como uma partícula livre e somente um neutrino é emitido, portanto devemos considerar apenas a densidade de níveis dessas partículas. Este processo compete com a emissão de pósitrons é necessário se atingir a estabilidade com a diminuição de Z .

Radiação γ

A radiação γ é uma onda eletromagnética de extrema energia ou frequência. Espontaneamente, a emissão de radiação γ é um processo que ocorre após os decaimentos α ou β . Devido à sua energia, da ordem de keV e MeV ,

sabemos que a origem dessa radiação é um processo nuclear. Processos atômicos envolvem energias bem menores, da ordem de eV.

A emissão de radiação eletromagnética por processos atômicos está relacionada com transições de elétrons entre diferentes níveis de energia. O mesmo ocorre para a radiação γ . O espectro de energia da radiação γ emitida pode ser discreto, como no caso atômico. Portanto, a radiação γ deve corresponder à transição de níveis de energia no núcleo, ou seja, o núcleo também deve apresentar níveis de energia como a eletrosfera. A energia da radiação γ deve corresponder à diferença de energia entre dois níveis do núcleo:

$$h\nu = \Delta E = E_i - E_f$$

(24)

Essas observações são fortes evidências da estrutura de níveis do núcleo, como ocorre no átomo. E, a partir delas, é possível construir o esquema de níveis de um determinado núcleo. A figura 8 ilustra o processo de emissão de radiação γ .

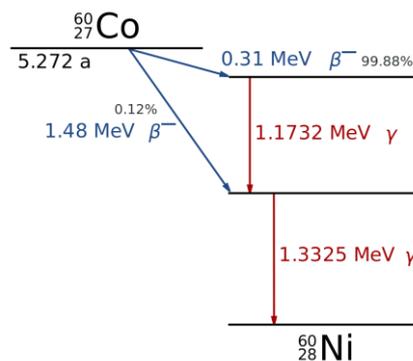


Figura 8: Ilustração do processo de emissão de radiação γ (Fonte: Wikimedia Commons).

Como exemplificado na ilustração da figura 8, após o decaimento β^- do núcleo de ^{60}Co , o núcleo residual de ^{60}Ni fica em um estado excitado e chegará ao estado fundamental a partir da emissão de radiação γ , cuja energia é dada pela diferença entre os níveis de energia do ^{60}Ni .