

RADIOATIVIDADE

J.R. Kaschny
(2013)



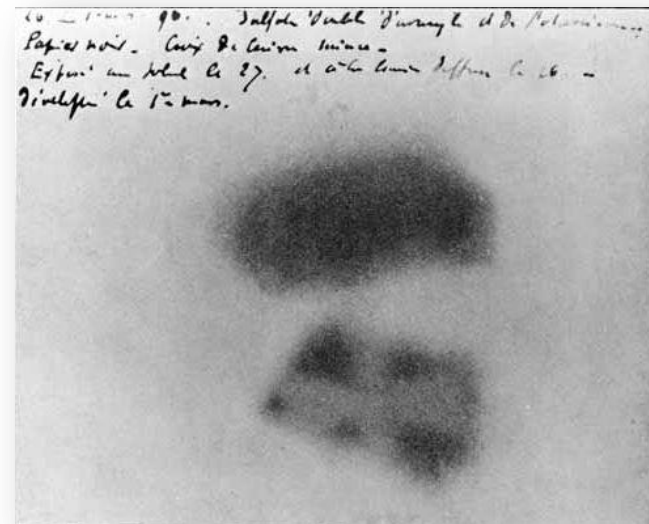
Introdução

→ A radioatividade foi descoberta, em 1896, pelo químico francês **Antoine Becquerel** (1852/1908), que, juntamente com o casal **Pierre** e **Marie Curie**, foi agraciado com o Nobel de Física, em 1903.

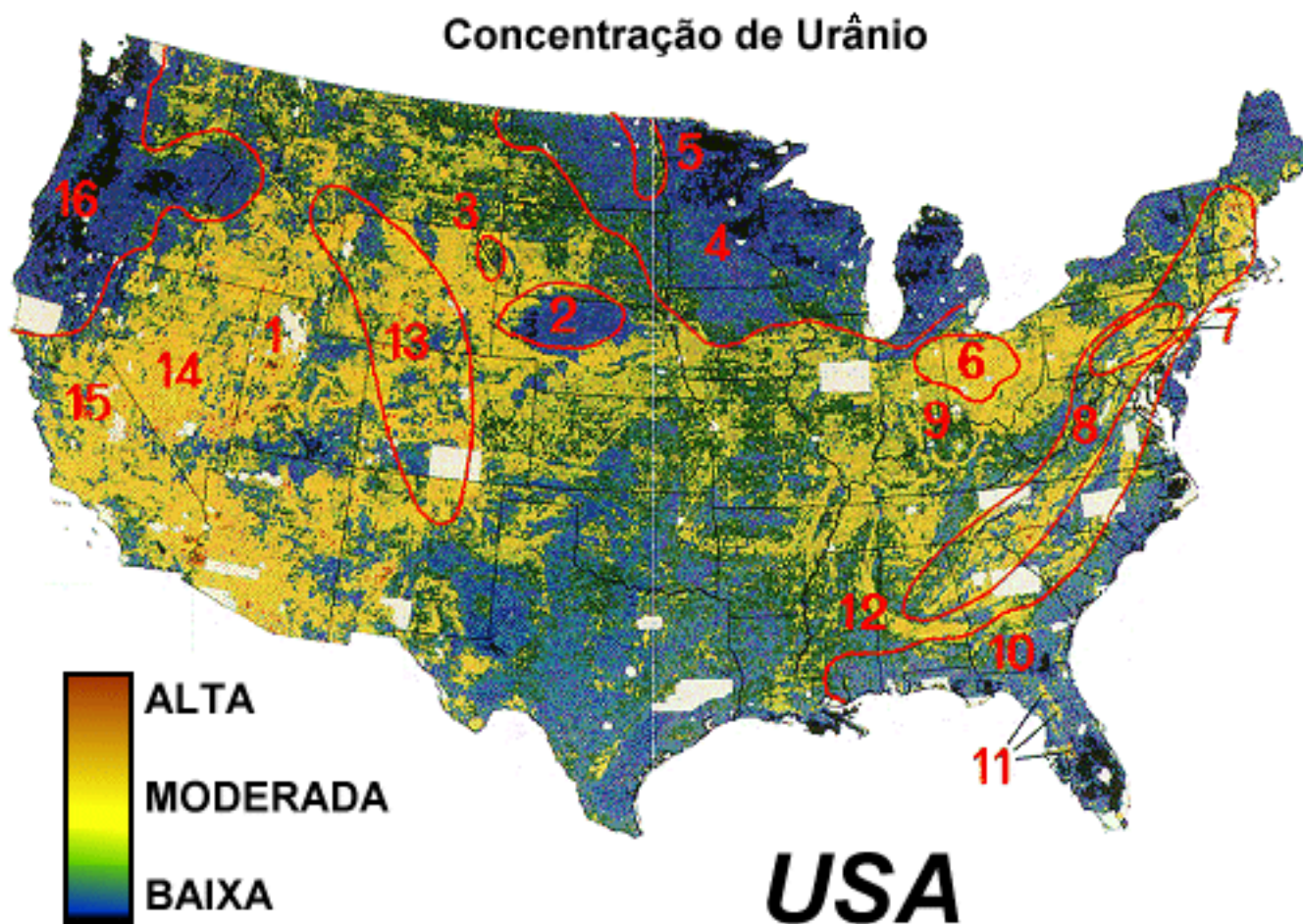
→ Becquerel observou que materiais compostos de urânio emitiam energia que impressionavam chapas fotográficas, mesmo quando envoltas em papel preto. A essa energia deu o nome de radiação ativa, que também vieram a ser chamadas de Raios de Becquerel, emissões radioativas ou, segundo Mme. Curie (1898), **radioatividade**.

→ Marie (*) (1867-1934) e Pierre Curie (1859-1906) extraíndo e purificando o urânio, do minério **pechblenda**, U_3O_8 , isolaram, em 1898, o polônio, 400 vezes mais radioativo do que o urânio e, posteriormente, o rádio, 900 vezes mais radioativo do que o urânio.

(*) **NOTA: Marie Curie também recebeu, em 1911, o prêmio Nobel de Química.**



→ Nas rochas, encontramos naturalmente elementos radioativos, como o urânio-238, urânio-235, tório-232, rádio-226, rádio-228 e diversos outros isótopos, de elementos químicos comuns ao nosso meio ambiente, que são naturalmente radioativos.



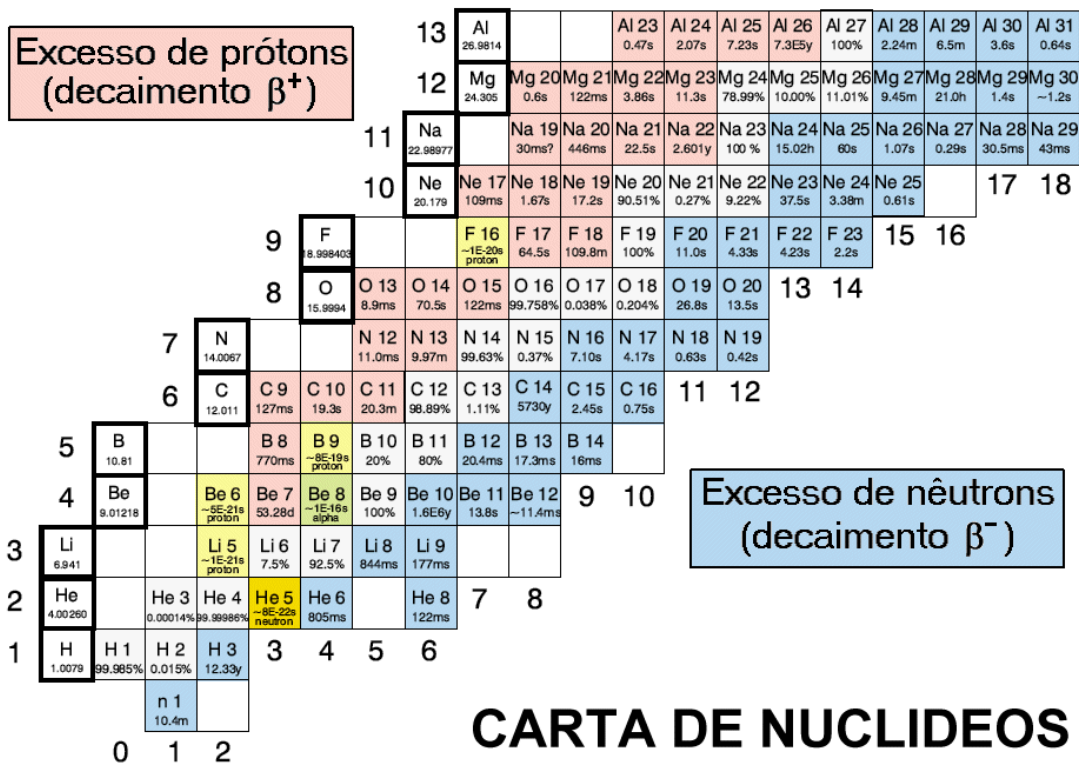
Classificação Periódica dos Elementos

IUPAC 1999 (from: <http://www.chem.qmw.ac.uk/iupac/AtWt/>)

Classificação Periódica dos Elementos																		IUPAC 1999 (from: http://www.chem.qmw.ac.uk/iupac/AtWt/)	
Excesso de prótons (decaimento β^+)																			
PRÓTONS																			

Numero de PRÓTONS

Excesso de prótons
(decaimento β^+)



Excesso de nêutrons
(decaimento β^-)

CARTA DE NUCLIDEOS

Numero de NÊUTRONS

→ Em nosso dia a dia estamos submetidos naturalmente a diversas fontes de radiação.

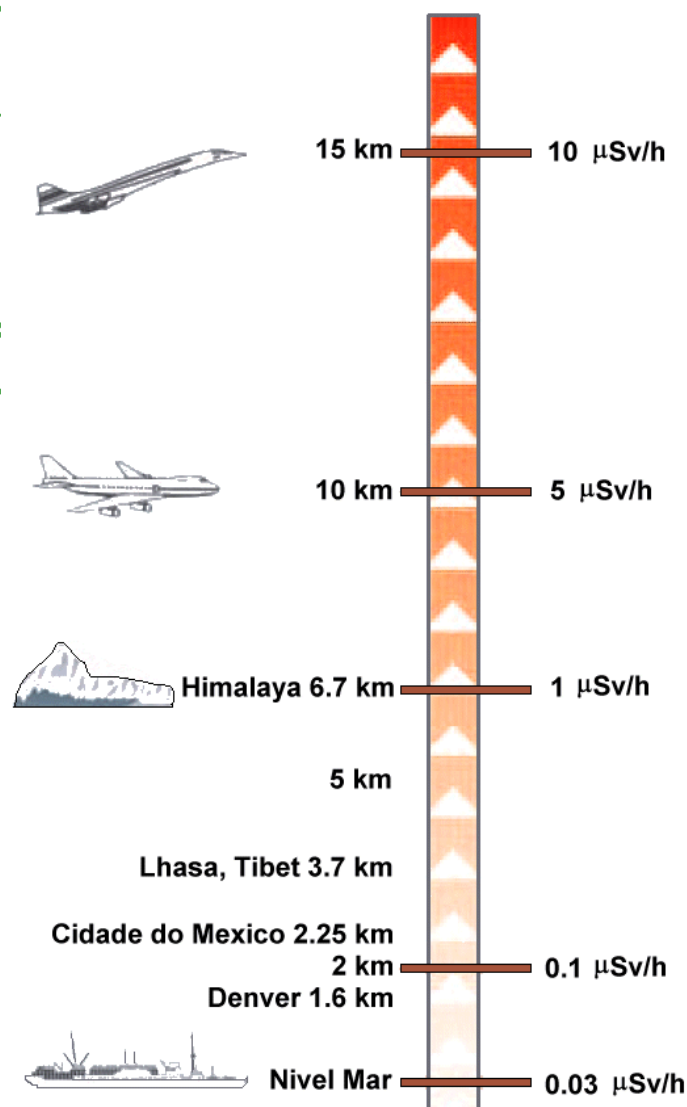
Fonte	Dose Media Mundial (mSv)	Faixa de Dose Típica (mSv)
Radiação Cósmica	0.4	0.3-1.0
Radiação γ	0.5	0.3-0.6
Inalação de Rn	1.2	0.2-1.0
Radiação Interna	0.3	0.2-0.8
Total	2.4	1.0-10

Fonte: Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA)

• **Radiação Cósmica**: Constituída principalmente por prótons (explosões solares), partículas α , elétrons, entre outras partículas (exóticas), de altas energias.

→ Ao penetrarem na atmosfera, tais partículas desencadeiam uma complexa cadeia de reações que gradualmente atenua a taxa de dose absorvida quando a altitude diminui.

→ Tratando-se de partículas carregadas, estas interagem com o campo magnético terrestre fazendo com que a taxa de dose absorvida aumente com a latitude.

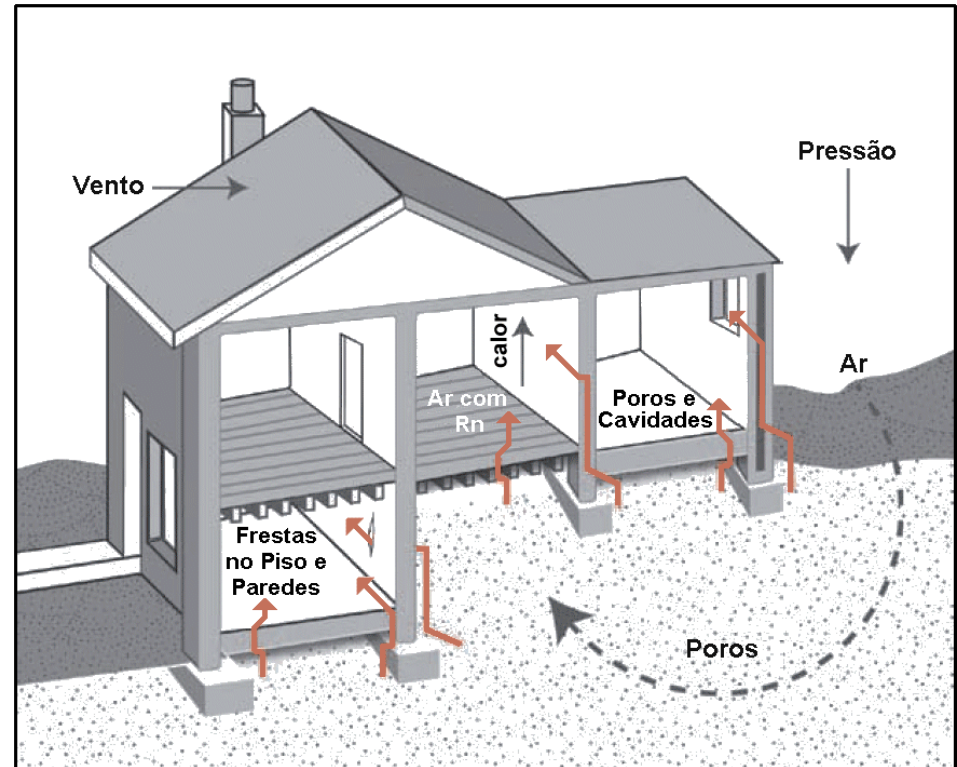


- **Radiação γ** : Originária dos componentes da crosta terrestre (solo, rochas, etc) sendo originária de minérios que contenham, por exemplo, Urânio, Tório, etc. Portanto a taxa de dose absorvida depende muito da formação geológica de uma região.

→ Uma atenção especial é dada ao Rn.

A **Inalação de Rn** é particularmente significativa pois os produtos do decaimento do Radônio 222 e 220 possuem meia-vida pequena, sendo tipicamente emissores α , podendo causar danos pulmonares.

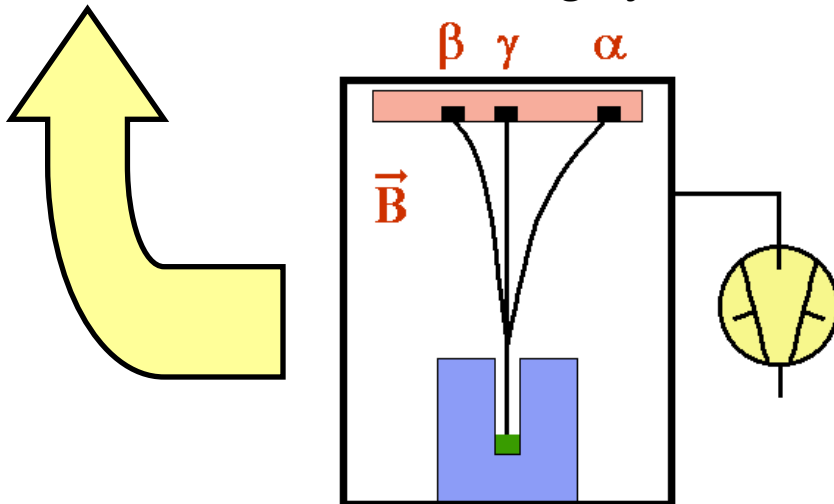
→ Evidente-mente a quantidade de Rn inalado irá depender de sua abundância local, sendo mais relevante em locais com climas frios devido ao “enclausuramento” das residências.



- **Radiação Interna**: Originária dos componentes que fazem parte de nosso ciclo alimentar, como por exemplo o Carbono (^{14}C) e o Potásio (^{40}K), dando origem a fontes internas ao nosso corpo.

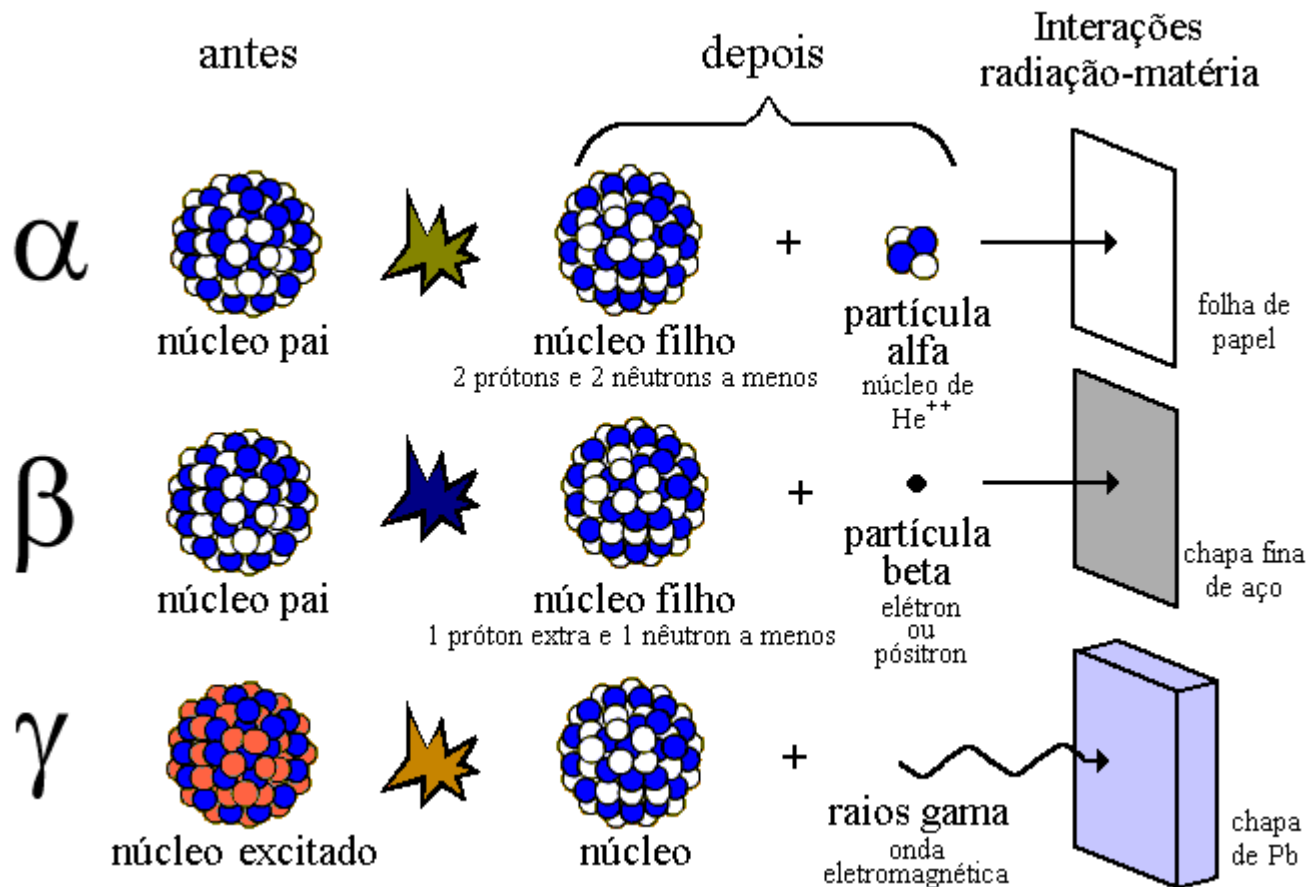
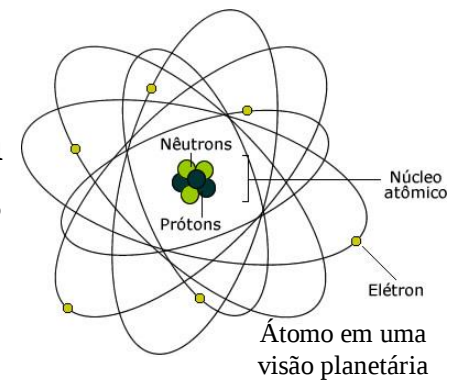
Sem levar em conta a radiação cósmica, podemos elaborar o seguinte resumo ...

- Núcleos, em seu estado natural, podem emitir radiações.
- Este processo pode também ser artificialmente induzido.
- Todo e qualquer processo de emissão de radiação por parte de um núcleo (nuclídeo) radioativo (natural ou artificial) recebe o nome de desintegração ou decaimento.
- Os principais processos de decaimento são:
 - Decaimento Gama: emissão de um fóton γ ,
 - Decaimento ou Desintegração Alfa: emissão de uma partícula α (He^{++}) e
 - Decaimento ou Desintegração Beta: emissão de uma partícula β^- (e^-) ou β^+ (e^+).



→ Diversos resultados experimentais devidos a Becquerel, M.Curie, Thomson, Rutherford, Barkla, entre outros tantos, evidenciando a constituição desses “*raios*”, suas penetra-
bilidades, a absorção desses raios, etc

De fato, a base de tudo é a estrutura do núcleo atômico e de sua respectiva estabilidade “estrutural”. Para fixar as ideias, podemos esquematizar os principais tipos de decaimentos como:



Lei do Decaimento Radioativo

Consideremos uma amostra de material radioativo contendo N_A núcleos ($N_A \approx N_{\text{Avogadro}}$).

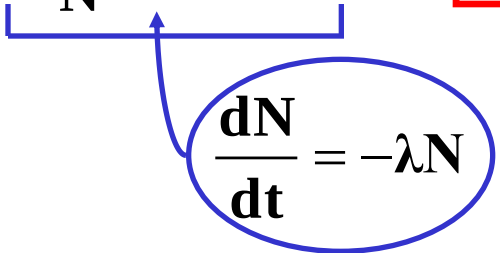
→ Vamos supor que todos eles possuam a mesma probabilidade de decair, independentemente da concentração na amostra.

Se num tempo t existem $N(t)$ núcleo que ainda não decaíram, então, o numero $-dN$ de núcleos que decaem durante entre t e $t + dt$ deve ser proporcional a N e a dt , ou seja:

$$-dN \propto N dt \Rightarrow -dN = \lambda N dt \Rightarrow \frac{dN}{N} = -\lambda N dt \Rightarrow N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

onde:

- $N_0 = N(t=0)$
- λ é a constante de desintegração e traduz a probabilidade de decaimento/tempo.
- dN/dt é a taxa de decaimento c/ $|dN/dt|$ a chamada atividade da substância [Curie]
- 1 Curie = 1 Ci = atividade de uma substância na qual ocorre 3.7×10^{10} decaimentos/s


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

Taxa de
Decaimento
(contagem)

- Meia-Vida: $N(t_{1/2}) = \frac{N_0}{2} \Rightarrow t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$

- Vida-Media: $\tau = -\frac{1}{N_0} \int_{N_0}^0 t dN = \int_0^{\infty} t \lambda e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \Rightarrow \tau = \frac{t_{1/2}}{\ln 2}$

uma media ponderada dos tempos de vida

Em termos da intensidade da radiação emitida, ou medida de atividade $A(t)$, temos:

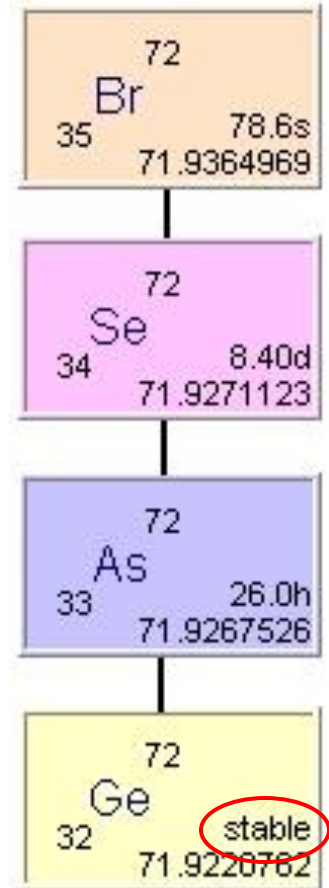
$$A(t) = c\lambda N(t) \Rightarrow A(t) = A_0 e^{-\lambda t}$$

Eficiência de Detecção

Cadeia de Decaimentos Sucessivos

Existem na natureza núcleos radioativos (denominados núcleos-pais) que decaem para núcleos-filhos, que por sua vez são também radioativos, e estes decaem para outro núcleo radioativo etc, até chegar a um núcleo estável, que é, então, o ponto terminal da cadeia de decaimentos sucessivos.

$$\begin{aligned}\frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} &= \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \\ &\vdots \\ \frac{dN_n}{dt} &= \lambda_{n-1} N_{n-1} - \lambda_n N_n \\ &\vdots \\ \frac{dN_m}{dt} &= \lambda_{m-1} N_{m-1} \quad (\lambda_m = 0)\end{aligned}$$



$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

$$\vdots$$

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_{n-1} N_{n-1} - \lambda_n N_n$$

$$\vdots$$

$$\frac{dN_m}{dt} = \lambda_{m-1} N_{m-1}$$

$$N_1(t=0) = N_1^0 \neq 0$$

$$N_n(t=0) = 0 \quad \forall n \neq 1$$

$n \neq 1$

$$N_n(t) = \sum_{i=1}^n C_i e^{-\lambda_i t}$$

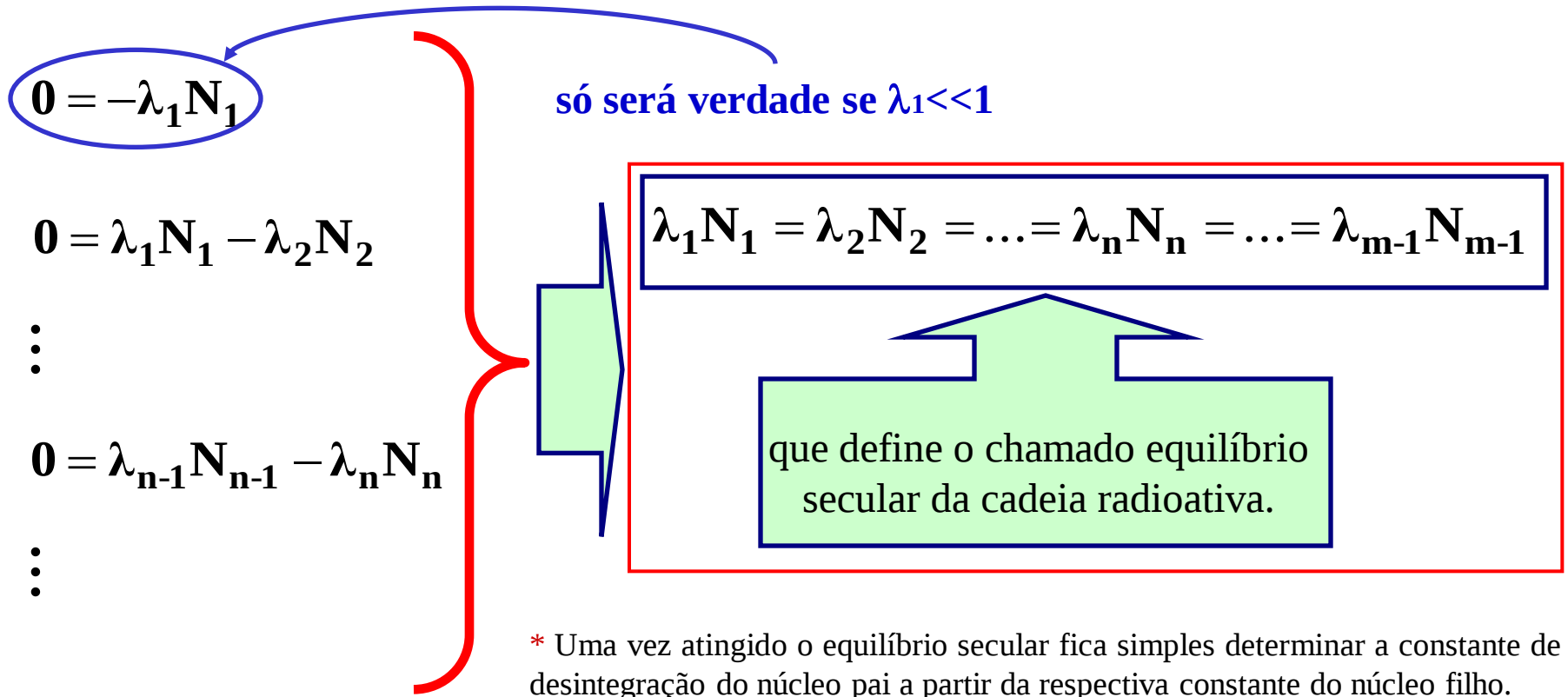
Para $n = 1$ temos:

$$N_1(t) = N_1^0 e^{-\lambda_1 t}$$

onde

$$C_i = \frac{\prod_{j=1}^{n-1} \lambda_j}{\prod_{j \neq i} (\lambda_j - \lambda_i)} N_1^0$$

Uma situação bastante interessante ocorre quando $dN_n/dt = 0$, para todo $n < m$. Neste caso



Quanto as unidades

- Curie e Becquerel $\rightarrow$ numero de decaimentos / tempo
- Roentgen $\rightarrow$ numero de ionizações em 1 cm³ de ar
- Rad e Gray $\rightarrow$ energia absorvida / massa
- Rem e Sievert $\rightarrow$ danos biológicos (1 Sv = 1 Gy $\times$ fator peso)

Aspectos Gerais do Decaimento γ

- Todos os núcleos, à exceção do deuteron, apresentam estados excitados.
- O destino de todo núcleo excitado é decair para estados de mais baixa energia até o estado de mais baixa energia, que é o estado fundamental do núcleo.
- Neste processo de decaimento, o núcleo elimina o excesso de energia, em geral, sob a forma de radiação γ (fótons com $\lambda \approx 10^{-12}$ m ou $E \approx 1$ MeV).

$$E_{\text{exc}} = E^* - E_0$$

onde E_{exc} é a energia de excitação, E^* energia do estado excitado e E_0 energia do estado fundamental.

→ Quando $E_{\text{exc}} \approx$ vários MeV's a desexcitação pode ocorrer via a emissão de uma, ou varias, partículas γ .

→ A emissão de um raio γ pode ocorrer entre um estado excitado com energia E_i e outro de energia E_f com

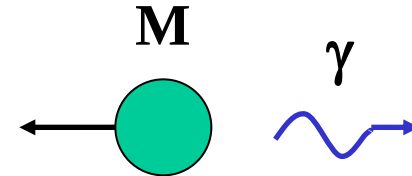
$$\Delta E = E_i - E_f .$$

Aplicando a conservação de momento, temos:

$$\mathbf{P}_\gamma - \mathbf{P}_{\text{recuo}} = \mathbf{0}$$

$$\text{como } \mathbf{P}_{\text{recuo}} = \sqrt{2\mathbf{M}\mathbf{K}_{\text{recuo}}} \quad \text{e} \quad \mathbf{P}_\gamma = \frac{\Delta E}{c}$$

$$\Rightarrow \sqrt{2\mathbf{M}\mathbf{K}_{\text{recuo}}} = \frac{\Delta E}{c} \Rightarrow \mathbf{K}_{\text{recuo}} = \frac{(\Delta E)^2}{2\mathbf{M}c^2}$$



onde $\mathbf{M}$ = massa do núcleo. Então, ΔE será, a rigor, reduzida por uma quantidade $(\Delta E)^2/2\mathbf{M}c^2$ devido ao recuo do núcleo.

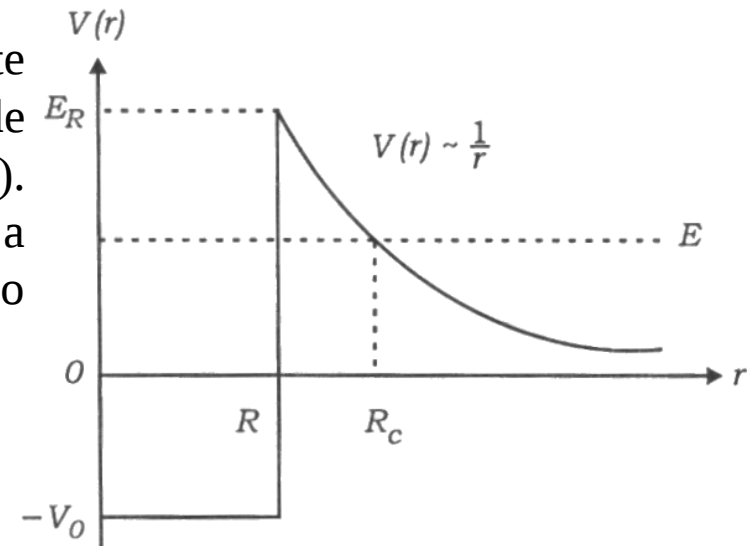
* Como a energia típica dos γ 's é da ordem de 1 MeV, esta redução será da ordem de 10^{-5} MeV, sendo portanto desprezível pois usualmente temos $\mathbf{A} \approx 100$.

Cabe ainda salientar que, analogamente ao caso das transições eletrônicas (transições entre estados energéticos dos elétrons da coroa eletrônica), existe também uma serie de regras de seleção para as transições nucleares. Tais regras se relacionam, principalmente, com os estados de momento angular (spin) dos estados inicial e final do núcleo (sistema composto por férmions).

- Em diversas situações, os momentos de multipolo nucleares (elétrico e magnético) assumem valores significativos. Sendo assim, os campos de multipolo podem interagir diretamente com os elétrons que compõem a coroa eletrônica do átomo, transferindo a eles energia suficiente para que sejam arrancados de suas órbitas. Este processo é chamado conversão interna, que compete com a transição γ , oferecendo uma alternativa a decaimentos γ que sejam proibidos pelas regras de seleção.
- Cabe ressaltar que a conversão interna difere fundamentalmente do decaimento β , pois aqui tratamos da ejeção de um elétron atômico (da coroa eletrônica). Da mesma maneira, não devemos confundir esse processo com o efeito fotoelétrico pois isto implicaria na absorção de um fóton emitido pelo núcleo, que não é o caso.
- No processo de conversão interna, o elétron ejetado deixa uma vacância na coroa eletrônica, que é imediatamente ocupada por outro elétron, proveniente de órbitas mais externas, sendo portanto acompanhado de emissão de raios X.
- A energia cinética do elétron, **T**, emitido pode ser obtida via a relação: **$T = \Delta E - B$** onde **ΔE** é a energia de transição deste processo e **B** a energia de ligação do elétron.
- A partir do cálculo das probabilidades de ocorrência, é possível concluir que este processo é realmente importante apenas quando a transição é de baixa energia, envolvendo elétrons da camada K pertencentes a átomos com núcleos pesados.

Aspectos Gerais do Decaimento ou Desintegração α

Fenomenologicamente, este decaimento consiste na emissão de uma partícula α (He^{++}) por parte de um núcleo energeticamente instável ($A \geq 150$). Para que isto ocorra a partícula tem que vencer a barreira de potencial (Coulombiana) criada pelo núcleo residual (tunelamento).



Considerando, por simplicidade, uma transição entre estados fundamentais do núcleo-pai para o núcleo-filho e supondo que o núcleo (Z, A) encontra-se em repouso, temos:

**Conservação
de Energia**

$$M(Z, A) = M(Z - 2, A - 2) + K_R + m_\alpha + K_\alpha$$
$$\Rightarrow M(Z, A) - M(Z - 2, A - 2) - m_\alpha = K_R + K_\alpha$$

Q

Como: $\vec{\mathbf{P}}_{\mathbf{R}} + \vec{\mathbf{P}}_{\alpha} = \mathbf{0} \Rightarrow \mathbf{K}_{\mathbf{R}} = \frac{\mathbf{p}_{\mathbf{R}}^2}{2\mathbf{M}} = \frac{\mathbf{p}_{\alpha}^2}{2\mathbf{M}} = \frac{\mathbf{m}_{\alpha}}{\mathbf{M}} \mathbf{K}_{\alpha}$ **Conservação de Momento**

Portanto: $\mathbf{Q} = \left(1 + \frac{\mathbf{m}_{\alpha}}{\mathbf{M}}\right) \mathbf{K}_{\alpha}$ ou $\mathbf{K}_{\alpha} \cong \mathbf{Q} \left(1 + \frac{4}{\mathbf{A}}\right)$

Se o decaimento ocorrer para um estado excitado do núcleo-filho de energia $\mathbf{E}_i^*$, temos:

$$\mathbf{Q}_i = \left(1 + \frac{\mathbf{m}_{\alpha}}{\mathbf{M}}\right) \mathbf{K}_{\alpha} \quad \text{e} \quad \mathbf{K}_{\alpha} \cong \mathbf{Q}_i \left(1 + \frac{4}{\mathbf{A}}\right) \quad \text{com} \quad \mathbf{Q}_i = \mathbf{Q} - \mathbf{E}_i^*$$

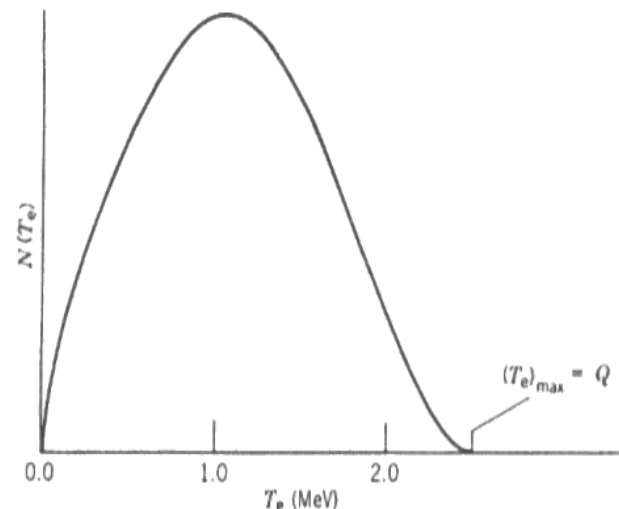
Com relação a constante de decaimento, empiricamente, temos:

$$\log_{10} \lambda = a - \frac{b}{\sqrt{\mathbf{K}_{\alpha}}} \quad \text{com} \quad a \cong 52 \quad \text{e} \quad b \cong 140 \quad \text{Lei de Geiger-Nuttal}$$

Aspectos Gerais do Decaimento ou Desintegração β

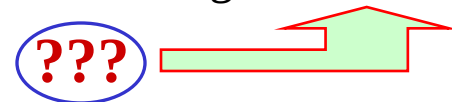
Historicamente, os primeiros resultados de decaimento β foram cercados de uma aura de grande mistério devido aos seguintes fatos:

- O momento angular total não era conservado.
- Detectava-se somente elétrons com um espectro contínuo de energia. Isto estava em profundo contraste com os decaimentos γ e α , que produziam espectros discretos (devido ao fato deles envolverem apenas dois corpos nos seus estados finais).



Com a finalidade de corrigir tais problemas, Pauli (1931) postulou a existência de uma terceira partícula no estado final do decaimento. Esta partícula foi batizada mais tarde de **neutrino** por Fermi. Sua existência foi confirmada em 1956 por Reines e Cowan.

O **neutrino** possui carga nula, spin $1/2$ e massa igual, ou aproximadamente igual, a zero.



O decaimento beta-nuclear inclui decaimentos do tipo β^- , β^+ e CE (captura eletrônica).

Decaimento β^-

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- + \bar{\nu}_e \Rightarrow Q = M(Z, A) - M(Z + 1, A) - m_e$$

Decaimento β^+

$$(Z, A) \rightarrow (Z - 1, A) + e^+ + \nu_e \Rightarrow Q = M(Z, A) - M(Z - 1, A) - 2m_e$$

Captura Eletrônica

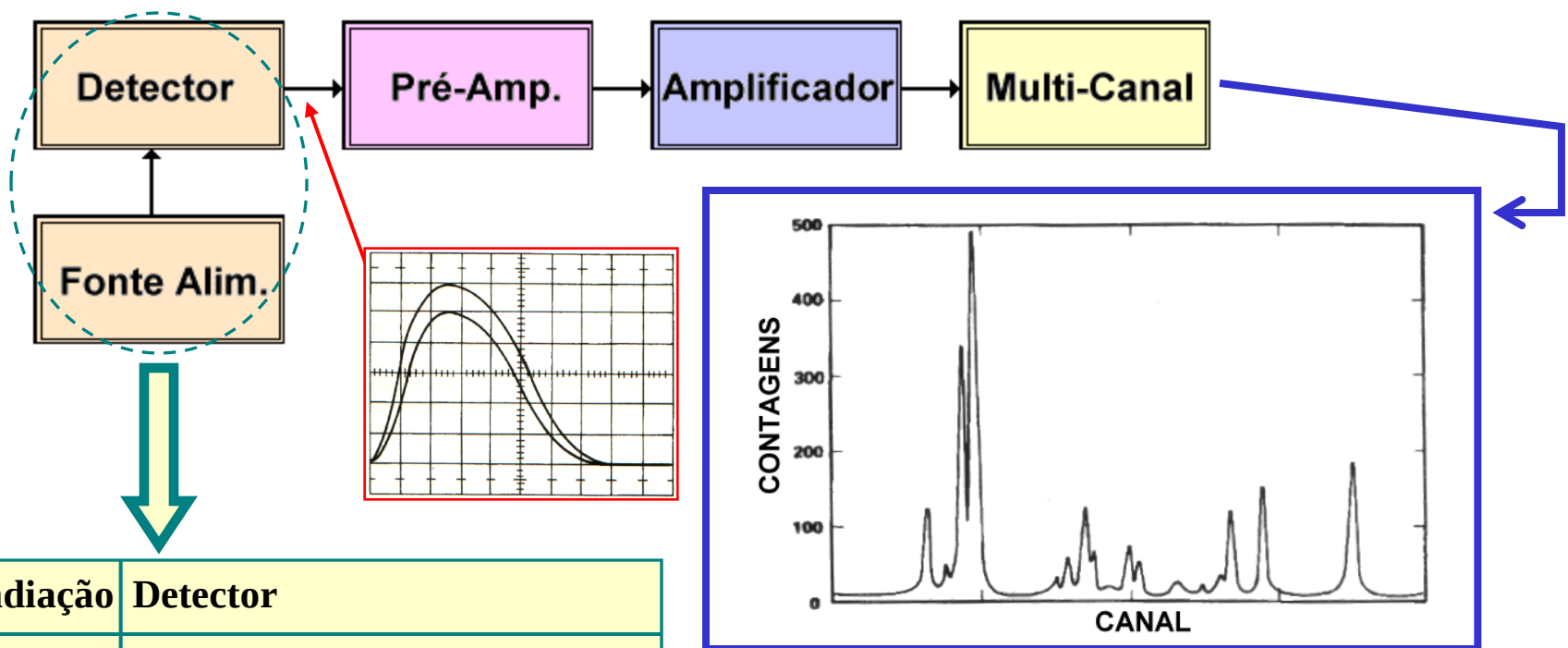
$$(Z, A) + e^- \rightarrow (Z - 1, A) + \nu_e \Rightarrow Q = M(Z, A) - M(Z - 1, A) - B_n$$



O núcleo captura um elétron de uma camada mais interna. A energia B_n do elétron capturado deixa o átomo em estado excitado. Esta vacância eletrônica é preenchida por elétrons das camadas mais externas, emitindo raios X.

NOTA: Os valores de Q representam o balanço de energia das reações, ou seja, $Q > 0 \Rightarrow$ exo-energéticas (espontânea), $Q < 0 \Rightarrow$ endo-energético (induzida) e $Q = 0 \Rightarrow$ espalhamento elástico. Para ocorrer decaimento temos que ter $Q > 0$!

Espectroscopia Nuclear



Radiação	Detector
α	Semicondutor - Barreira Superf.
β	Semicondutor - Barreira Superf. Foto-Mult. + Cintilador Plástico
γ	Foto-Mult. + Cintilador NaI(Tl) Detector Gasoso
RX	Semicondutor - Si(Li) ou Ge-Li

Utilizado em vários tipos de análises, como:

- Medida de Atividade, Ativação
- Constante de Decaimento, Meia-Vida
- Coeficiente de Transmissão e Reflexão
- RBS, NRA, PIXE, ERDA, etc

Datação de Materiais

Consideremos um dado núcleo-pai que decaia para um núcleo-filho emitindo uma radiação bem conhecida (impressão digital).

Se no instante da formação do material ($t = 0$) a abundância do núcleo-filho é nula, e admitindo a conservação do numero total de núcleos, podemos escrever:

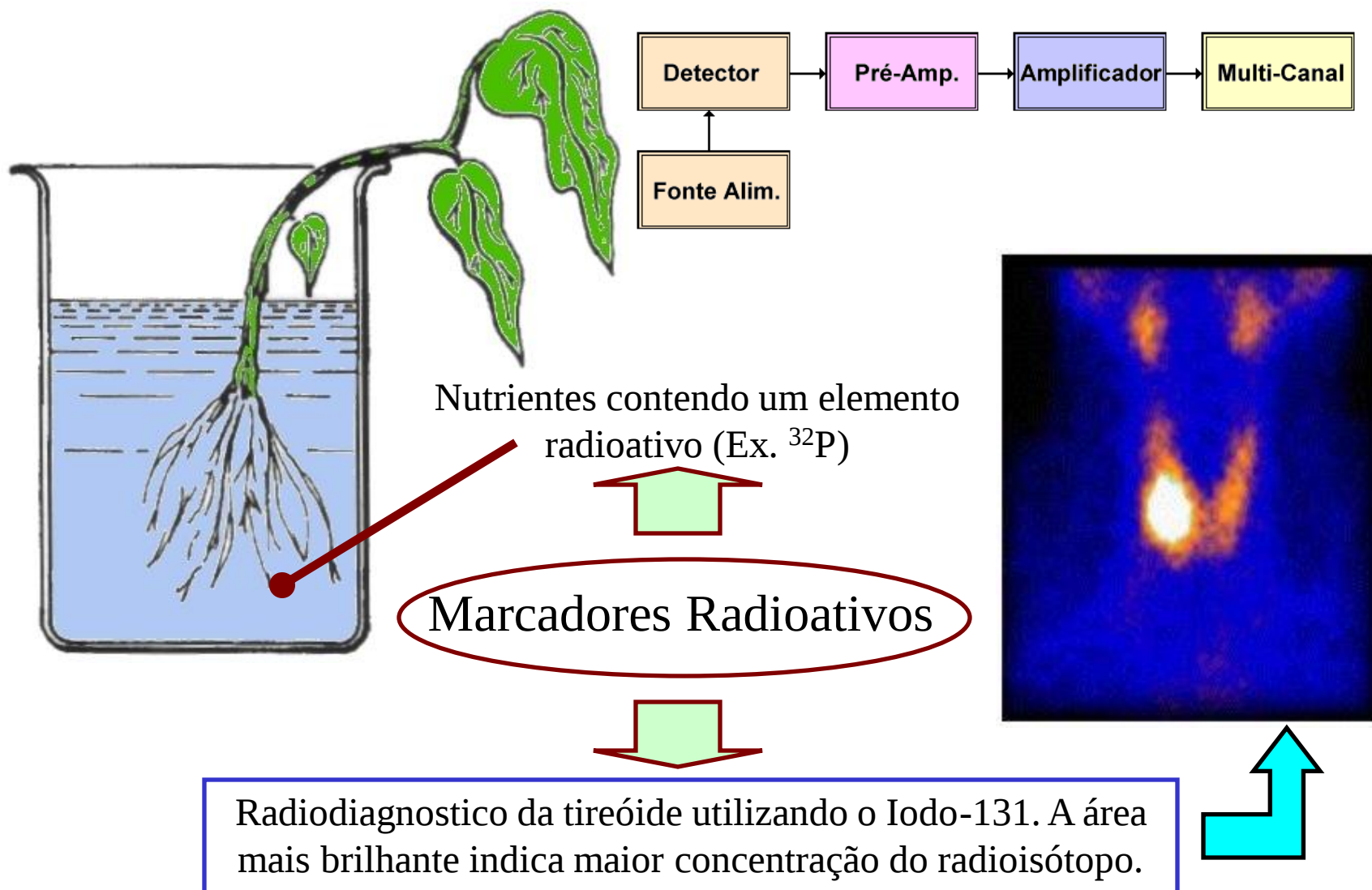
$$N_{\text{pai}}(0) = N_{\text{pai}}(t) + N_{\text{filho}}(t)$$

Como $N_{\text{pai}}(t) = N_{\text{pai}}(0) \times \text{EXP}(-\lambda t)$, então:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{N_{\text{pai}}(0)}{N_{\text{pai}}(t)} \right) = \frac{1}{\lambda} \ln \left(1 - \frac{N_{\text{filho}}(t)}{N_{\text{pai}}(t)} \right)$$

nos mostrando que, a partir com conhecimento da constante de decaimento, podemos determinar a idade de um material (rocha, fóssil, etc ...) via a determinação de N_{pai} e N_{filho} .

Aplicações em Sistemas Biológicos e Medicina



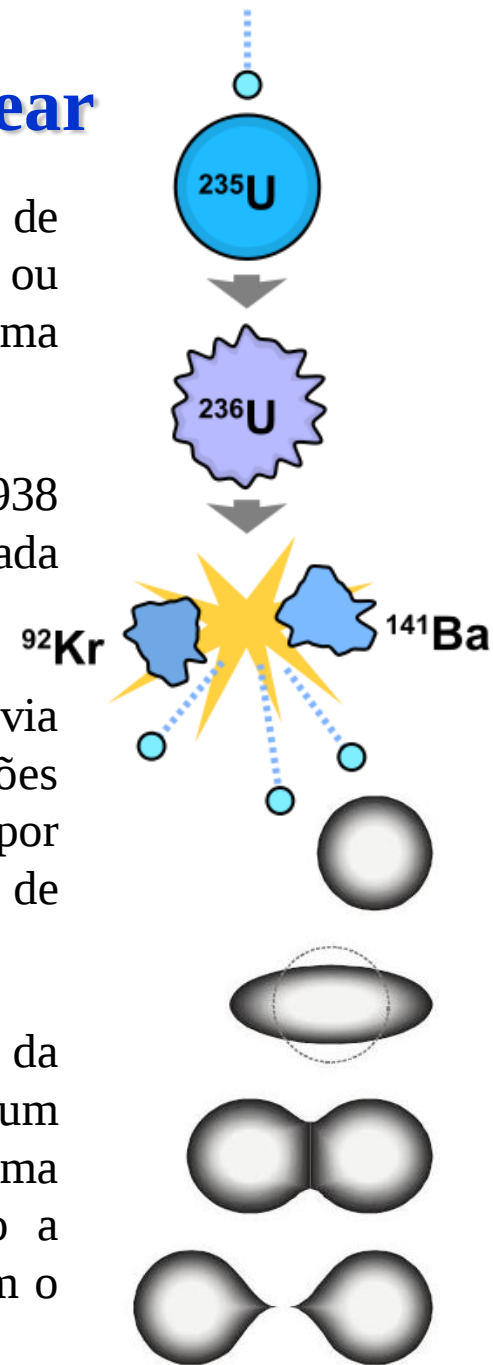
Outros Processos Nucleares: Fissão Nuclear

Fissão nuclear consiste de uma reação nuclear, ou processo de decaimento, onde o núcleo atômico se divide em partes menores, ou seja, em núcleos mais leves, produzindo frequentemente raios gama e nêutrons, e portanto liberando grande quantidade de energia.

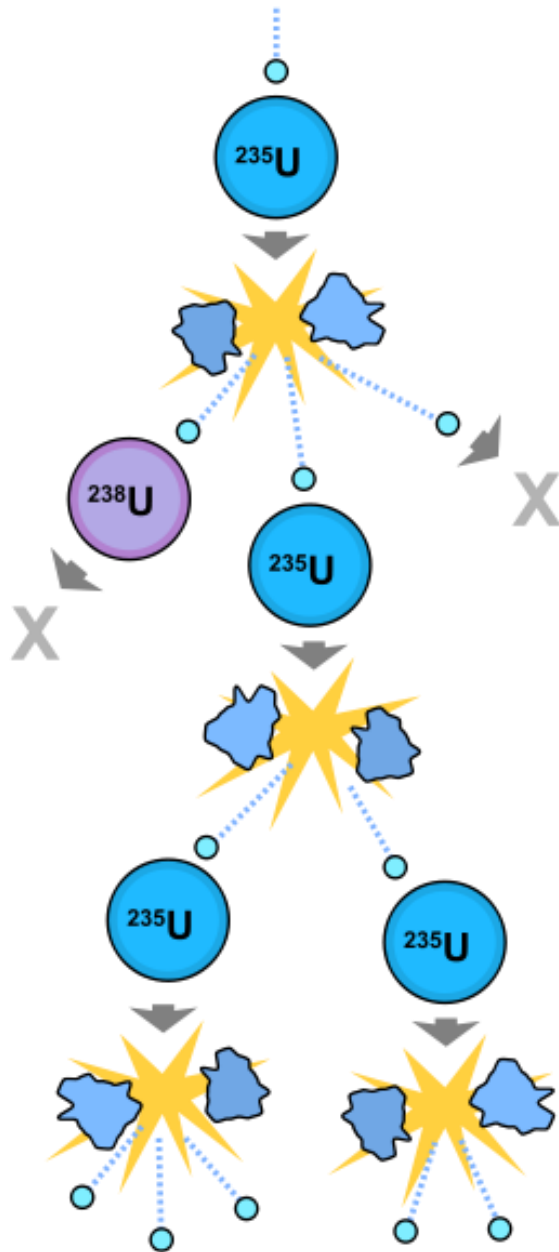
A fissão de núcleos pesados foi descoberta em Dezenbro de 1938 por **Otto Hahn** e seu assistente **Fritz Strassmann**, sendo explicada em Janeiro de 1939 por **Lise Meitner** e seu sobrinho **Otto Frish**.

A fissão nuclear tipicamente encontrada no mundo moderno é, via de regra, deliberadamente produzida pelo homem via reações nucleares induzida pelo bombardeamento de núcleos pesados por nêutron. Mais raramente ela é também encontrada em processos de decaimento radioativos naturais envolvendo isótopos instáveis.

Tal processo é muito bem ilustrado através do modelo nuclear da gota líquida. Nesse modelo, uma instabilidade mecânica em um núcleo pesado pode provocar seu alongamento e a formação de uma estrutura na forma de amendoim, levando a ruptura quando a repulsão eletrostática excede a força de atração forte que mantém o núcleo coeso.



Nesse contexto, a chamada **reação em cadeia** pode ser simplificada esquematizada:



1

Um nêutron com energia adequada atinge um átomo do isótopo ^{235}U , penetrando em seu núcleo e provocando uma grande instabilidade estrutural. Como tal núcleo já características estruturais instáveis ele adquire uma grande probabilidade de fissionar-se. Quando isso ocorre, ele ejeta 2 ou 3 nêutrons, além de uma enorme quantidade de energia, boa parte na forma de raios gama.

2

Os nêutrons emitidos podem ser capturados por núcleos do isótopo ^{238}U , que sendo estruturalmente bem mais estável, praticamente não se fissiona. Outra possibilidade é ele ser perdido ao não encontrar outros núcleos. Nisso o nêutron é emitido do material indo para a atmosfera e provocando reações nucleares em outros elementos.

3

Contudo, os dois nêutrons gerado podem eventualmente encontrar dois outros núcleos do isótopo ^{235}U , que irão se fissionar emitindo mais energia e no mínimo quatro nêutrons. Dessa forma, a reação poderá se auto sustentar devido ao fato de apresentar um ganho líquido no número de nêutrons produzidos. Quando tal reação é feita de maneira controlada obtemos um reator nuclear.

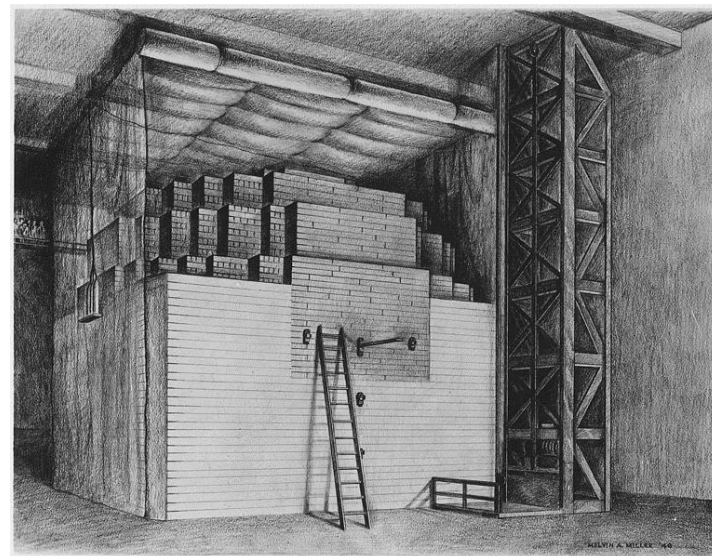
A captura de nêutrons por um núcleo é eficiente somente quando o nêutron apresenta energia cinética dentro de uma faixa restrita, ou seja, a seção de choque de absorção depende fortemente da energia do nêutron. Portanto, é essencial usar moderadores para reduzir tal energia, via colisões, para assim aumentar a probabilidade de sucesso.

Um ponto importante a ser salientado diz respeito a liberação espontânea de uma grande quantidade de energia durante o processo de fissão nuclear, sendo isso útil para a geração de eletricidade, usando os chamados reatores nucleares, ou para finalidades militares.

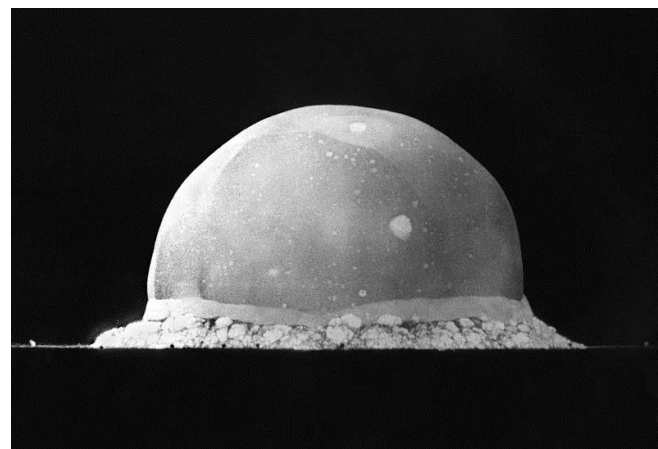


Um reator nuclear moderno em operação (uma usina nuclear)

→ Um grande problema desse processo é, além da liberação de raios gama e a geração de fragmentos (núcleos filhos muitas vezes instáveis), está na produção de nêutrons livres que podem provocar a ativação de outros materiais. Tendo em mente que são partículas eletricamente neutras, nêutrons são difíceis de serem barrados, e portanto apresentam alta penetrabilidade.



Desenho do primeiro reator nuclear (Chicago Pile)



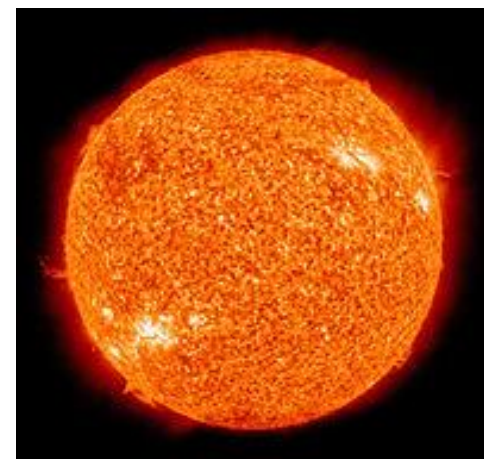
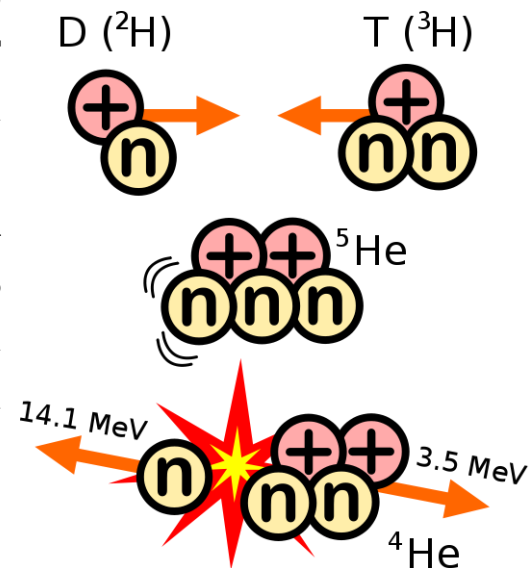
Primeiro teste de uma bomba utilizando fissão nuclear (foto tirada após 16 ms da detonação)

Outros Processos Nucleares: Fusão Nuclear

Fusão nuclear é o processo no qual dois ou mais núcleos atômicos se “fundem” formando um outro núcleo de maior número atômico. A fusão nuclear requer muita energia para acontecer, e pode liberar muito mais energia do que consome. Quando ocorre com elementos mais leves que o ferro ou níquel (que possuem as maiores forças de coesão nuclear de todos os átomos, sendo portanto mais estáveis) a reação de fusão libera energia. Contrariamente, com elementos mais pesados ela consome energia.

Um exemplo: Um deutério (^2H) e um Trítio (^3H), ambos isótopos do hidrogênio, são acelerados de maneira que se aproximem tanto durante a colisão que a interação nuclear forte passe a superar a repulsão eletrostática. Assim eles se fundem, formando um núcleo de ^4He , emitindo um nêutron e grande quantidade de energia, basicamente na forma de radiação gama.

Fundamentalmente, o sol e boa parte das estrelas que enxergamos produzem energia com base na fusão nuclear, sendo o sol responsável pela síntese de grande parte dos elementos químicos presentes no nosso planeta.



Referencias Bibliográficas

- Física para Ciências Biológicas e Biomédicas, E. Okuno, I.L. Caldas e C. Chow.
- Radiation, People and the Environment, IAEA booklets series.
disponível para download em www.iaea.org
- Física: Quântica e Estatística, Alonso e Finn cap. 7-8
- Física Nuclear, I. Kaplan, cap. 10, 13-15.
- Introdução à Física Nuclear, K.C. Chung, cap. 8-11.
- Técnicas e Medidas Nucleares, O.Y. Mafra.
- Física Quântica, R. Eisberg e R. Resnick, cap. 16.
- Experiments in Nuclear Physics, manual de laboratório da EG&G/ORTEC (**AN34**),
disponível para download em www.ortec-online.com