

1

EU, O NÊUTRON (PRAZER EM CONHECER)

Guilherme Soares Zahn

O nêutron é uma partícula bastante singular: por um lado é extremamente abundante (a grosso modo tão abundante quanto o próton), por outro interage com o meio através de mecanismos muito diferentes das radiações mais conhecidas (alfa, beta e gama).

O que torna o nêutron tão peculiar é a sua quase insensibilidade a campos eletromagnéticos, o que faz com que sua interação com a matéria se dê praticamente só por meio da interação nuclear forte. Nêutrons cruzam as camadas eletrônicas sem qualquer perturbação maior e não sentem a barreira coulombiana que interfere com partículas carregadas ao se aproximarem do núcleo. Por este motivo, os nêutrons são uma ferramenta excelente para estudar o núcleo e, de forma mais geral, a interação nuclear forte.

Enfim, para entender melhor tudo isso vamos voltar um bocado no tempo e ver um pouco da história desse curioso personagem.

A História do Nêutron

Antes de falar do nêutron em si, vamos dar uma revisitada na atribulada história do átomo¹.

Nos últimos anos do século XIX a ciência vivia dias de um fervor ímpar. Em um intervalo de poucos anos, Wilhelm Conrad Röntgen descobriu os Raios-X, Antoine Henri Becquerel mostrou que eles eram emitidos naturalmente por alguns materiais

¹ Boa parte da história contada aqui pode ser encontrada em [1] ou [2].

– em suma, descobriu a radioatividade –, Joseph John (J. J.) Thomson descobriu o elétron, ou seja, antes mesmo de entrar no século XX a teoria do átomo indivisível de Demócrito e John Dalton era posta em cheque, e logo diversos modelos para a estrutura do tal átomo começaram a aparecer.

O próprio Thomson propôs um dos primeiros, se não o primeiro modelo de átomo de que se tem notícia, no qual os recém-descobertos elétrons seriam mantidos em equilíbrio por um campo elétrico positivo difuso; aparentemente essa figura estranha do “campo elétrico difuso” não empolgou muito os cientistas da época mas, na falta de uma explicação melhor, ela ficou como “modelo padrão” por alguns anos. Na verdade, por questões de simetria, os físicos da época imaginavam que, se havia uma partícula negativa no átomo, deveria haver uma positiva, no entanto, os experimentos feitos para detectar essa tal “partícula positiva” davam resultados pouco conclusivos, uma vez que ela parecia ser diferente para cada gás testado.

Em 1909, Ernest Rutherford conseguiu provar que a radiação alfa que escapava de alguns materiais era, na verdade, gás hélio, e a questão ficou mais complicada: como um átomo poderia emitir outro?

Em 1911, Rutherford (de novo ele!) e seu assistente, Hans Geiger (que depois ficou famoso pela invenção do contador Geiger), estavam estudando o espalhamento de radiação alfa por uma camada metálica e os resultados inesperados levaram Rutherford à conclusão de que era “mais simples supor que o átomo contém uma carga central distribuída em um volume muito pequeno”; essa descoberta levou Rutherford a propor um modelo para o átomo muito parecido com a estrutura do sistema solar, aonde os elétrons ocupariam o lugar dos planetas e a carga positiva o lugar do sol. Da mesma forma, continuando na analogia, com esse modelo o fato do núcleo ser muito mais pesado que os elétrons, o que já era sabido, não seria estranho. Mas Rutherford ainda não estava satisfeito e, em 1914, ele conseguiu provar que o átomo de Hidrogênio, o mais leve conhecido, quando bombardeado de forma a ter seu(s) elétron(s) arrancado(s), ficava com uma carga positiva que era em módulo idêntica à do elétron, ou seja, a busca pela tal “partícula positiva” estava terminada, e ele batizou essa partícula, que nada mais era que o núcleo de um átomo de Hidrogênio, de “próton”!

Mas e a massa?

Pois é, pouco depois da descoberta do próton, um problema começou a atribular os cientistas: se por um lado o núcleo de Hidrogênio tinha metade da carga de um núcleo de hélio, esse último tinha quatro vezes mais massa! O pior, a mesma relação se apresentava para outros núcleos bastante estudados na época, como Carbono e Oxigênio. Como poderia ser isso?

A primeira saída para esse dilema foi a mais ingênua possível: além dos elétrons orbitais, haveria outros elétrons “morando” dentro do núcleo, para compensar o excesso de prótons que seriam responsáveis pelo excesso de massa observado; como um bônus, essa teoria ajudaria a diminuir o problema, ainda não bem digerido, de como colocar diversas partículas positivas tão próximas sem elas se repelirem, e explicaria a emissão de elétrons por núcleos, no já conhecido fenômeno do decaimento beta.

Mas logo surgiram problemas... em pouco tempo esse modelo se mostrou inconsistente com os resultados experimentais das primeiras análises da estrutura e das propriedades eletromagnéticas do núcleo. Com a descoberta da estrutura hiperfina, uma subdivisão extremamente pequena das linhas espectrais dos elétrons, e de que essa era diferente para átomos do mesmo elemento com massa diferente, ficava claro que ela estava ligada a características do núcleo. De fato, a explicação mais plausível seria a de que os prótons teriam um *spin*, como os elétrons, e que essa estrutura seria consequência da interação dos momentos magnéticos do núcleo e dos elétrons – mas aí os resultados quantitativos sobre o valor desse *spin* eram praticamente impossíveis de serem interpretados a partir do modelo de elétrons intranucleares.

Com tudo isso, ainda no início dos anos 20, Rutherford, depois Orme Masson e William Harkins começaram a imaginar que poderia haver um “próton neutro”, que o último batizou de *nêutron*², junto com o próton formando o núcleo atômico. No entanto, como até então campos eletromagnéticos eram a ferramenta básica de que se dispunha, “sua presença provavelmente seria difícil de detectar”, como disse Rutherford.

Com efeito, mais de uma década de buscas infrutíferas se passou e nada do nêutron. No início da década de 30, no entanto, a busca começou a dar resultados. Em 1930, ao fazer um estudo sistemático da radiação gama emitida ao bombardear diversos alvos com feixes de partículas alfa, Walther Bothe e Herbert Becker verificaram que, quando se usavam alvos de Lítio ou Berílio, surgia uma “radiação gama extremamente penetrante”; no mesmo ano, a filha do casal Curie, Irène Joliot-Curie, e seu marido Jean Frédéric Joliot, repetiram os experimentos e confirmaram os resultados de Bothe e Becker; mais ainda, os Joliot-Curie experimentaram fazer incidir essa nova radiação gama sobre uma lâmina de parafina (que é rica em Hidrogênio – ou seja, em prótons) e verificaram que alguns prótons saíam da parafina com energias muito mais altas que a esperada! Na verdade, os cálculos

² Na época fez-se uma grande confusão com o nome “nêutron”: Sutherland, em 1899, usou-o para se referir ao que hoje se conhece como positrônio e Wolfgang Pauli, em 1930, para designar o neutrino.

indicavam que essa radiação gama deveria ter uma energia em torno de 50 MeV, o que era um valor desconcertantemente alto e fez com que, logo após a divulgação dos resultados, cientistas renomados como Jean Baptiste Perrin e Ettore Majorana sugerissem que os Joliot-Curie, sem se dar conta, teriam finalmente encontrado o tão procurado nêutron!

Em 1932, James Chadwick foi além no experimento dos Joliot-Curie, fazendo incidir a tal “radiação do Berílio”, como ela já havia sido batizada, em outros alvos além da parafina e medindo a energia de outras partículas emitidas além do próton, e os resultados faziam ainda menos sentido se interpretados como sendo o espalhamento de núcleos por radiação gama; quando se media a energia de recuo de núcleos de Nitrogênio após a colisão com esses “fótons”, o cálculo indicaria que se tratavam de fótons de 90 MeV! Os resultados das medidas da energia de recuo de diversos núcleos mostravam que, assumindo-se que se tratava de radiação gama, a energia tinha que ser maior quanto mais pesado o núcleo alvo; por outro lado, Chadwick refez os cálculos de conservação de energia considerando que se tratasse de uma partícula com massa e verificou que, se a partícula tivesse uma massa igual à do próton, todas as contas fechavam perfeitamente! Além disso, a grande penetração dessa nova radiação, que atravessava placas de diversos centímetros de chumbo, mostrava que ela não poderia ter carga elétrica! Ou seja, 12 anos depois de proposto por Rutherford, o nêutron estava oficialmente descoberto, e agora o átomo ganhava sua composição atual: elétrons orbitando sobre um núcleo composto por prótons e nêutrons.

Características do Nêutron

Agora que já conhecemos a história do nêutron, vamos a alguns dados sobre ele. O nêutron tem massa inercial de³:

$$m_n = 1,008664904(14) \text{ u.m.a.}$$

ou

$$m_n = 939,56563(28) \text{ MeV}/c^2$$

³ Para quem não está familiarizado com as unidades, u.m.a. é a unidade de massa atômica definida como 1/12 da massa do átomo de ^{12}C e MeV/c^2 é a unidade freqüentemente usada em física nuclear, baseada na equiivalência entre massa e energia ($E = mc^2$, aonde c é a velocidade da luz no vácuo).

ou seja, o nêutron tem massa praticamente igual à do próton, sendo menos de 0,1 % mais pesado.

Apesar de não ter carga elétrica líquida, o nêutron tem um momento de dipolo magnético:

$$\mu_n = -1,913\mu_N$$

(como base de comparação, o próton tem um momento de dipolo magnético $\mu_p + 2,793\mu_N - \mu_N$ é o *magneton de Bohr*), e tem *spin* $1/2$.⁴

Uma característica bastante peculiar do nêutron é que ele só é estável quando ligado a um núcleo; livre, o nêutron tem uma meia-vida de 10,235(23) minutos, decaindo em um próton, um elétron e um antineutrino.

Interação do Nêutron com a Matéria

Devido à ausência de carga elétrica, a interação do nêutron com os campos elétricos atômicos é desprezível; assim sendo, a interação do nêutron com a matéria se dá essencialmente através de interação direta com os núcleos. Essa peculiaridade faz do nêutron uma ponta de prova extremamente interessante para o estudo de forças nucleares, da disposição de núcleos em um arranjo cristalino, etc.; em suma, o nêutron é uma ótima escolha quando se deseja “enxergar” apenas núcleos atômicos, sem interferência das camadas eletrônicas.

A ausência de carga elétrica também faz com que mesmo nêutrons de muito baixa energia possam induzir reações nucleares, uma vez que eles não experimentam repulsão eletromagnética nem pelos elétrons, nem pelos núcleos.

Por outro lado, por só interagirem com os núcleos, os nêutrons têm uma penetração extremamente grande, bastante maior que a de outros tipos de radiação. Numa aproximação bastante simplista (mas ilustrativa): se um átomo tem diâmetro da ordem de 10^{-10} m e um núcleo mede algo como 10^{-15} m, então seria de se esperar que a probabilidade de interação de um nêutron com a matéria fosse 100000 vezes menor que a probabilidade de interação de uma partícula idêntica, mas com

⁴ O fato do nêutron, mesmo não apresentando carga elétrica líquida, ter um momento de dipolo magnético não-nulo é um indício inequívoco da presença de algum tipo de estrutura interna, com distribuição não-homogênea de carga – e isso poderia ser visto como um subsídio à hipótese de que o nêutron seria composto por um próton com um elétron preso dentro; por outro lado, o *spin* $1/2$ demonstra que essa explicação é falha, já que tanto o próton como o elétron têm *spin* $1/2$; mais detalhes sobre esse tipo de problema, bem como sobre o que vem a ser esse tal de *momento de dipolo magnético*, podem ser encontrados nas referências [3] ou [4].

carga; vale destacar que, embora não dê para se prender a esse valor, como veremos mais adiante, a idéia, de forma geral, vale: nêutrons *quase sempre* interagem **muito** fracamente com o meio.

Bom... mas vamos ser um pouco mais específicos: *quanto e como* os nêutrons interagem com um meio?

A principal forma de interação dos nêutrons com a matéria é através de espalhamento, principalmente espalhamento elástico; como já vimos, esse foi o fenômeno usado pelo casal Joliot-Curie e por Chadwick para extrair prótons (e, no caso de Chadwick, outros núcleos) de um meio.

No espalhamento elástico, a energia cinética total do sistema se mantém após a colisão; se a energia cinética inicial do nêutron for suficientemente superior à energia cinética média dos átomos do meio, então podemos em primeira aproximação considerar que o nêutron colide com um núcleo parado, perdendo então uma parte da sua energia. Após diversas colisões, a tendência do nêutron é de perder progressivamente praticamente toda a sua energia, entrando em equilíbrio térmico com o meio. A estes nêutrons que entraram em equilíbrio térmico com o meio dá-se o nome de *nêutrons térmicos*, e eles se distribuem em energia conforme uma distribuição de Maxwell-Boltzmann, ou seja:

$$\overline{E_{th}} = \frac{3}{2} kT \quad (1)$$

aonde k é a constante de Boltzmann e T a temperatura do meio.

Para entender quantas colisões seriam necessárias para reduzir a energia de um nêutron até isso, pode-se definir um parâmetro chamado *perda média logarítmica* que, como o nome diz, mede, para um dado material, a perda média de energia de um nêutron em escala logarítmica⁵:

$$\xi = \overline{\ln E_1 - \ln E_2} = \overline{\ln (E_1/E_2)} \quad (2)$$

e então, para determinar em média quantas colisões seriam necessárias para reduzir a energia de um nêutron de E_1 para E_2 , basta calcular a razão:

$$\frac{\ln E_1 - \ln E_2}{\xi} \quad (3)$$

⁵ A dedução completa dessa formulação, que vem de premissas básicas de mecânica clássica, pode ser encontrada em livros sobre física de nêutrons, como [5] ou [6], por exemplo.

Alguns valores típicos de ξ podem ser encontrados na Tabela 1, juntamente com uma estimativa do número médio de colisões necessárias para reduzir a energia de um nêutron de 2 MeV à faixa térmica (ou seja, $E \sim 0,025$ eV); como se pode perceber, elementos leves “freiam” o nêutron mais rapidamente de forma que o material mais eficaz para isso é o Hidrogênio – por isso muitas vezes usa-se água ou parafina para este fim.

Material	Número de Massa	ξ	$18,2/\xi$
Hidrogênio	1	1	18,2
Deutério (^2H)	2	0,725	25,1
Hélio	4	0,425	43
Lítio	7	0,268	68
Berílio	9	0,209	87
Carbono	12	0,158	115
Oxigênio	16	0,120	152
Urânio	238	0,00838	2172

Tabela 1 Valores da perda média de energia para alguns materiais; a última coluna ilustra quantas colisões seriam necessárias para reduzir a energia de um nêutron de 2 MeV à faixa térmica ($E \sim 0,025$ eV) ([6]).

Bem...mas espalhamento, apesar de ser a interação dominante, não é a única forma pela qual nêutrons interagem com a matéria; de fato, como já vimos, os nêutrons têm uma grande facilidade em interagir por meio de reações nucleares⁶, já que não sentem a interação eletromagnética. É importante ressaltar que, na maior parte das vezes, os núcleos produzidos nessas reações são *instáveis*, ou seja, vão sofrer um ou mais decaimentos radioativos antes de atingir um estado de equilíbrio – essa é uma característica que requer um certo cuidado, mas que também é um dos grandes trunfos do nêutron como ferramenta e é a base de uma série de processos, por exemplo o NAA (sigla em inglês para a *Análise por Ativação Neutrônica*, um processo que será abordado neste livro no qual usa-se a radiação proveniente desses núcleos instáveis produzidos nas reações induzidas pelo nêutron para identificar o material de que é composta uma amostra).

⁶ Neste texto o termo *reação nuclear* se refere a todos os tipos de interação nêutron-núcleo *exceto o espalhamento clássico*.

Para quantificar a probabilidade dessas reações, vamos definir uma grandeza chamada *secção de choque* (σ). Se $n(x)$ é a intensidade de um feixe de nêutrons após cruzar uma espessura x de um dado material (vamos por enquanto supor que o alvo seja composto por átomos de um único isótopo) e N é o número de átomos por centímetro cúbico do alvo, então:

$$\frac{dn}{dx} = -N\sigma dx \quad (4)$$

donde se percebe que σ tem dimensões de área e é uma medida da probabilidade de interação dos nêutrons incidentes com o meio em questão⁷. A unidade utilizada para a secção de choque deveria ser o cm^2 , que é a unidade de área do Sistema Internacional de medidas, mas por uma questão de conveniência usa-se o *barn* (símbolo: b), que equivale a 10^{-24} cm^2 .

Agora a coisa começa a ficar mais complicada... como o nêutron interage diretamente com as forças nucleares internas ao núcleo, fica claro que a secção de choque varia de acordo com o meio – e nesse caso não varia apenas conforme o *elemento químico* de que o meio é composto, mas também *de isótopo para isótopo*; isto é uma característica fundamental da interação dos nêutrons com a matéria, que vale ser destacada:

o nêutron “enxerga” isótopos diferentes de modo diferente, de modo que para compreender a interação do nêutron com um meio é fundamental conhecer a composição isotópica do meio – por outro lado, o estudo da interação do nêutron com uma amostra de um dado material pode servir exatamente para determinar essa composição.

Além disso, a secção de choque, como acontece com as probabilidades de interação com a matéria dos demais tipos de radiação, depende também da energia do nêutron; com efeito, a interação predominante varia de acordo com a faixa de energia do nêutron.

Para a maior parte dos isótopos, os nêutrons de baixa energia ao interagirem com o núcleo “se acomodam” em algum estado ligado (ou seja, com energia de ligação negativa) disponível e o “troco” dessa interação (a energia de ligação mais a energia do nêutron incidente, ainda que esta seja quase desprezível) é “devolvido” sob a

⁷ O nome *secção de choque* nos remete à mecânica clássica e ao formalismo empregado na análise de colisões entre dois corpos; a analogia com uma *área efetiva*, no entanto, é apenas ilustrativa pois, como veremos adiante, este parâmetro pouco ou nada tem a ver com as dimensões reais do núcleo alvo.

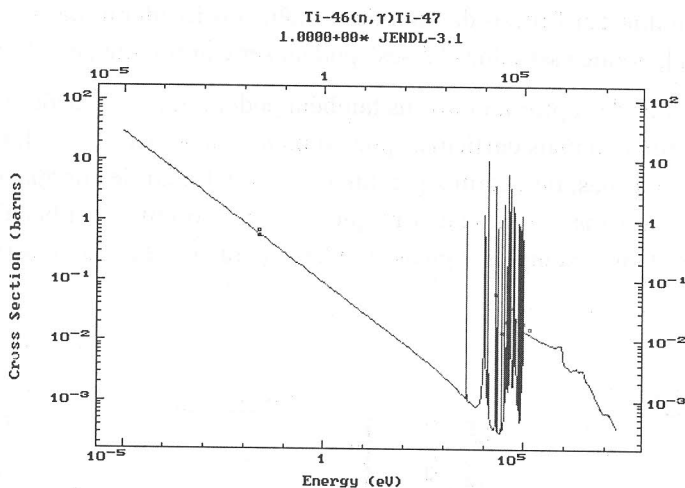


Figura 1 Secção de choque para captura neutrônica do ^{46}Ti em função da energia do nêutron incidente; nota-se claramente que a lei do $1/v$ é válida até aproximadamente 10 keV (trecho reto no início da curva), e também as ressonâncias que surgem a partir dessa energia ([7]).

forma de uma emissão gama⁸. Essa é a chamada *captura neutrônica* (ou *absorção neutrônica*), que pode ser escrita da seguinte forma:



onde X é o símbolo químico do elemento e A o número de massa do isótopo em questão.

Nesse tipo de reação, em geral, a secção de choque até uma dada energia segue a que é conhecida como *Lei do 1/v*, ou seja, a seção de choque é inversamente proporcional à velocidade do nêutron incidente. A Lei do $1/v$ vale até energias que variam de núcleo para núcleo, mas que em geral estão em torno de 1 eV–10 keV; a partir dessa energia, freqüentemente, notam-se ressonâncias bastante pronunciadas na secção de choque, que ocorrem quando o nêutron incidente tem energia correspondente a algum nível disponível no núcleo alvo⁹. Na Figura 1 vê-se a curva

⁸ Há exceções importantes a essa aproximação, aonde nêutrons térmicos interagem com o núcleo primordialmente por meio de reações com produção de alguma partícula pesada – especialmente reações (n, α) – entre os núcleos leves; um caso clássico é o isótopo ^{10}B .

⁹ Esse fenômeno foi estudado por Bohr e Breit & Wigner, todos em 1936. Uma explicação bastante completa, incluindo a modelagem matemática proposta por Breit & Wigner para o fenômeno das ressonâncias, pode ser encontrada em [6].

de secção de choque em função da energia do nêutron incidente para o a reação $^{46}\text{Ti}(n,\gamma)^{47}\text{Ti}$ [7], aonde essas duas “fases” podem ser claramente percebidas.

Além das reações de captura, nêutrons também podem induzir reações nucleares com a ejeção de uma ou mais partículas, por exemplo reações (n,p), (n,d), (n,2n) ou (n,α). Para essas reações, no entanto, geralmente há um limiar de energia abaixo do qual o nêutron é incapaz de iniciar a reação – essas são então conhecidas como *reações limiars*. Dois exemplos típicos, também para o ^{46}Ti , são mostrados na Figura 2.

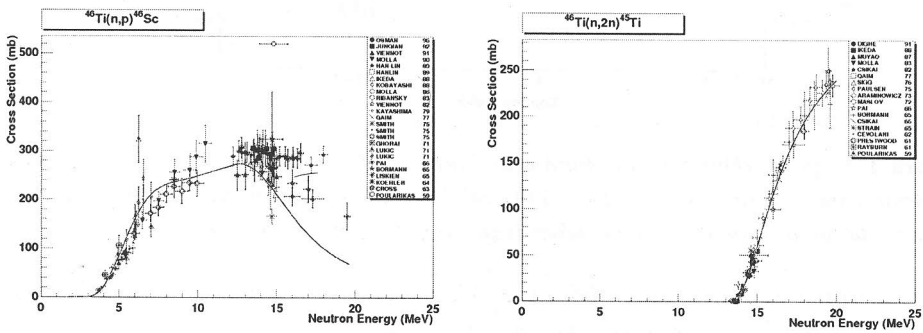


Figura 2 Secção de choque para as duas reações limiars principais no ^{46}Ti em função da energia do nêutron incidente; note-se que cada uma das reações tem um limiar diferente – em torno de 3 MeV para a reação (n,p) e de 13 MeV para a (n,2n) ([8]).

Além dessas reações, o nêutron também pode disparar uma reação muito mais violenta e radical em alguns núcleos. Núcleos muito pesados como ^{235}U ou ^{239}Pu podem, ao interagir com um nêutron, sofrer um processo conhecido como *fissão nuclear*. Neste tipo de reação, o nêutron incide sobre o núcleo e este se rompe totalmente, de forma extremamente exotérmica; o resultado, na maioria das vezes, são dois núcleos menores mais dois ou três nêutrons avulsos. Talvez a característica mais marcante do processo de fissão nuclear seja a energia liberada; a fissão de um simples núcleo é capaz de liberar cerca de 200 MeV de energia, enquanto que em uma reação “normal” a energia liberada raramente atinge a casa de 10 MeV; além disso, como a fissão produz mais nêutrons do que consome (lembre-se, a fissão é iniciada por um nêutron, mas libera outros 2 a 3), sob certas condições há a possibilidade de se disparar uma *reação em cadeia*, aonde os nêutrons produzidos em uma fissão iniciam novas fissões, produzindo mais nêutrons que iniciarão mais

fissões ainda. Esse processo “catastrófico” é a base do funcionamento tanto dos reatores nucleares quanto das bombas atômicas (que seriam a “versão completamente descontrolada” de um reator), mas desses dois nós falaremos mais adiante.

Classificação dos Nêutrons

Por conveniência, os nêutrons são habitualmente classificados em faixas, de acordo com a sua energia cinética. Na literatura pode-se encontrar diversas classificações, de acordo com o interesse específico em questão; nesse texto vamos abordar a classificação mais convencional, que divide os nêutrons em três faixas.

A respeito da primeira faixa nós já falamos acima, são os chamados *nêutrons térmicos*, ou seja, que estão em equilíbrio térmico com o meio. A energia média dos nêutrons térmicos depende da temperatura do meio, claro, mas por conveniência usualmente assume-se uma temperatura de 300 K, que equivale a uma energia média de aproximadamente 0,025 eV (ou 25 meV).

A faixa seguinte compreende os chamados *nêutrons epitérmicos*, ou seja, os nêutrons que estão além dos térmicos. Essa faixa compreende os nêutrons que têm energia superior à dos térmicos, mas ainda menor que o mínimo necessário para a grande maioria das *reações limiares* vistas acima; de forma geral, pode-se dizer que os nêutrons epitérmicos têm energia na faixa em que ocorrem as ressonâncias

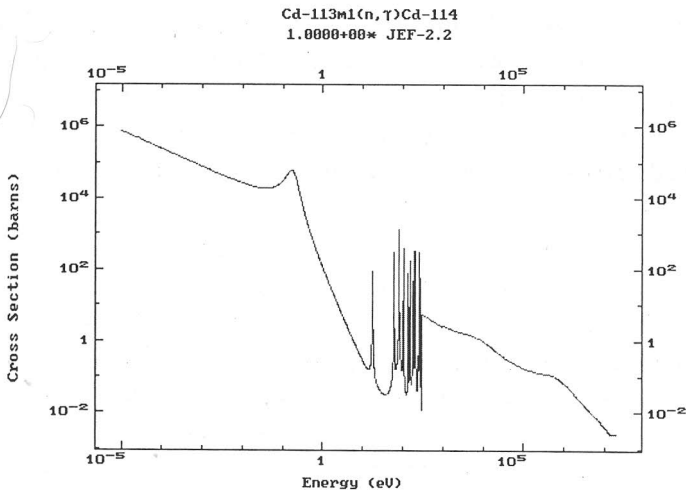


Figura 3 Secção de choque para captura neutrônica do ^{113}Cd em função da energia do nêutron incidente; note-se o degrau brusco que ocorre a uma energia em torno de 0,2–0,3 eV, que é comumente usada para definir o limite entre os nêutrons térmicos e epitérmicos ([7]).

da secção de choque de absorção da grande maioria dos núcleos, o que justifica a sua separação dos nêutrons térmicos. Por conveniência experimental, a energia que define o limite entre os nêutrons térmicos e os epitérmicos é de 0,25 eV, definida pelo *degrau do Cádmi*, um degrau brusco que ocorre na secção de choque de absorção do ^{113}Cd que pode ser observado na Figura 3.¹⁰

A terceira e última faixa na divisão habitual dos nêutrons é a dos *nêutrons rápidos*, ou seja, compreende os nêutrons com energia suficiente para interagir com a grande maioria dos núcleos através de reações limiares, e não só via captura neutrônica ou espalhamento. A divisão entre os nêutrons epitérmicos e os rápidos não é tão bem definida quanto a anterior, mas é geralmente assumida como algo entre 100 e 200 keV.

A secção de choque revisitada

Agora que já temos as ferramentas necessárias, vamos revisitar de forma mais detalhada o conceito de secção de choque – especialmente no caso das reações de captura.

Como vimos, a magnitude da secção de choque de captura varia muito com a energia do nêutron incidente. Dessa forma, a taxa r em que uma dada reação de captura ocorre é dada por:

$$r = N \int \phi(E) \sigma(E) dE \quad (6)$$

onde N é o número de núcleos de um dado tipo no alvo, $\phi(E)$ é o fluxo de nêutrons em função da energia e $\sigma(E)$ é a secção de choque de captura para o tipo de núcleo em questão em função da energia. Isso nos apresenta um problema prático: para calcular a taxa em que uma dada reação acontece, é necessário saber em detalhe o perfil em energia do fluxo de nêutrons incidente – o que, em situações normais, não é uma tarefa fácil!

No entanto, lançando mão da divisão dos nêutrons em faixas de energia, algumas aproximações permitem tornar esse problema *muito* mais simples, ao menos para duas das faixas de energia.

No caso de nêutrons térmicos, a situação é bastante simples: assumindo-se que a distribuição em energia dos nêutrons corresponda à distribuição de Maxwell-Boltzmann:

$$dn(v) = A_0 v^2 e^{-Mv^2/2kT} dv \quad (7)$$

¹⁰ A razão dessa definição é que folhas de Cádmi são freqüentemente usadas como filtros para nêutrons térmicos, daí o uso do “degrau do cádmio” como limite entre os nêutrons térmicos e epitérmicos.

(onde v é a velocidade do nêutron, M é a sua massa, k a constante de Boltzmann e T a temperatura do meio) então é possível resolver a integral e chegar a um valor numérico para a secção de choque para uma dada temperatura. Em geral, simplifica-se mais ainda o problema ao assumir-se que o meio está a 300 K (o que equivale a uma velocidade média de 2200 m/s), e este é o valor usualmente encontrado nas tabelas de *secção de choque para captura de nêutrons térmicos* disponíveis na literatura¹¹.

Para a faixa dos nêutrons epitérmicos, no entanto, a situação se complica. A secção de choque varia muito bruscamente com a energia e a distribuição dos nêutrons já não respeita mais a uma distribuição bem determinada. Para essa faixa, então, utiliza-se uma aproximação bem menos delicada, e que só se justifica em situações bem definidas¹²: se admitirmos que a distribuição em energia dos nêutrons seja praticamente constante na região epitérmica, então pode-se extrair o fluxo de dentro da integral na equação (6) e temos:

$$r_{\text{epi}} = N\phi_{\text{epi}} \int_{E=\text{epi}} \sigma(E) dE \quad (8)$$

onde ϕ_{epi} é o fluxo epitérmico total, r_{epi} é a taxa de reação para a faixa dos nêutrons epitérmicos e a integral do lado direito pode ser resolvida e reduzida a um número, ao qual se dá o nome de *integral de ressonância*, e tem as mesmas dimensões de área da secção de choque. O uso desse valor, no entanto, requer cuidado uma vez que se deve sempre ter em mente que ele é válido *se e somente se* o fluxo na região epitérmica puder ser aproximado por uma constante!

Para o restante das reações – ou seja, para as reações limiares – a situação é bem mais complicada, uma vez que a aproximação do fluxo constante não pode ser utilizada e o perfil do fluxo de nêutrons em energia é, de forma geral, pouco conhecido e bastante complexo. Nesses casos, em geral, a solução é fazer-se a convolução do produto entre o fluxo e a secção de choque usando-se métodos de simulação computacional, basicamente os métodos de *Monte Carlo* que serão objeto de um capítulo específico.

¹¹ Vale destacar que, para temperaturas não muito diferentes de 300 K, o valor da secção de choque não deve variar muito, uma vez que a curva de secção de choque na região dos nêutrons térmicos varia suavemente, respeitando a lei do $1/v$.

¹² Na verdade essa consideração é válida como uma aproximação razoável em situações em que há grandes quantidades de nêutrons sendo produzidos a energias mais altas e uma quantidade suficiente de material moderador presente – como na maior parte dos reatores nucleares e dos irradiadores.

Fontes de Nêutrons

Nêutrons não são emitidos espontaneamente por núcleos; por este motivo, obter uma fonte de nêutrons não é tão simples quanto obter uma fonte das radiações alfa, beta ou gama; por não terem carga elétrica, tampouco se pode acelerar nêutrons em aceleradores de partículas, como se faz com elétrons, prótons ou núcleos pesados.

Então, como é que se pode conseguir uma fonte de nêutrons?

A primeira resposta a essa questão foi dada ainda durante a descoberta do nêutron: irradiando-se alguns elementos leves com partículas alfa (lembram-se da “radiação do Berílio”, que nada mais era que o nêutron antes de ser corretamente identificado?). De fato, hoje as fontes mais comuns de nêutrons são compostas pela combinação de um emissor alfa, como o ^{239}Pu , o ^{210}Po ou o ^{241}Am , com um elemento leve, em geral o Be, de forma que a radiação alfa emitida pelo primeiro produza uma reação nuclear no segundo aonde é emitido um nêutron. Um exemplo clássico desse tipo de fonte são as fontes de Amerício-Berílio ($^{241}\text{Am-Be}$), aonde o nêutron é produzido a partir da reação $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$. Os nêutrons produzidos nesse tipo de reação têm um espectro contínuo de energia entre 0–13 MeV, com energia média em torno de 5 MeV. Essas fontes são muito usadas até hoje, sendo extremamente convenientes por garantirem um fluxo constante e terem uma meia-vida bastante longa e apresentam atividade tipicamente da ordem de $10^5 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$. A Tabela 2 mostra as características de algumas das fontes mais comuns desse tipo.

<i>Fonte</i>	E_α (MeV)	$T_{1/2}$	<i>Produção (n/α)</i>
$^{210}\text{Po} + \text{Be}$	5,30	138,4 dias	$0,7 \times 10^{-4}$
$^{226}\text{Ra} + \text{Be}$	4,78; 4,59	$1,622 \times 10^3$ anos	$1,8 \times 10^{-4}$
$^{239}\text{Pu} + \text{Be}$	5,15	$2,44 \times 10^4$ anos	$0,6 \times 10^{-4}$
$^{241}\text{Am} + \text{Be}$	5,48	$4,60 \times 10^2$ anos	$0,7 \times 10^{-4}$
$^{242}\text{Cm} + \text{Be}$	6,11	163 dias	$1,1 \times 10^{-4}$
$^{241}\text{Am} + \text{B}$	5,48	$2,44 \times 10^4$ anos	$1,0 \times 10^{-5}$
$^{241}\text{Am} + \text{F}$	5,48	$2,44 \times 10^4$ anos	$4,0 \times 10^{-6}$

Tabela 2 *Propriedades das fontes (α, n) mais comumente usadas ([5]).*

Outro tipo bem menos usual de fonte de nêutrons são aquelas em que o nêutron é produto de uma reação induzida por fótons; nesse caso se combina uma fonte β aonde fótons de energia suficientemente alta são emitidos após o decaimento β

e algum elemento passível de sofrer uma reação (γ, n). De fato, as únicas reações desse tipo com potencial para o uso prático nesse tipo de fonte são: $^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$ e $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$. Essas fontes produzem feixes de nêutrons de energia inferior a 1 MeV e têm atividade específica muito inferior às do tipo (α, n). A Tabela 3 mostra algumas características de fontes (γ, n).

<i>Fonte</i>	E_γ (MeV)	$T_{1/2}$	<i>Produção</i> (n/β) $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$
$^{24}\text{Na} + \text{Be}$	2,76	15,1 h	$0,7 \times 10^{-4}$
$^{24}\text{Na} + \text{D}_2\text{O}$	2,76	15,1 h	$1,8 \times 10^{-4}$
$^{72}\text{Ga} + \text{D}_2\text{O}$	2,51	14,3 h	$0,6 \times 10^{-4}$
$^{124}\text{Sb} + \text{Be}$	1,69	60,9 dias	$0,7 \times 10^{-4}$
$^{140}\text{La} + \text{Be}$	2,51	40,2 h	$1,1 \times 10^{-4}$

Tabela 3 *Propriedades das fontes (γ, n) mais comumente usadas ([5]).*

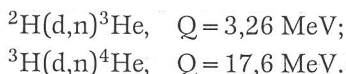
Nêutrons são produzidos em grande quantidade, ainda, durante o processo de fissão nuclear (uma média de 2–3 nêutrons por fissão). Assim sendo, materiais que sofrem fissão espontânea seriam excelentes fontes de nêutrons; na prática, no entanto, o único isótopo com aplicação prática nesse tipo de fonte é o ^{252}Cf , que decai tanto por fissão espontânea ($T_{1/2} \sim 100$ anos) como por emissão α ($T_{1/2}$ 5 anos) e, quando fissiona, emite nêutrons com energia média de 2,3 MeV. Fontes desse tipo com intensidades de até $10^9 \text{n} \cdot \text{s}^{-1}$ já foram produzidas.

Claro que, sendo emitidos em grande quantidade durante a fissão nuclear, nêutrons são abundantes em reatores nucleares, de forma que estes também são um tipo de fonte muito utilizada. Os nêutrons disponíveis na maioria dos reatores nucleares são de baixa energia, com espectro pronunciadamente térmico devido à grande quantidade de material termalizante¹³ (em geral água) presente nos mesmos. A grande vantagem do uso de reatores nucleares como fontes de nêutrons é a magnitude dos fluxos de nêutrons que se consegue obter, que podem chegar à ordem de $10^{13} \text{n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ou mais em um reator como o IEA-R1 do IPEN (e muito mais em reatores mais modernos). Outra característica importante, mas não muito agradável, dos feixes de nêutrons produzidos em reatores nucleares é que eles normalmente apresentam contaminação muito grande por radiação gama, o

¹³ O nome mais comum para esse tipo de material é *moderador*, por moderar a energia do nêutron.

que exige uma série de cuidados quando o experimento é sensível também a este tipo de radiação.

Nêutrons podem ainda ser produzidos em aceleradores de partículas, através de reações indiretas. No tipo mais simples de fonte desse tipo, aceleram-se elétrons, que são usados para produzir radiação eletromagnética via *bremstrahlung* (ou freamento) em um alvo primário e esses fótons então incidem sobre um alvo secundário aonde produzem nêutrons via reação (γ, n) ; o feixe de nêutrons produzido tem uma distribuição contínua de energia. A outra forma de se produzir nêutrons em aceleradores requer um acelerador de partículas nucleares, habitualmente prótons ou dêutrons; nesse caso o feixe incidente produz nêutrons em um alvo através de uma reação nuclear, e o feixe de nêutrons produzido é monoenergético. As duas reações mais usadas nesse tipo de fonte são [5]:



Como exemplo, com um feixe incidente de dêutrons de 300 keV produz-se um feixe monoenergético de nêutrons de 2,5 MeV se empregada a primeira reação e de 14 MeV se empregada a segunda; intensidades típicas desse tipo de fonte podem chegar a $10^{10} \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$, e utilizando-se fontes de partículas nucleares de maior energia pode-se produzir feixes de nêutrons com energias de até centenas de MeV.

Além de todas essas fontes “terrestres” de nêutrons, vale ressaltar que os *raios cósmicos*, uma radiação extremamente energética proveniente do espaço (principalmente das reações nucleares que ocorrem no interior das estrelas), são uma fonte muito intensa de nêutrons, mas a maior parte destes decai antes de atingir a superfície terrestre; ainda assim, esses nêutrons têm sido objeto de diversos estudos nos últimos anos, uma vez que se estima que a quantidade deles em altitudes compatíveis com a altitude de cruzeiro de aviões intercontinentais seja bastante alta!

A Bomba e Angra 2 (o Nêutron Hoje)

Por fim, vale a pena abordarmos rapidamente sobre os dois usos tecnológicos mais difundidos atualmente dos nêutrons: as bombas atômicas (que felizmente são mais famosas do que difundidas!) e os reatores nucleares.

Como já foi dito anteriormente, tanto a bomba quanto os reatores se baseiam nas reações de fissão nuclear, que liberam quantidades muito grandes de energia e, ainda por cima, têm o potencial de se auto-alimentar em uma *reação em cadeia*, uma

vez que a fissão, nos núcleos de interesse, é disparada por nêutrons e que cada fissão libera mais nêutrons do que consome.

A diferença principal entre os dois é que, felizmente, no reator nuclear a taxa em que as reações acontecem é mantida constante por meio de diversos dispositivos, tanto externos (por exemplo, há materiais com secção de choque muito alta para a captura de nêutrons que podem ser introduzidos ou retirados do reator quando necessário) quanto internos (há diversos cuidados que são tomados no projeto de um reator nuclear para que seja fisicamente impossível que ele saia de controle sem se desligar sozinho), enquanto que a bomba é projetada exatamente com o intuito contrário, ou seja, de “sair de controle” e liberar a quantidade máxima de energia no mínimo de tempo!

Sobre a bomba não há muito o que dizer aqui, mas vamos falar um pouco mais sobre os reatores. Além de serem usados para produzir energia, como no caso dos dois reatores em funcionamento em Angra (e de centenas ao redor do mundo), reatores nucleares também são muito utilizados para pesquisas científicas, para a produção de radioisótopos para a medicina e para diversos outros fins.

E é com esses reatores de pesquisas que vamos terminar esta introdução, afinal eles são uma ótima fonte de nêutrons, que serão o objeto de todo este livro! No Brasil, há quatro reatores de pesquisas em operação:

- em Belo Horizonte (no CDTN) – um reator tipo TRIGA (*Training, Research, Isotopes, General Atomics*), de 250 kW de potência, usado principalmente para pesquisas, treinamento e produção de radioisótopos;
- no Rio de Janeiro, no Instituto de Engenharia Nuclear (IEN) – um reator de pequeno porte, tipo argonauta (*Argonne's Nuclear Assembly for University Training*) com potência máxima de aproximadamente 100 kW, usado principalmente em pesquisas com neutrografia e no treinamento de operadores para os reatores de Angra;
- em São Paulo, com operação dividida entre o IPEN e a Marinha do Brasil, por isso conhecido como IPEN-MB01 – com potência de 100 W e usado principalmente em pesquisas relacionadas à Física de Reatores; e
- outro em São Paulo, no IPEN, o IEA-R1 (o nome faz referência ao antigo nome do IPEN, que se chamava *Instituto de Energia Atômica*) – inaugurado em 1956, com potência máxima de 5 MW, usado na produção de radioisótopos com diversos fins e também em diversas linhas de pesquisas de física com nêutrons, que serão o objeto de praticamente todo este livro.

Agora que já sabemos quem são os nêutrons, como eles funcionam, de onde eles vêm e mais algumas coisinhas, é hora de passar a bola para a frente, já que vem muita coisa boa por aí...

Boa leitura!

Referências

- [1] J. G. Feinberg, *The Story of Atomic Theory and Atomic Energy*, Dover, New York (1960). *Um relato bastante completo da história do átomo, incluindo a descoberta do nêutron e outras coisas mais; bastante legível, inclusive por leigos.*
- [2] E. Segrè, *From X-Rays to Quarks*, W. H. Freeman, San Francisco (1980). *Emilio Segrè, prêmio Nobel de Física pela descoberta do antipróton, conta a história das descobertas da física ao longo de boa parte do século XX em uma linguagem extremamente acessível, num livro recheado de detalhes e curiosidades que só quem viveu a época pode contar.*
- [3] I. Kaplan, *Nuclear Physics*, Addison Wesley, Reading (1962). *Bibliografia básica em física nuclear, escrito tendo em vista um público que esteja nos últimos anos de graduação em Física, mas, apesar de técnico, é acessível o bastante para um público mais geral.*
- [4] R. Eisberg & R. Resnick, *Física Quântica (átomos, moléculas, sólidos, núcleos e partículas)*, Campus, Rio de Janeiro (1988). *A bibliografia básica para introdução à mecânica quântica para alunos de 2º ou 3º ano do curso de Física; é bastante técnico e matemático, mas sem exageros.*
- [5] J. Byrne, *Neutrons, Nuclei and Matter*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (1995). *Este livro é bastante atualizado e completo, sendo quase uma enciclopédia sobre nêutrons; tem basicamente tudo o que é apresentado aqui de forma profunda, mas compreensível.*
- [6] L. F. Curtiss, *Introduction to Neutron Physics*, Van Nostrand, Princeton (1959). *Um livro bastante técnico e, apesar de antigo, é bibliografia básica para quem trabalha com nêutrons.*
- [7] J. Kopecky et al., *Atlas of Neutron Capture Cross Sections*, acessível na internet no endereço <http://www-nds.ipen.br/ngatlas2/> (ou <http://www-nds.iaea.org/ngatlas2/>). *O site na internet do Nuclear Data Section da Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA) disponibiliza o acesso a várias bases de dados sobre física nuclear; este NGATLAS trata exclusivamente de secções de choque de captura, tendo gráficos para os mais diversos isótopos.*
- [8] Agência Internacional de Energia Atômica, *Reference Neutron Activation Library*, acessível na internet em <http://www-nds.ipen.br/ndspub/rnal/www/> (ou em <http://www-nds.iaea.org/ndspub/rnal/www/>). *Ainda no site do Nuclear Data Section, o RNAL trata de secções de choque de reações induzidas por nêutrons que produzem isótopos radioativos; tem gráficos em alta resolução e bibliotecas com valores para diversas energias.*