

Reações Nucleares

Introdução

Reações nucleares correspondem à interação de dois ou mais núcleos quando promovemos a colisão entre eles. A física nuclear, essencialmente, se iniciou com o estudo de reações nucleares com o trabalho de Ernest Rutherford. Na aula anterior, discutimos um processo espontâneo dos núcleos, a radioatividade, que permite estudar a natureza do núcleo atômico. Reações entre núcleos permitem se levar além esse estudo, de forma mais controlada e dirigida.

Conforme a escala de energia envolvida na reação, diferentes fenômenos ocorrem e devemos tratá-las de maneira diferente:

- Reações de baixa energia: $< 10 \text{ MeV}$ por núcleon;
- Reações de energia intermediária: \sim de 10 MeV a 1 GeV por núcleon;
- Reações de alta energia: $> 1 \text{ GeV}$ por núcleon;

Reações nucleares são importantes para se compreender diversos aspectos do núcleo atômico. Elas são cruciais para se estudar a estrutura do núcleo, pois diferentes estados de energia são ocupados ao colidir dois núcleos, que de maneira natural não aconteceria. Além disso, estudar a maneira como os núcleos e seus constituintes interagem entre si, pode revelar aspectos da natureza da força forte que mantém esses constituintes, prótons e nêutrons, ligados no núcleo do átomo. Finalmente, reações nucleares ocorrem naturalmente em diversos locais do nosso Universo, como no interior das estrelas. Portanto, compreender como elas ocorrem é essencial para descrevermos o nosso Universo.

As reações nucleares são estudadas medindo-se a probabilidade de ocorrência de um determinado processo, como por exemplo, quando colidimos o núcleo A , chamado de projétil, com o núcleo B , chamado de alvo, resultando nos núcleos C e D , chamados de produtos da reação:



A probabilidade de ocorrência desse processo consiste na seção de choque da reação nuclear, que pode ser medida e calculada em função de diferentes grandezas, como a energia dos produtos da reação ou o ângulo de emissão desses produtos. Se conseguirmos reproduzir esses valores de seção de choque teoricamente, compreendemos o que ocorre na reação.

A partir de leis de conservação, podemos descrever e compreender aspectos cinemáticos das reações. E a partir de uma teoria de espalhamento (clássica ou quântica), que permite obtermos a seção de choque dos diferentes processos observados, podemos descrever e compreender a dinâmica da reação.

De forma qualitativa, quando dois núcleos colidem, podem ocorrer os seguintes processos:

- Espalhamento elástico: neste caso, o estado inicial e final são iguais, isto é, não há qualquer mudança nos estados dos núcleos interagentes. Neste caso, tem-se que $Q=0$;
- Espalhamento inelástico: neste tipo de espalhamento, há uma mudança no estado dos núcleos que interagem, sendo $Q \neq 0$. Os produtos da reação podem ser iguais aos núcleos interagentes ou eles podem mudar completamente:
 - Transferência de núcleons: ocorre uma troca de prótons ou nêutrons entre o projétil e o alvo da reação;
 - Quebra nuclear: há uma quebra do projétil ou do alvo da colisão;
 - Fusão nuclear: os dois núcleos se fundem em um só, como discutiremos mais adiante;
 - Fissão nuclear: um dos núcleos interagente se quebra em duas partes, aproximadamente, iguais. Também discutiremos esse processo mais adiante.

Aspectos Cinemáticos

Se considerarmos uma reação nuclear como um sistema fechado envolvendo apenas os núcleos interagentes, diversas quantidades físicas devem ser conservadas, como energia, momento linear, momento angular, carga elétrica, etc.

Voltando ao exemplo da expressão (1), se consideramos a conservação de energia nesse processo, temos que:

$$m_A c^2 + K_A + m_B c^2 + K_B = m_C c^2 + K_C + m_D c^2 + K_D \quad (2)$$

e a conservação de momento, leva a:

$$\vec{p}_A + \vec{p}_B = \vec{p}_C + \vec{p}_D \quad (3)$$

que para uma reação no plano definido pelos momentos dos núcleos C e D , e considerando o alvo em repouso (reações chamadas de alvo fixo), tem-se que:

$$p_B = p_C \cos(\theta) + p_D \cos(\phi) \quad (4)$$

e

$$0 = p_C \sin(\theta) - p_D \sin(\phi) \quad (5)$$

onde θ e ϕ são os ângulos de espalhamento dos núcleos C e D , respectivamente. Portanto, conhecendo-se os núcleos interagentes (A e B) e os produtos da reação (C e D), a energia do feixe (K_A), e do alvo (no caso de uma colisão com alvo fixo, $K_B=0$), que são todas variáveis que se pode controlar facilmente em um experimento, temos 4 variáveis (K_C , K_D , θ e ϕ) e 3 equações (2, 4 e 5). Se fixarmos uma delas (por exemplo, o ângulo de

espalhamento do núcleo C, θ), podemos determinar as outras variáveis, demonstrando a utilidade dos cálculos cinemáticos no estudo de reações nucleares.

Aspectos Dinâmicos

Como discutido anteriormente, a seção de choque nos permite conectar o experimento à teoria, pois essa grandeza pode ser medida através de experimentos adequados e também calculada teoricamente. Utilizando a linguagem que construímos nesta aula, podemos dizer que na aula 04 mostramos como a seção de choque do espalhamento elástico de uma partícula- α em um núcleo de número atômico Z pode ser calculada a partir da física clássica (expressão 10 do texto base da aula 04 desta disciplina).

Na física quântica, esse cálculo usa uma abordagem diferente. Consideramos que, assintoticamente, o feixe é constituído de uma frente de ondas planas incidindo sobre o alvo, cujo potencial (desconhecido) gera ondas espalhadas esféricas.

Se considerarmos um feixe de partículas monoenergéticas (todas as partículas possuem a mesma energia E) e livres, a função de onda incidente será dada por:

$$y_{inc} = e^{ikz} \quad (6)$$

onde z é o eixo de deslocamento das partículas e $k = 2\pi/\lambda = p/\hbar = \sqrt{2mE}/\hbar$. Esse feixe irá interagir com o núcleo e gerar uma função de onda espalhada. De maneira geral, supondo uma simetria axial, podemos escrever:

$$y_{esp} = f(q) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (7)$$

ou seja, uma função de onda esférica com uma amplitude que depende de θ . Portanto, a função de onda final será dada pela soma da onda incidente e a onda espalhada:

$$y_F \gg y_{inc} + y_{esp} = e^{ikz} + f(q) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (8)$$

se observarmos a uma grande distância ($r \rightarrow \infty$) do potencial espalhador do núcleo. O próximo passo consiste em relacionar essas funções de onda com a seção de choque. Tomando a expressão (8) do texto base da aula 04 desta disciplina, podemos escrever:

$$I = A \cdot v \cdot Dt \cdot |y_{inc}|^2 = A \cdot v \cdot |y_{inc}|^2 = A \cdot v \quad (9)$$

pois $\Delta t=1$ (unidade de tempo), ψ_{inc} está normalizada e sendo A a área do feixe de núcleos incidentes e v sua velocidade. Por outro lado, o número de partículas espalhadas por núcleo alvo será dado por:

$$\frac{dN}{n_A \cdot A} = dA \cdot v \cdot Dt \cdot |y_{esp}|^2 = dA \cdot v \cdot \left| f(q) \frac{e^{ikr}}{r} \right|^2 = dA \cdot v \cdot \frac{|f(q)|^2}{r^2} \quad (10)$$

onde dA é a área onde são medidas as partículas espalhadas, que permanecem com velocidade v pois trata-se de um espalhamento elástico. Portanto, tem-se que:

$$\frac{ds}{dW} = \frac{dN}{n \cdot A} \cdot \frac{1}{I/A} \cdot \frac{1}{dW} = \frac{dA \cdot v \cdot |f(q)|^2}{r^2} \cdot \frac{1}{v} \cdot \frac{1}{dA/r^2} = |f(q)|^2 \quad (11)$$

e

$$s = \int \frac{ds}{dW} dW = 2\rho \int |f(q)|^2 \text{sen}(q) dq \quad (12)$$

sendo que o passo seguinte é determinar o valor de $f(\theta)$ resolvendo a equação de Schrodinger independente do tempo. Para facilitar esta resolução, escrevemos a solução em termos de ondas esféricas com momento angular (l) bem definido, ou seja:

$$y_{inc} = e^{ikz} = e^{ikr \cos q} = \sum_{l=0}^{\infty} a_l j_l(r) P_l(\cos q) \quad (13)$$

onde $j_l(r)$ são as funções esféricas de Bessel e $P_l(\cos \theta)$ são os polinômios de Legendre (se necessário, faça uma revisão do texto-base "Momento Angular" da semana 5 da disciplina de Física Quântica). Tomando mais uma vez o comportamento assintótico da função de onda, ou seja, $kr \rightarrow \infty$, temos que:

$$j_l(r) @ \frac{\text{sen}\left(kr - l\rho/2\right)}{kr} = \frac{i}{2kr} \left[e^{-i(kr - l\rho/2)} - e^{i(kr - l\rho/2)} \right] \quad (14)$$

Portanto, usando esse resultado e a normalização dos polinômios de Legendre, temos:

$$y_{inc} @ \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l \frac{\text{sen}\left(kr - l\rho/2\right)}{kr} P_l(\cos q) \quad (15)$$

No caso do espalhamento elástico, consideramos o canal de entrada (projétil e alvo) igual ao canal de saída (os produtos da reação), onde toda a energia cinética é conservada, ou seja, não ocorre transmutação ou mudança na distribuição de núcleons nos níveis de energia dos núcleos envolvidos ($Q = 0$). Neste tipo de espalhamento, deve ocorrer apenas uma mudança de fase da onda incidente, sem mudança na amplitude da função de onda. Portanto, devemos ter que:

$$Y_F @ \sum_{l=0}^{\infty} b_l \frac{\text{sen}(kr - l\rho/2 + \delta_l)}{kr} P_l(\cos q) \quad (16)$$

onde δ_l corresponde à essa mudança de fase. Substituindo as expressões (15) e (16) na expressão (8), chegamos a:

$$b_l = i^l (2l+1) e^{i\delta_l} \quad (17)$$

e

$$f(q) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos q) \quad (18)$$

Portanto, substituindo a expressão (18) em (12), teremos que a seção de choque é dada por:

$$S = \frac{4\rho}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \text{sen}^2 \delta_l \quad (19)$$

Com a expressão (19), conclui-se que para obter a seção de choque de um determinado espalhamento elástico é necessário utilizar um certo potencial central na equação de Schroedinger para obter o valor de δ_l . Se o resultado teórico concordar com os dados experimentais, fizemos uma boa escolha do potencial responsável pelo espalhamento das ondas incidentes.

No caso de espalhamentos não-elásticos, ou seja, aqueles em que há uma mudança nos núcleos interagentes ($Q \neq 0$), devemos considerar que parte do fluxo de partículas com momento k deve mudar para outro valor de momento, k' . Portanto, haverá uma diminuição na amplitude, que pode ser incorporada à função de onda observando que a função de onda incidente pode ser escrita como:

$$Y_{inc} @ \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l \left[\frac{e^{i(kr-l\rho/2)} - e^{-i(kr-l\rho/2)}}{2ikr} \right] P_l(\cos q) \quad (21)$$

combinando as expressões (14) e (15). A exponencial negativa pode ser interpretada como ondas esféricas que convergem para o alvo, enquanto a exponencial positiva, como ondas esféricas que divergem do alvo. Portanto, a fim de considerar a diminuição no fluxo de partículas que saem da reação, podemos acrescentar um fator multiplicativo às ondas que divergem do alvo (espalhadas), ou seja, no termo de exponencial positiva:

$$Y_F @ \sum_{l=0}^{\infty} b_l \left[\frac{A_l e^{i(kr-l\rho/2+d_l)} - e^{-i(kr-l\rho/2+d_l)}}{2ikr} \right] P_l(\cos q) \quad (22)$$

com $0 \leq A_l \leq 1$ e lembrando de acrescentar também a mudança de fase na função de onda final. Substituindo a expressão (22) em (8), temos que:

$$f(q) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(h_l - 1) P_l(\cos q) \quad (23)$$

onde, $h_l = A_l e^{2id_l}$. Para o espalhamento elástico, recuperamos a expressão (19) se substituirmos (23) em (12) com $A_l=1$. Para o espalhamento não-elástico, também chamado genericamente de reação, considera-se $A_l < 1$. Neste caso, podemos calcular a quantidade de partículas (fluxo) com momento k que é retirada do fluxo incidente. Para isso, calculamos a densidade de corrente de probabilidade antes e depois do espalhamento, ou seja:

$$j = \frac{\hbar}{2im} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\partial \psi^*}{\partial r} \psi \right) \quad (24)$$

Revise o texto base "A Equação de Schroedinger" da semana 3 da disciplina de Física Quântica se for necessário rever o conceito de corrente de probabilidade. Recorrendo às expressões (21) e (22), tem-se que:

$$|j_{inc}| = \frac{\hbar}{4mkr^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{il\pi/2} P_l(\cos \theta) \right|^2 \quad (25)$$

e

$$|j_F| = \frac{\hbar}{4mkr^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l \eta_l e^{-il\pi/2} P_l(\cos \theta) \right|^2 \quad (26)$$

Portanto, a seção de choque de reação (não-elástico) será dada por:

$$S_r = |j_{inc}| - |j_F| = \frac{\rho}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |h|^2) \quad (27)$$

e a seção de choque total (elástico + reação), será dada por:

$$S_T = S_d + S_r = \frac{2\rho}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [1 - \text{Re}(h)] \quad (28)$$

A fim de considerar o espalhamento elástico e o não-elástico (absorção), podemos utilizar um potencial da forma:

$$U(r) = V(r) + iW(r) \quad (29)$$

em analogia ao que acontece na óptica. A parte real do potencial descreve o espalhamento elástico enquanto a parte imaginária, a reação.

Fissão Nuclear

A fissão nuclear é um processo que pode ocorrer tanto de forma espontânea para alguns núcleos, assim como resultado de uma reação nuclear. Em ambos os casos, tem-se um núcleo pesado que se rompe em duas partes, aproximadamente, iguais. Esse processo é bastante favorável para núcleos de massa maior devido a um Q positivo quando o núcleo quebra em duas partes semelhantes. A figura 1 ilustra um exemplo desse processo, quando um núcleo de ^{235}U é atingido por um nêutron.

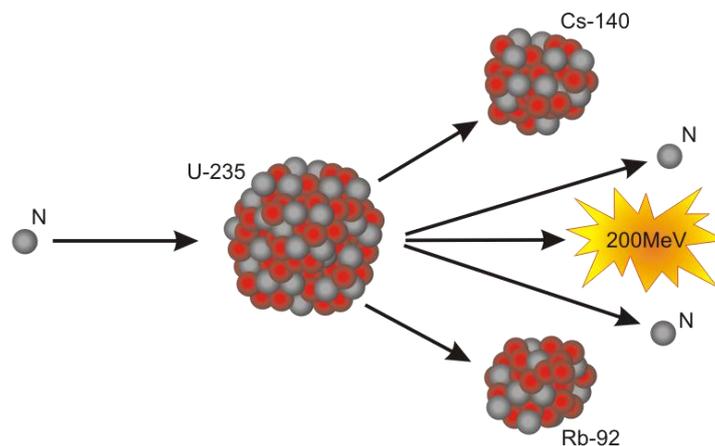


Figura 1: Exemplo do processo de fissão nuclear para o caso do ^{235}U atingido por um nêutron (Fonte: Wikimedia Commons).

Pode-se modelar a fissão da mesma maneira como se fez com o decaimento- α , ou seja, supondo que há um potencial de atração nuclear e um potencial de repulsão coulombiano, que forma uma barreira que os núcleos precisam vencer para que a fissão ocorra. Para núcleos cujo estado fundamental está próximo do topo dessa barreira, a fissão pode ocorrer de

forma espontânea, levando o núcleo a sofrer um decaimento radioativo através desse processo. Como vimos na aula 5 desta disciplina, núcleos pesados podem apresentar esse tipo de decaimento radioativo.

Mesmo que essa barreira esteja bem acima do estado fundamental do núcleo, a fissão ainda pode ocorrer caso o núcleo receba energia de uma fonte externa, como por exemplo, de uma colisão nuclear. A figura 1 ilustra justamente um exemplo de fissão induzida, quando um nêutron de baixa energia, chamado de nêutron térmico, colide com um núcleo de ^{235}U , fornecendo energia suficiente para que a fissão ocorra.

O processo de fissão nuclear pode ser descrito através do Modelo da Gota-Líquida, visto na aula 4 desta disciplina. Nessa abordagem, um núcleo pode fissionar devido a uma mudança na sua forma. Mantendo o volume constante e modificando apenas a superfície, a energia de ligação vai diminuir, favorecendo a quebra. A figura 2 ilustra esse processo.

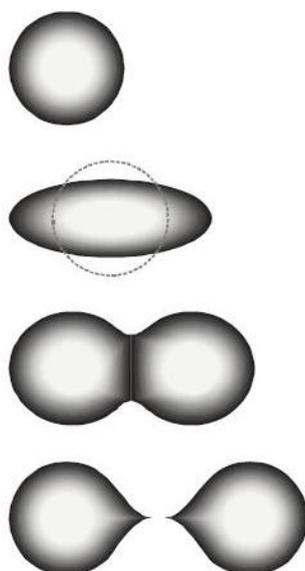


Figura 2: Ilustração do processo de fissão espontânea (Fonte: Wikimedia Commons).

Reações de fissão induzida são de extremo interesse pois podem ser usadas para converter energia nuclear em energia elétrica para a utilização humana. O primeiro requisito para que a fissão induzida de um determinado núcleo possa ser usada para gerar energia é que o processo seja exotérmico, isto é, $Q > 0$. Como normalmente a fissão é induzida pela colisão de nêutrons, a seção de choque para captura de nêutrons também deve ser alta para que o processo ocorra em abundância. E, finalmente, deve haver a emissão de nêutrons como fruto da fissão, para que essas partículas possam realimentar o processo. O núcleo de ^{235}U apresenta todas essas características, com uma seção de choque para a captura de nêutrons térmicos, isto é, nêutrons de baixíssima energia (em torno de 10^{-3} eV) da ordem de 500 barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) que é um valor bem elevado para uma reação nuclear. Por conta disso que esse elemento é bastante utilizado em reatores nucleares.

Um fato curioso é que, na forma natural, o isótopo mais abundante do elemento Urânio é o ^{238}U , sendo que o isótopo ^{235}U está presente em apenas

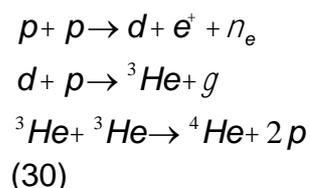
0,72% do Urânio natural. Por conta disso, que o Urânio extraído da natureza precisa passar pelo processo de "enriquecimento", quando o ^{235}U passa a representar de 2 a 3% da amostra. E por que não podemos simplesmente usar o ^{238}U para reatores nucleares? Isso ocorre porque ao capturar um nêutron térmico, o núcleo de ^{238}U , que passa a ser o ^{239}U , fica em uma energia de excitação de 4,8 MeV, enquanto o ^{235}U , ao capturar um nêutron térmico e se transformar em um núcleo de ^{236}U , conta com 6,5 MeV. Essa diferença de energia é o suficiente para se atingir a energia de ativação da fissão nuclear no caso do ^{235}U , o que não acontece com o ^{238}U . Portanto, este último só será ativado para a fissão nuclear se atingido por um nêutron rápido, com energia acima de 1 MeV. Porém, nessas energias, a seção de choque para a captura de nêutrons é bem menor ($\sim 1 \text{ barn}$).

Outro requisito importante para se utilizar o ^{235}U em reatores nucleares é que, em média, o processo de fissão induzida desse núcleo resulta em 2,5 nêutrons, que são usados para induzir a fissão em outros núcleos, gerando uma reação em cadeia, que permite gerar uma quantidade considerável de energia, visto que o Q de uma reação isolada de fissão, que para o núcleo de ^{235}U está próximo dos 200 MeV, é baixo para nossos padrões de consumo de energia (lembre-se que $1 \text{ MeV} = 1,6 \times 10^{-13} \text{ J}$).

Fusão Nuclear

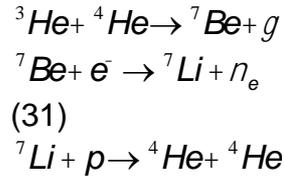
O processo de fusão nuclear, como o próprio nome indica, ocorre quando a interação de dois núcleos resulta na criação de um único núcleo. O estudo detalhado da fusão nuclear é muito importante, não apenas pelo processo nuclear em si, mas também porque ocorre naturalmente em estrelas e outras estruturas cosmológicas, além da perspectiva de ser utilizada como uma eficiente fonte de energia. As reações de fusão nuclear mais interessantes desses dois pontos de vista são aquelas que envolvem núcleos leves, pois apresentam uma barreira Coulombiana menor e liberam energia ao ocorrer ($Q > 0$).

Estrelas constituem-se em um gás rarefeito, majoritariamente de hidrogênio, que se contrai devido à força gravitacional, processo que acaba gerando calor e elevando a temperatura do gás. Ao atingir uma temperatura em torno de 10^6 K , as reações nucleares têm início. As primeiras reações que ocorrem são aquelas que envolvem os núcleos mais abundantes e que apresentam uma barreira Coulombiana menor, o que favorece sua ocorrência. Essas reações são chamadas de cadeia pp - I:

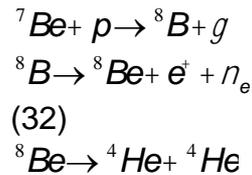


cujos valores de Q são, 1,44 MeV, 5,49 MeV e 12,86 MeV, respectivamente. Nota-se que são usados efetivamente 4 prótons (hidrogênio) para formar um

núcleo de ^4He , com uma sobra de 26,73 MeV. Quando os núcleos de ^4He se tornam suficientemente abundantes, inicia-se a segunda cadeia pp:

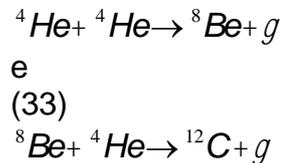


cujos valores de Q são, 1,59 MeV, 0,86 MeV e 17,35 MeV, respectivamente. O ^7Be pode ainda capturar um próton, gerando a terceira cadeia pp:

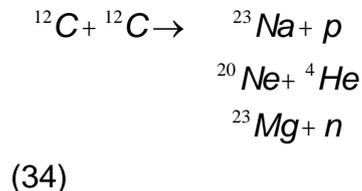


cujos valores de Q são, 0,13 MeV e 17,05 MeV, para as duas primeiras reações, visto que a quebra do ^8Be não libera energia.

À medida que o hidrogênio é queimado através desses processos e um caroço de hélio é formado, para estrelas com massa acima do chamado limite de Chandrasekhar (aproximadamente, 1,26 vezes a massa solar), a contração da estrela pela ação da gravidade faz com que esse caroço es quente e novas reações tenham início, como:



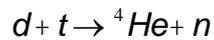
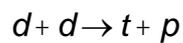
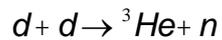
A estrela em si acaba expandindo por conta do aumento da temperatura formando as chamadas gigantes vermelhas. Os núcleos de ^{12}C formados acabam gerando outros elementos mais pesados, em reações do tipo:



Reações como essas começam a ocorrer sintetizando elementos cada vez mais pesados (^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar , ^{40}Ca , etc.). Essas reações de síntetização de elementos mais pesados ocorrem até chegar no ^{56}Fe , que por conta da sua elevada energia de ligação (veja figura 9 do texto base da aula 4 desta disciplina), torna a fusão um processo endotérmico. A síntese de elementos mais pesados que o ^{56}Fe ocorre a partir de reações de captura de nêutrons.

Em seguida, o caroço de ^{56}Fe formado é bastante pesado e começa a se contrair, gerando uma implosão que se reverte em uma explosão, chamada de supernova. Nesse fenômeno, há uma liberação enorme de energia resultando em uma luminosidade de cerca de 10^{10} vezes a luminosidade do Sol.

Como comentado anteriormente, a fusão nuclear também pode ser utilizada para a obtenção de energia na Terra. As reações com melhor potencial para isso, são aquelas que envolvem o deutério (d), elemento cujo núcleo é formado por um próton e um nêutron, e o trítio, cujo núcleo é formado por um próton e dois nêutrons:



(35)

com valores de Q dados por $3,27 \text{ MeV}$, $4,03 \text{ MeV}$ e $17,59 \text{ MeV}$, respectivamente. A grande dificuldade em se explorar essa fonte de energia consiste em se obter um gás formado por esses elementos a uma temperatura bastante alta ($\approx 10^6 \text{ K}$), mas que possa ser confinado de forma estável. Existem muitas pesquisas sendo feitas nessa direção, principalmente usando o confinamento magnético em reatores de fusão nuclear de geometria toroidal, chamados de tokamak. Essa seria uma fonte de energia quase inesgotável, dada a abundância de deutério na Terra, além de ser limpa, pois não produz qualquer rejeito radioativo.