

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS**

Rodolpho Marques Evangelista Neto

**Estudo da queima de combustíveis nucleares em reatores
a fusão**

São Carlos

2024

Rodolpho Marques Evangelista Neto

Estudo da queima de combustíveis nucleares em reatores a fusão

Trabalho de conclusão de curso apresentado
ao Programa de Graduação em Física do
Instituto de Física de São Carlos, da
Universidade de São Paulo, para a obtenção
do título de Bacharel em Física.

Orientador: Prof. Dr. Gustavo Paganini Canal

Versão original

**São Carlos
2024**

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Neto, Rodolpho Marques Evangelista

Estudo da queima de combustíveis nucleares em reatores a fusão / Rodolpho Marques Evangelista Neto; orientador Gustavo Paganini Canal -- São Carlos, 2024.

20 p.

Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharel em Física) -- Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2024.

1. Fusão nuclear. 2. Plasma. 3. Combustíveis nucleares. I. Canal, Gustavo Paganini, orient. II. Título.

RESUMO

Neto, R.M.E. **Estudo da queima de combustíveis nucleares em reatores a fusão.** 2024. 20 p. Monografia (Trabalho de Conclusão de Curso) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2024.

Neste trabalho são apresentados os conhecimentos e capacidades desenvolvidos durante a criação de um modelo computacional 0-D que calcula a evolução temporal da queima de um plasma termonuclear de alta temperatura. Inicialmente, é apresentada uma revisão bibliográfica sobre modelos teóricos do comportamento de plasmas e de reações nucleares de fusão. Na sequência, o trabalho aborda a evolução temporal da queima de um plasma devido a reações nucleares de fusão, como deutério-deutério, deutério-trítio, trítio-trítio, hélio3-hélio3, deutério-hélio3, trítio-hélio3 e hidrogênio-boro. Um modelo computacional baseado em linguagem Python3 e MatLab foi desenvolvido e utilizado para a busca de possíveis métodos de operação de plasma a fim de maximizar o ganho energético. Uma vez desenvolvido, o simulador foi utilizado para simular a evolução da queima partindo de um plasma de alta densidade ($n > 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$), que torna-se instável devido a uma instabilidade térmica (“passagem de Cordey”) que gera uma queima descontrolada dos combustíveis nucleares.

Palavras-chave: Fusão Nuclear. Plasma. Combustíveis nucleares.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	5
1.1	Estudo do plasma	5
1.1.1	Características físicas do plasma	5
1.1.2	Comportamento do plasma	6
1.1.3	Equações de conservação	6
1.2	Reações nucleares	8
1.2.1	Equações de interesse	8
1.2.2	ITER	10
2	DESENVOLVIMENTO	11
2.1	Métodos	11
2.1.1	Evolução temporal das reações nucleares	11
2.1.1.1	Seção de choque	11
2.1.1.2	Equações diferenciais ordinárias dos combustíveis	12
2.1.2	Resumo dos códigos simulação	15
2.2	Resultados	16
2.2.1	Instabilidade térmica de Cordey	17
2.2.2	Possíveis aprimoramentos	18
3	CONCLUSÃO	19
	REFERÊNCIAS	20

1 INTRODUÇÃO

Para que reações de fusão nuclear ocorram, os núcleos dos átomos devem superar a força de Coulomb, que os repele graças às suas cargas positivas, ficando próximos o suficiente para que a força nuclear forte supere a repulsão eletromagnética. Para isso, uma grande quantidade de energia é necessária, e a melhor forma de garantir que uma porção de átomos tenha energia alta o suficiente é que eles estejam no estado de plasma.

O sol é um bom exemplo, já que além de estar no estado de plasma, ele também realiza fusão nuclear naturalmente. O plasma solar varia sua densidade e temperatura conforme as camadas da estrela, desde a corona até o núcleo. Mesmo com diferentes formas, densidades e temperaturas, plasmas possuem algumas características bem definidas, conforme será apresentado na sequência.

1.1 Estudo do plasma

Inicialmente, serão apresentadas características que estarão sempre presentes em um plasma, e são o que o difere de outros estados da matéria. Após isso, por seu comportamento mais complexo comparado a outros estados, diferentes abordagens de como analisar o plasma e descrever seu funcionamento serão mostradas. E por fim, as equações de conservação de massa, momento e energia serão explicadas, concluindo a introdução sobre o plasma.

1.1.1 Características físicas do plasma

Uma das principais características do plasma, é que seus átomos estão em um certo nível de ionização, o que acaba gerando efeitos cruciais para o comportamento geral de plasmas.

A *quasi*-neutralidade é a propriedade que garante que o plasma seja macroscopicamente neutro. Isso ocorre graças a chamada blindagem de Debye, que produz uma cobertura de cargas que isola uma partícula ou campo externo induzido, limitando a influência desse agente externo, como mostrado na Figura 1. Portanto, desde que as dimensões geométricas do plasma seja significativamente maiores do que o raio dessa blindagem, a *quasi*-neutralidade será mantida.

Outro fator relevante é a prevalência da eletrodinâmica no plasma. Para isso, é preciso garantir que as partículas interajam entre si frequentemente. Isso ocorre sempre que a frequência de oscilação dos elétrons do plasma, ω_{pe} , seja maior que a frequência de colisões dos elétrons com partículas neutras do gás, cujo o período entre essas colisões seria τ , ou seja, $\omega_{pe} \tau > 1$.

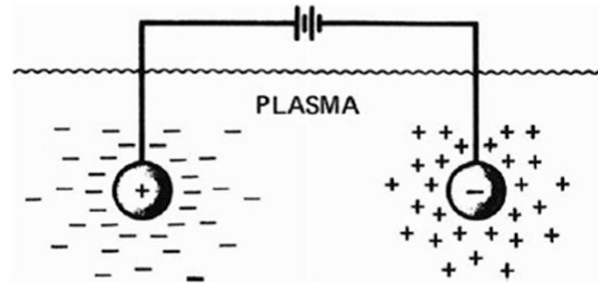


Figura 1 – Blindagem de Debye. Fonte: Introduction to plasma physics and controlled fusion (1).

Por fim, o comportamento coletivo do plasma está ligado à blindagem de Debye descrita anteriormente, que ocorre quando o plasma possui um número elevado de partículas. Isso faz com que o plasma inteiro reaja a introdução de novas cargas e potenciais.

1.1.2 Comportamento do plasma

Apesar das características específicas apresentadas, o plasma pode ser analisado de diferentes formas dependendo da situação, uma vez que plasmas de densidades diferentes se comportam de formas diferentes.

A teoria cinética é uma abordagem que usa a mecânica estatística, utilizando a função de distribuição do sistema de partículas. Normalmente usada para plasmas com poucas colisões entre as partículas.

Já o estudo da órbita das partículas foca no movimento individual delas, e é utilizada quando os campos magnéticos e elétricos são prescritos. Essa abordagem é usada para plasmas de baixa densidade, como os do cinturão de Van Allen, e para o estudo dos processos internos no plasma.

Outra abordagem é a de fluido único, que considera as propriedades do plasma análogas as da hidrodinâmica, o que permite tratar certos aspectos do plasma como um fluido. Isso é normalmente usado na magnetohidrodinâmica em plasmas de alta condutividade imersos em campos magnéticos.

Por fim, temos uma interpretação mais avançada, que considera o plasma como sendo composto por vários fluidos, cada um representando uma espécie de partícula presente no plasma. Essa abordagem considera tanto os aspectos da eletrodinâmica quanto da hidrodinâmica. É bem aplicado em plasmas cuja a frequência de colisão entre partículas é alta.

1.1.3 Equações de conservação

A partir do modelo de vários fluidos, serão descritas as equações de conservação que o regem, dessa forma permitindo nossa análise de perda e ganho de massa e energia do

plasma e quais as origens dessas variações. A seguir será analisada a equação de conservação de massa.

$$\frac{\partial \rho_{m\alpha}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_{m\alpha} \vec{u}_\alpha) = S_\alpha \quad (1.1)$$

Essa equação descreve a conservação de massa de um conjunto de partículas de espécie α , sendo $\rho_{m\alpha}$ sua densidade volumétrica de massa. O primeiro fator descreve a taxa de variação da concentração dessas partículas ao longo do tempo, e o segundo fator descreve a taxa de entrada ou saída dessas partículas do conjunto. Portanto, se nenhuma partícula é adicionada ou retirada, a soma desses fatores deve ser zero. No entanto, com a fusão nuclear, essas partículas podem ser produzidas ou consumidas, que é exatamente o que o termo de fonte no lado direito da equação descreve.

$$\rho_{m\alpha} \frac{D\vec{u}_\alpha}{Dt} = \rho_{m\alpha} \left[\frac{\partial \vec{u}_\alpha}{\partial t} + (\vec{u}_\alpha \cdot \vec{\nabla}) \right] = n_\alpha q_\alpha (\vec{E} + \vec{u}_\alpha \times \vec{B}) + \rho_{m\alpha} \vec{g} - \vec{\nabla} \cdot \vec{P}_\alpha + \vec{A}_\alpha - \vec{u}_\alpha S_\alpha \quad (1.2)$$

A equação de conservação do momento descreve, à esquerda, a taxa de variação do momento do plasma. No lado direito da equação, o primeiro termo descreve o impacto da força eletromagnética de Lorentz no momento do plasma, o segundo termo a influência do campo gravitacional e o terceiro termo é a força exercida pela pressão e pela viscosidade do plasma. Por fim, o quarto fator é a variação do momento graças às colisões entre partículas, e o quinto é o momento criado ou destruído ao longo do processo.

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{3p_\alpha}{2} \right) + \frac{3p_\alpha}{2} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_\alpha) + \left(\vec{P}_\alpha \cdot \vec{\nabla} \right) \cdot \vec{u}_\alpha + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_\alpha = M_\alpha - \vec{u}_\alpha \cdot \vec{A}_\alpha + \frac{1}{2} u_\alpha^2 S_\alpha \quad (1.3)$$

Por fim, a equação de conservação de energia inclui a taxa de variação da densidade de energia térmica do fluido α em um meio como o primeiro termo à esquerda. O segundo termo é a taxa de mudança da densidade volumétrica de energia térmica devido à entrada de partículas da espécie α com velocidade $\vec{u}$, o terceiro termo é o trabalho realizado pela pressão cinética na superfície do plasma, e o quarto termo é a taxa de mudança da densidade volumétrica da energia térmica devido ao fluxo de calor. Já do lado direito da equação, temos termos que são devido às colisões das partículas e sua criação e destruição. O primeiro termo é a variação da energia devido às colisões, o segundo é a variação da energia devido à mudança de momento pelas colisões, e o terceiro termo é a mudança da energia devido às partículas criadas ou destruídas.

Com essas três equações, principalmente a de conservação de massa, podemos descrever corretamente um sistema que envolva um plasma realizando reações de fusão nuclear.

1.2 Reações nucleares

Com as equações de conservação demonstradas, as reações de fusão nuclear que serão usadas vão ser descritas, mostrando os elementos que serão estudados e quais experimentos usaremos como referência para a simulação.

1.2.1 Equações de interesse

Os isótopos mais leves do hidrogênio, deutério (D) e trítio (T), são os mais promissores para a fusão nuclear, pois possuem a maior seção de choque para a menor temperatura, Figura 2. O boro também será usado por sua reação particular que consome hidrogênio, visto na Figura 3.

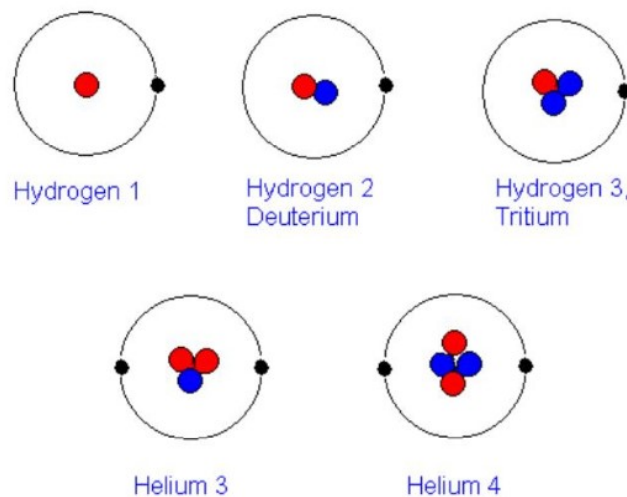


Figura 2 – Representação do hidrogênio, do deutério, trítio, hélio-3 e hélio-4. Pontos vermelhos representam prótons, e os azuis representam os nêutrons, enquanto os pontos pretos representam os elétrons.(2)

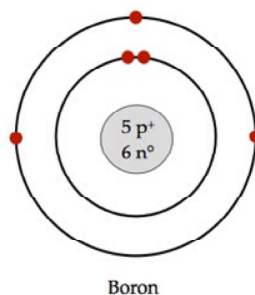
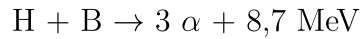
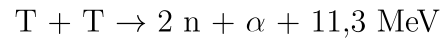
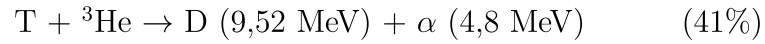
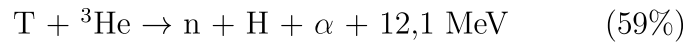
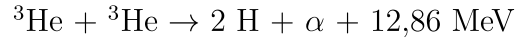
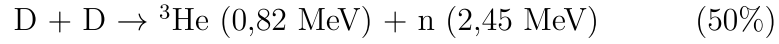
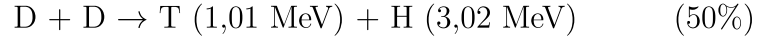


Figura 3 – Representação atômica do boro.

Na simulação que será apresentada, o plasma será composto por 7 elementos: hidrogênio, deutério, trítio, hélio-4 (ou partícula α), hélio-3, boro e nêutrons, que devem ser considerados.

As reações entre esses elementos que são estudadas neste trabalho serão as seguintes (3):



Essas reações podem ter resultados variados, como a deutério - deutério e a trítio - hélio-3 que existem dois produtos diferentes de suas fusões. Normalmente, a soma da massa das partículas resultantes é menor que a da soma da massa das partículas antecedentes. Essa diferença de massa é transformada em energia e pode ser associada a fótons (como no caso da reação hélio-3 - hélio-3).

Com essas reações, é possível saber quais as fontes e sumidouros de elementos presentes no plasma, além da energia liberada. O que buscamos é saber quais as melhores concentrações desses elementos para manter um plasma sustentável para produção de energia.

Considerando um reator do tipo tokamak, Figura 4, os eletroímãs vão conter as partículas carregadas com um campo magnético, então é importante notar que os nêutrons terão uma taxa de emissão de plasma bem maior.

Também é relevante notar que para o cálculo da temperatura do plasma, a energia liberada por fótons não será considerada, já que essa escapa do plasma e é absorvida para geração de energia elétrica.

As partículas emitidas são absorvidas pelos chamados mantos, que transferem essa energia para o sistema de troca de calor, que por sua vez gira as turbinas elétricas, Figura 5.

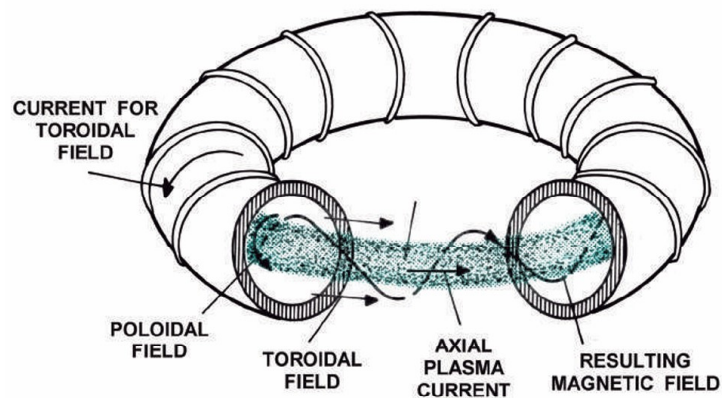


Figura 4 – Diagrama dos eletroímãs de um tokamak confinando o plasma. Fonte: Fundamentals of plasma physics (4)

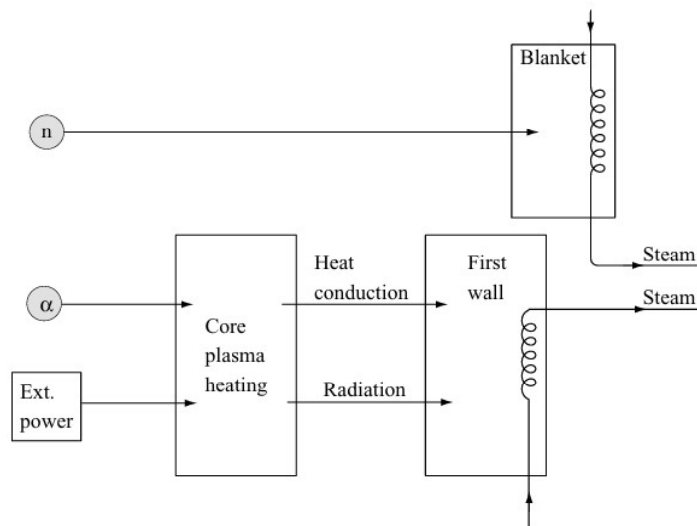


Figura 5 – Diagrama da absorção e transformação da energia emitida pelo plasma. Fonte: Plasma physics and fusion energy (5)

1.2.2 ITER

Para comparações com experimentos reais, será usado como base o ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), capaz de confinar 830 m^3 de plasma, até uma temperatura de quase 13 keV .

A partir de todas as informações apresentadas, esse projeto pretende estudar a fusão nuclear e criar uma simulação de um plasma para buscar as concentrações mais eficientes energeticamente dos elementos e seu efeito na temperatura do plasma e na produção de energia.

2 DESENVOLVIMENTO

2.1 Métodos

Com um estudo detalhado do comportamento do plasma e do movimento de partículas carregadas em campos elétricos e magnéticos ao longo do tempo, a fundamentação teórica desse projeto está estabelecida.

2.1.1 Evolução temporal das reações nucleares

Recordando a equação de conservação de massa, Equação 1.1, esta poderá ser reescrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho_{m\alpha}}{\partial t} = S_{\alpha} - \vec{\nabla} \cdot (\rho_{m\alpha} \vec{u}_{\alpha}), \quad (2.1)$$

e considerando um plasma homogêneo, essa equação descreve a variação na concentração de partículas de espécie α , S_{α} , e a taxa de entrada ou saída dessas partículas. S_{α} representa a fonte ou sumidouro dessas partículas graças às reações nucleares. Portanto esse será o formato usado para descrever a concentração de uma substância no plasma ao longo do tempo.

2.1.1.1 Seção de choque

Para encontrar com que frequência é produzido ou consumido um elemento do plasma, foi usado um trabalho (3) publicado no site SciPython que descreve e calcula a proporção que essas partículas reagem a partir de um código em Python3 com auxílio da biblioteca Numpy.

A partir da base de dados ENDF (Evaluated Nuclear Data File) fornecida pela Agência Internacional de Energia Atômica, é possível calcular a seção de choque das reações de nosso interesse. A seção de choque dá a probabilidade da reação ocorrer em função da energia de colisão, que tem uma distribuição Maxwelliana de velocidades. A seguir, temos a equação que foi integrada no programa para calcular a reatividade,

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{4}{\sqrt{2\pi\mu_r}} \frac{1}{(k_B T)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE, \quad (2.2)$$

sendo $\mu_r = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ a massa reduzida do par de núcleos. Como é possível perceber, a reatividade é uma função da temperatura, Figura 6.

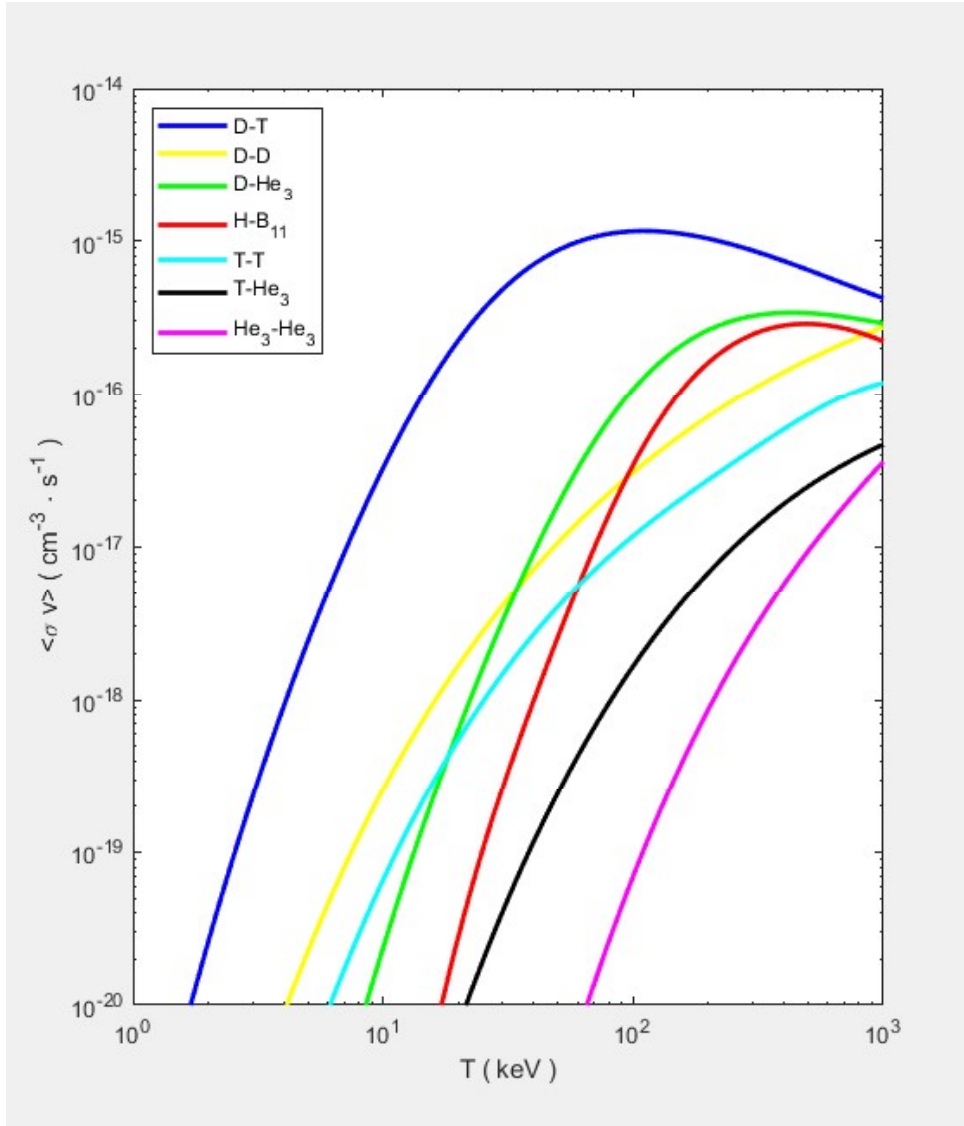


Figura 6 – Gráfico da seção de choque das possíveis reações dependentes da temperatura baseado no centro de massa do sistema. Fonte: elaborado pelo autor.

Para o uso neste projeto, foram feitas alterações no código para que ao invés de retornar um gráfico da seção de choque pela temperatura, ele pede uma temperatura em quiloelétron-volt (keV) e retorna os valores das seções de choque em m^{-3}/s .

Com a seção de choque, é possível calcular a frequência com que as reações ocorrem, simplesmente multiplicando as concentrações dos elementos envolvidos e sua respectiva seção de choque.

2.1.1.2 Equações diferenciais ordinárias dos combustíveis

Por fim, considerando a equação de conservação de massa, Equação 2.1, e as seções de choque para calcular a produção e consumo dos elementos, podemos escrever as equações que descrevem a variação da concentração dos elementos no plasma ao longo do tempo:

$$\frac{dn_n}{dt} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} + \frac{1}{2} n_D n_D \langle \sigma v \rangle_{DD} + \frac{59}{100} n_T n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{THe3} + 2 n_T n_T \langle \sigma v \rangle_{TT} - \frac{n_n}{\tau_n} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_H}{dt} = & \frac{1}{2} n_D n_D \langle \sigma v \rangle_{DD} + n_D n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{He} + 2 n_{He3} n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{He3He3} \\ & + \frac{59}{100} n_T n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{THe3} - n_H n_B \langle \sigma v \rangle_{HB} - \frac{n_H}{\tau_p} \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\frac{dn_D}{dt} = \frac{41}{100} n_T n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{THe3} - n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} - 2 n_D n_D \langle \sigma v \rangle_D - n_D n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{DHe3} - \frac{n_D}{\tau_p} \quad (2.5)$$

$$\frac{dn_T}{dt} = \frac{1}{2} n_D n_D \langle \sigma v \rangle_{DD} - n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} - n_T n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{THe3} - 2 n_T n_T \langle \sigma v \rangle_{TT} - \frac{n_T}{\tau_p} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{He3}}{dt} = & \frac{1}{2} n_D n_D \langle \sigma v \rangle_{DD} - n_D n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{DHe3} - n_T n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{THe3} \\ & - 2 n_{He3} n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{He3He3} - \frac{n_{He3}}{\tau_p} \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_\alpha}{dt} = & n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} + n_D n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{DHe3} + n_{He3} n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{He3He3} + n_T n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{THe3} \\ & + n_T n_T \langle \sigma v \rangle_{TT} + 3 n_H n_B \langle \sigma v \rangle_{HB} - \frac{n_\alpha}{\tau_p} \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\frac{dn_B}{dt} = -n_H n_B \langle \sigma v \rangle_{HB} - \frac{n_B}{\tau_p} \quad (2.9)$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{2}{3} \frac{(S_E + S_{aux})}{n_0} - \frac{2}{3} \frac{T}{\tau_E} - \frac{T}{n_0} \frac{dn_0}{dt} \quad (2.10)$$

sendo τ_n o tempo de permanência de um nêutron dentro do plasma, τ_p o tempo de confinamento das partículas carregadas no plasma, τ_E o tempo de confinamento da energia do plasma, $n_0 = n_i + n_e$ a densidade total de partículas carregadas do plasma, com $n_i = n_H + n_D + n_T + n_{He3} + n_\alpha + n_B$ sendo a densidade iônica (assumindo ionização completa) e $n_e = n_H + n_D + n_T + 2 n_{He3} + 2 n_\alpha + 5 n_B$ sendo a densidade eletrônica, e o termo de fonte de energia devido as reações de fusão dado por:

$$\begin{aligned} S_E = & 3500 n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} + 14320 \frac{41}{100} n_T n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{THe3} + \\ & + 18300 n_D n_{He3} \langle \sigma v \rangle_{DHe3} + \frac{1}{2} (4030 + 820) n_D n_D \langle \sigma v \rangle_{DD}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

As equações acima para a evolução das concentrações (Equações 2.3 - 2.9) envolvem as concentrações dos elementos e a seção de choque de sua respectiva reação. Para o caso de reações com mais de um produto possível, elas são multiplicadas por suas respectivas probabilidades. Se a reação produz um elemento, o termo é positivo, enquanto que se a reação consome um elemento, esse termo é negativo.

Para o caso da evolução da temperatura, Equação 2.11, essa equação advém de integrar a equação de conservação de energia para um plasma estacionário, e as concentrações, as probabilidades e seções de choque são multiplicadas por suas respectivas energias liberadas durante a reação de fusão.

Para simular um reator atingindo a ignição e sustentando reações nucleares, é necessário adicionar aquecimento auxiliar na equação de energia e injeção de combustíveis nas equações de evolução das concentrações. Para isso, alguns termos foram adicionados às equações diferenciais ordinárias para a evolução do deutério, do trítio, do hélio-3 e do boro. Esses termos representam a injeção desses elementos no plasma ao longo da queima para manter o plasma abastecido, uma vez que há perda desses elementos não apenas pelas reações mas por difusão através do plasma. Essa perda é representada pela concentração do elemento dividida pelo tempo τ_p , sendo este diferente para íons, nêutrons e a energia do plasma.

Na equação da evolução da temperatura do plasma, foi inserido um fator de aquecimento auxiliar que serve para manter a temperatura do plasma até o ponto de ignição, onde as próprias reações de fusão produzem energia suficiente para manter a temperatura do plasma.

Esses termos auxiliares seguem o comportamento de uma função tangente hiperbólica, ou seja, no início da simulação esses fatores são nulos e começam a aumentar com o tempo até atingir um valor escolhido, onde estabilizam. O valor exato é definido por um fator pré-determinado, multiplicado pela tangente hiperbólica do tempo no momento, menos o tempo inicial, dividido pela derivada temporal:

$$S_{\text{aux}} = \frac{S_0}{2} \left[\tanh \left(\frac{t - t_0}{\Delta t} \right) + 1 \right] \quad (2.12)$$

Para resolver esse conjunto de equações diferenciais ordinárias, foi utilizado o software MatLab v.2022b, disponibilizado pela USP, com auxílio da função “ode45” que soluciona essas equações utilizando o método explícito de Runge-Kutta:

$$y_{n+1} = y_n + h \sum_{i=1}^s b_i k_i, \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned}
k_1 &= f(t_n, y_n), \\
k_2 &= f(t_n + c_2 h, y_n + (a_{21} k_1) h), \\
k_3 &= f(t_n + c_3 h, y_n + (a_{31} k_1 + a_{32} k_2) h), \\
&\vdots \\
k_s &= f(t_n + c_s h, y_n + (a_{s1} k_1 + a_{s2} k_2 + \cdots + a_{s,s-1} k_{s-1}) h).
\end{aligned}$$

O método consiste em um número “s” de passos, onde k_s é a inclinação da função em cada passo e a_{ji} , b_i e c_i correspondem a coeficientes ligados à quantidade de passos que será usada na função.

Com isso, se torna possível produzir gráficos da evolução da concentração desses elementos ao longo do tempo, com diferentes concentrações e temperaturas iniciais. Para funcionar corretamente, também converti o código em Python que calcula a seção de choque (3) para MatLab, de forma que o cálculo das seções de choque respectivas à temperatura se tornasse mais rápido.

2.1.2 Resumo dos códigos simulação

O trabalho realizado durante esse projeto consiste em três códigos MatLab e nove arquivos de texto (6), e seu funcionamento será detalhado a seguir.

Os nove arquivos de texto são dados providos pela Evaluated Nuclear Data File (ENDF) da International Atomic Energy Agency (IAEA), que são usados pelo programa *get_T.m*. Esse programa realiza o cálculo da Equação 2.2 a partir de uma dada temperatura e retorna as 7 seções de choque das reações em questão.

O programa *concentracoes.m*, é a rotina principal usada para rodar a simulação. Nesse código, é possível determinar as concentrações iniciais dos 7 elementos, a duração da simulação e a temperatura inicial do plasma. Os dados são colocados na função *ode45*, que chama o programa *nuclear.m*, que contém as equações diferenciais que modelam esse sistema (Equações 2.3 - 2.11). As equações diferenciais precisam das seções de choque, que são calculadas no código *get_T.m*, garantindo que as seções de choque acompanham a evolução da temperatura.

Ao final, o código *concentracoes.m* gera três gráficos: um com a evolução das concentrações dos elementos no plasma, o segundo a evolução da temperatura do plasma, e o terceiro a evolução do fator de ganho $Q = S_E/S_{aux}$, ou seja, a razão entre a densidade de energia produzida pelo plasma e a densidade de energia auxiliar injetada nele.

2.2 Resultados

Inicialmente, um plasma com concentrações iniciais de deutério e trítio iguais a $n_D = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ e $n_T = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, respectivamente, foi simulado, sendo outros elementos ausentes. Nessa simulação, a temperatura inicial foi de 3 keV, $\tau_n = \tau_E = 1 \text{ s}$, $\tau_p = 1 \times 10^{10} \text{ s}$ (para evitar a necessidade de injetar gás devido a processos difusivos) e $S_{\text{aux}} = 1,95 \times 10^6 \text{ MW/m}^3$.

Com esses parâmetros, era esperado um aumento suave da temperatura até algo em torno de 12 keV e um fator de ganho $Q \geq 1$ devido a energia produzida pelo plasma superar àquela utilizada para aquecimento auxiliar. Porém, após alguns segundos, com o aquecimento auxiliar aumentando, há um pico de reações nucleares, consumindo mais da metade do combustível inicial e fazendo com que a temperatura do plasma chegue a quase 80 keV, Figura 7.

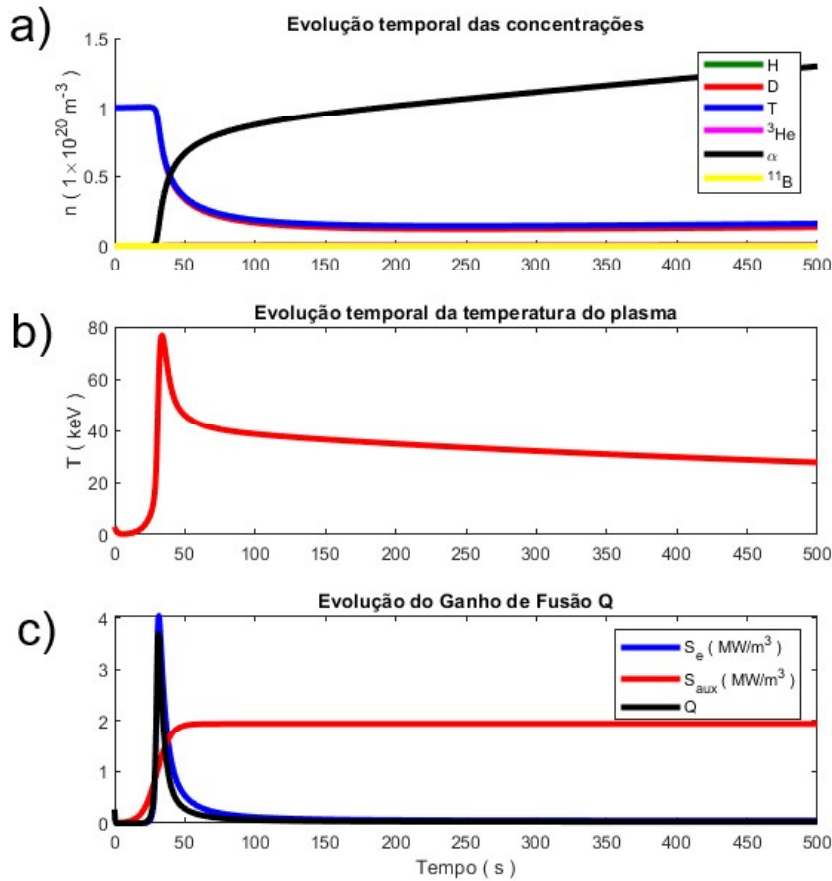


Figura 7 – Simulação da queima de um plasma composto de deutério e trítio: a) Evolução temporal das concentrações dos elementos no plasma; b) Evolução temporal da temperatura do plasma; c) Evolução temporal do fator de ganho, Q , da potência auxiliar, S_{aux} , e da potência produzida pelo plasma, S_e . Fonte: Elaborado pelo autor.

Esse comportamento representa uma queima descontrolada. Essa simulação foi bastante importante pois ele mostrou a presença de uma instabilidade térmica que impede o controle de um plasma com essas características de modo sustentável. Segue a seguir uma breve descrição do mecanismo de disparo dessa instabilidade térmica.

2.2.1 Instabilidade térmica de Cordey

Como visto na Figura 7, um pico de liberação de energia foi observado na simulação, consumindo a maior parte dos combustíveis e fazendo com que a temperatura do plasma chegue a quase 80 keV, impedindo o plasma de se manter. Essa instabilidade é chamada de instabilidade térmica de Cordey (7). Essa instabilidade ocorre quando a quantidade de energia liberada é mais do que suficiente para manter a temperatura do plasma, de modo que, mesmo desligando o aquecimento auxiliar, a temperatura do plasma continua crescendo. Como pode ser visto na Figura 8, para aquecer um plasma relativamente denso até a temperatura de ignição, é necessário passar por um ponto de sela, que dá origem a chamada passagem de Cordey.

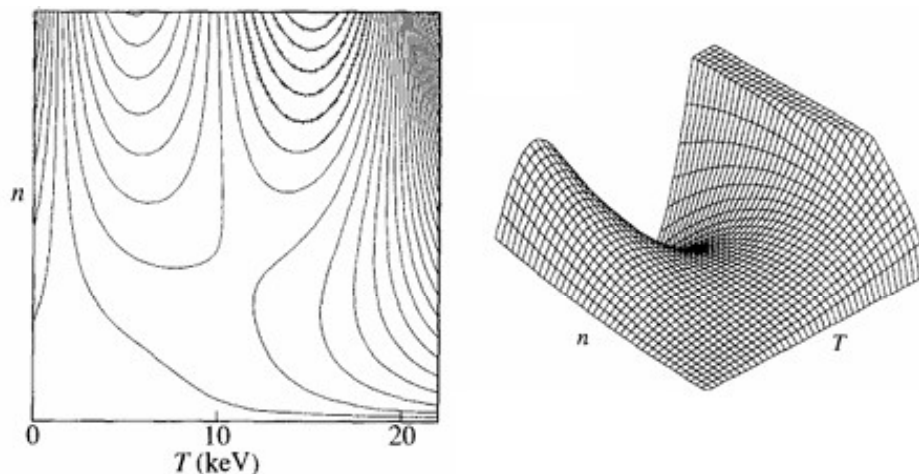


Figura 8 – Esquerda: curvas de nível da potência auxiliar necessária para manter o plasma em uma queima estacionária. Direita: mesmo gráfico mostrado a esquerda, porém mostrando a passagem de Cordey. Fonte: Tokamaks (7).

Como mostrado na Figura 8, a potência necessária para manter o plasma diminui e se torna até negativa a partir de certos valores de densidade e temperatura do plasma, ou seja, o plasma libera mais energia do que aquela necessária para manter a temperatura do plasma.

Essa instabilidade mostra que a simulação feita não tem controle suficiente sobre o plasma para manter uma queima controlada, sendo necessário um maior controle sobre a densidade do plasma e sua temperatura para evitar ultrapassar a chamada passagem de Cordey.

2.2.2 Possíveis aprimoramentos

Uma forma de evitar a instabilidade térmica de Cordey, seria necessário uma função mais elaborada para modelar a injeção dos elementos no plasma ao invés de apenas uma tangente hiperbólica. Essa função deveria fazer com o plasma começasse com um plasma menos denso, que fosse aquecido mais lentamente com aquecimento auxiliar e que massa adicional fosse sendo adicionada lentamente e parando a evolução do sistema antes da passagem de Cordey.

No entanto, outra forma mais versátil seria uma simulação que permita controle em tempo real desses fatores auxiliares. O que permitiria rodar com um comando mais preciso dos aspectos do plasma.

Em ambos os casos, o MatLab tem as capacidades necessárias para expandir o projeto. E caso necessário, as rotinas desenvolvidas em MatLab possuem uma grande compatibilidade com Python, o que permite o uso das inúmeras bibliotecas disponíveis.

3 CONCLUSÃO

Este trabalho apresenta alguns fundamentos da física de plasmas e desenvolve as capacidades necessárias para criar uma simulação fiel da queima de combustíveis nucleares em futuros reatores de fusão. Foram desenvolvidos códigos computacionais que permitem a simulação de um plasma termonuclear. Esses códigos levam em conta reações nucleares entre vários tipos de núcleos, como hidrogênio, deutério, trítio, hélio-3, hélio-4 e boro, e calculam a evolução temporal do sistema utilizando o método de Runge-Kutta.

Esses códigos foram utilizados para simular a queima de um plasma composto apenas de deutério e trítio. Nesse simulação, com concentrações iniciais iguais de deutério e trítio, foi observado um pico de liberação de energia proveniente da queima de quase todo combustível. Essa rápida liberação de energia foi causada pela chamada instabilidade térmica de Cordey, que ocorreu quando a energia produzida pelo plasma é maior do que aquela necessária para equilibrar as perdas de energia por difusão e manter o plasma a uma temperatura constante.

Portanto apesar de ser uma simulação fiel ao comportamento do plasma e das reações nucleares, não foi possível controlar o plasma para atingir uma queima controlada e manter um fator de ganho energético sustentável. Para isso seria necessário uma continuação desse estudo, para criar uma simulação com controle fino da injeção de elementos e do aquecimento auxiliar do plasma.

REFERÊNCIAS

- 1 CHEN, F. F. **Introduction to plasma physics and controlled fusion**. 3. ed. Los Angeles, CA, USA: Springer, 2016. 490 p. ISBN 9783319223087.
- 2 HOLLAND, D. **Introduction to Nuclear Radiation**. SlideServe: [*S.l.: s.n.*], 2019. Disponível em: <https://www.slideserve.com/angelito-barbosa/introduction-to-nuclear-radiation-powerpoint-ppt-presentation/>. Acesso em: 15 out. 2024.
- 3 CHRISTIAN. **Nuclear fusion cross sections and reactivities**. SciPython: [*S.l.: s.n.*], 2021. Disponível em: <https://scipython.com/blog/nuclear-fusion-cross-sections/>. Acesso em: 10 jun. 2024.
- 4 BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. 3. ed. New York, NY, USA: Springer, 2004. 704 p. ISBN 9781441919304.
- 5 FREIDBERG, J. P. **Plasma physics and fusion energy**. 1. ed. NY, USA: Cambridge University Press, 2007. 671 p. ISBN 9780521851077.
- 6 NETO, R. M. E. **Códigos usados no TCC**. GitHub, 2024. Disponível em: <https://doi.org/10.5281/zenodo.14002970>.
- 7 WESSON, J. **Tokamaks**. 3. ed. USA: Oxford University Press, 2004. 749 p. ISBN 0198509227.