
FUSÃO NUCLEAR EM PLASMA

Frederico Firmo de Souza Cruz
José Ricardo Marinelli
Marilena Matiko Watanabe de Moraes
Depto. de Física – UFSC
Florianópolis – SC

I. Introdução

A crescente demanda de energia para a manutenção do modo de organização de uma sociedade moderna tem levado à procura de fontes alternativas de energia, já que as fontes convencionais existentes apresentam restrições em vários níveis:

- a) origem fóssil (carvão, petróleo, gás) – tem reservas limitadas e provocam danos ambientais;
- b) fontes renováveis (energia solar e eólica) – existe problema em relação ao armazenamento da energia;
- c) hidrelétricas – potencial limitado e danos ambientais;
- d) energia nuclear (fissão) – não há solução satisfatória para rejeitos radioativos e o perigo de um acidente nuclear está sempre presente.

Assim, a possibilidade de se obter uma fonte de energia abundante e mais limpa através da fusão nuclear tem atraído o interesse de grande número de cientistas e vultosos investimentos por parte dos governos dos países desenvolvidos.

Na fusão nuclear, os núcleos se fundem formando um novo núcleo e nesse processo há a liberação de energia na forma de energia cinética dos nêutrons que é utilizada para aquecer a água. O vapor produzido é desviado para mover as turbinas que, por sua vez, são acopladas a um gerador que transforma a energia mecânica em energia elétrica. A energia produzida por unidade de massa, neste caso, é maior do que no processo de fissão. Do ponto de vista do lixo radioativo, a meia vida dos núcleos radioativos produzidos num reator de fusão (ou termonuclear) é relativamente baixa, da ordem de dezenas de anos, de modo que os métodos freqüentemente utilizados para guardar estes rejeitos são perfeitamente satisfatórios. Existe, porém, o perigo da liberação do gás radioativo Hélio - 3, o que deve ser contornado tomando medidas adequadas na construção do reator termonuclear.

Neste artigo, apresentaremos uma breve introdução sobre os conceitos físicos relacionados com a fusão nuclear e em seguida falaremos sobre os problemas que devem ser contornados para conseguirmos criar as condições favoráveis dentro de um plasma para iniciar a fusão nuclear em cadeia.

II. Fusão nuclear

O núcleo atômico corresponde a um sistema cuja densidade é extremamente alta (cerca de um bilhão de toneladas por centímetro cúbico), ocupando dimensões da ordem de 10^{-15} metros (1 Fermi). Para efeito do que será adiante discutido, consideraremos o núcleo formado basicamente por dois tipos de partículas: prótons e nêutrons. As massas dessas partículas são aproximadamente iguais e o próton tem carga elétrica positiva e igual à do elétron, enquanto o nêutron é eletricamente neutro. Genericamente tais partículas são denominadas nucleons.

A força que mantém os nucleons ligados dentro do núcleo tem um caráter completamente diferente das outras forças da natureza que são mais popularmente conhecidas, como a gravitacional e a eletromagnética. Esta força, além de atrativa, é forte e de curto alcance. Para melhor definirmos os termos “forte” e “curto alcance”, vamos considerar o exemplo ilustrado na Fig. 1. Suponhamos que dois prótons estejam inicialmente a uma distância de 2,5 Fermis; neste caso a energia potencial gerada pela interação nuclear entre ambos é de aproximadamente 20 Mev (1 Mev = $1,6 \times 10^{-13}$ Joules), enquanto que a repulsão coulombiana corresponde a uma energia potencial de apenas 0,6 Mev. Se aumentarmos quatro vezes esta distância, a energia potencial nuclear cai para praticamente zero, enquanto a energia, devido à repulsão coulombiana, diminui de um fator quatro. Concluímos assim, que a força nuclear atrativa vai a zero muito mais rapidamente que a força de Coulomb, mas, para distâncias nucleares típicas (da ordem de poucos Fermis), será muitas vezes mais intensa que esta última.

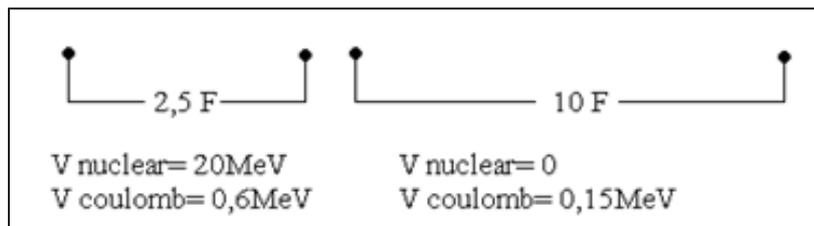


Fig. 1 – Comparação entre as energias potenciais nuclear e coulombiana entre dois prótons a duas distâncias diferentes.

Uma outra característica notável do núcleo é o fato de que sua massa total é sempre menor que a soma das massas dos nucleons que o constituem. Uma discussão detalhada das razões para que isso ocorra envolve necessariamente um entendimento da estrutura interna de um núcleo, porém a possibilidade de ocorrência do fenômeno pode ser explicada pelo princípio de equivalência massa-energia, expresso matematicamente pela famosa relação $E = Mc^2$, onde E é a energia equivalente à massa M e c a velocidade da luz. O que ocorre é que uma parte da massa dos nucleons é transformada em energia, necessária para manter o sistema ligado.

A Fig. 2 mostra um gráfico da massa nuclear dividida pelo número de partículas, em função do número de partículas. Na mesma figura são dadas as massas de um próton e de um nêutron: todas as massas são expressas em unidades de massa atômica (u.m.a.). Vemos que a curva obtida possui um mínimo para um número de nucleons em torno de 60.

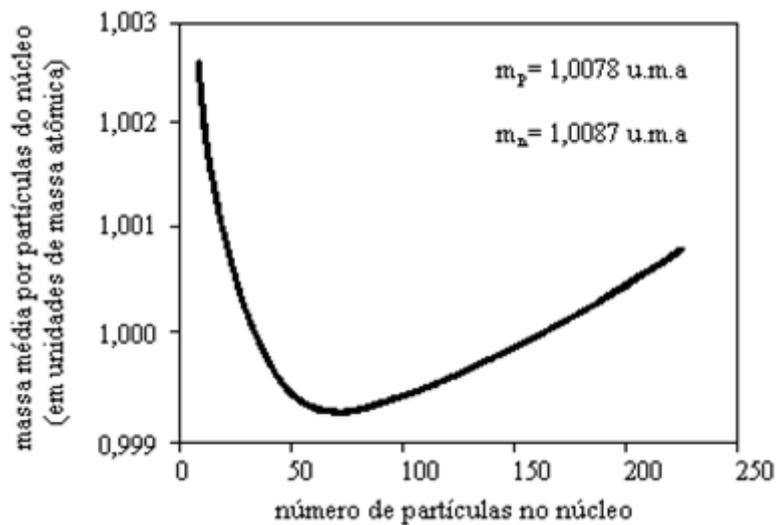


Fig. 2 – Variação da massa nuclear/número de partículas no núcleo, em função do número de partículas. Vemos que a massa de um núcleo é sempre menor que a soma das massas de seus constituintes.

Uma consequência imediata deste resultado é que se por um processo nuclear qualquer um núcleo “pesado”, ou seja, um núcleo com um grande número de nucleons (algo como 200, por exemplo) se romper em dois outros núcleos menores (com aproximadamente 100 nucleons cada), a massa total do sistema terá um

decréscimo, que corresponderá, portanto, a uma liberação de energia. Este é o princípio do processo conhecido como **Fissão Nuclear**, que é ilustrado na Fig. 3a. Se a energia injetada inicialmente para produzir o processo for menor do que a liberada, a reação pode ser usada como fonte de produção de energia. Por exemplo, na fissão induzida do ^{235}U (Urânio - 235) é preciso fornecer cerca de 6 Mev por núcleo para obter uma fissão que libera cerca de 200 Mev.

Por outro lado, se dois núcleos “leves” reagirem formando um núcleo mais pesado, também poderá haver ganho de energia, como pode ser verificado olhando-se para o ramo esquerdo da curva da Fig. 2. Neste caso, diz-se que ocorre uma **Fusão Nuclear** (Fig. 3b).

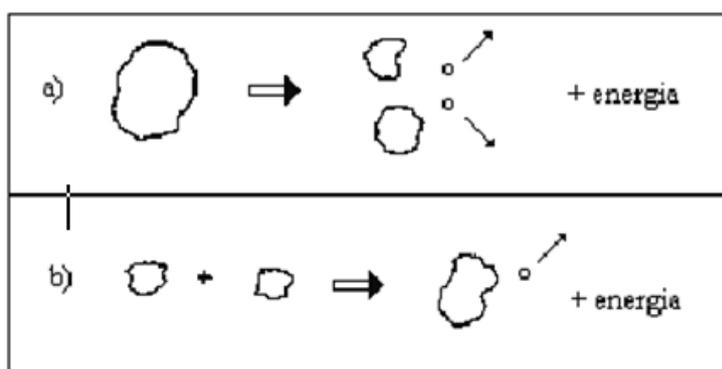


Fig. 3 - Ilustração dos processos de Fissão (a) e Fusão (b) nuclear. Em ambos os casos haverá liberação de energia com a concomitante emissão de partículas nucleares (como nêutrons, por exemplo).

O processo de fusão nuclear corresponde à fonte de energia produzida nas estrelas. Neste caso, dois núcleos de hidrogênio leve reagem formando o deutério, liberando 0,42 Mev de energia por reação. Na verdade, este processo tem uma probabilidade bastante baixa de ocorrer, porém no centro do Sol, por exemplo, onde a densidade é cerca de 100g/cm^3 e a temperatura é da ordem de alguns milhões de graus Celsius, as condições para a fusão de hidrogênio leve são propícias. Mesmo assim, estima-se que o tempo total necessário para consumir todo hidrogênio do Sol seja da ordem de 10^{10} anos.

A maior ou menor probabilidade de ocorrência de fusão nuclear está diretamente ligada à repulsão coulombiana entre os prótons que compõem os dois

núcleos que interagem. E preciso que tal repulsão seja vencida, ou seja, os dois núcleos têm que se aproximar o bastante para que a força nuclear seja suficiente e que um novo núcleo, mais pesado, se forme. Evidentemente, quanto maior o número de prótons presentes nos núcleos que reagem, maior a repulsão coulombiana e maior deverá ser a energia cinética relativa para que o processo tenha alguma chance de ocorrer.

Uma vez que a probabilidade de ocorrência de fusão envolvendo dois núcleos de hidrogênio leve é muito pequena, por razões que envolvem também certas características da força nuclear, as reações de fusão que melhor se candida-tam para uma tentativa de aproveitamento da energia liberada são as que envolvem um ou dois núcleos de deutério e outro de trítio, formando isótopos do núcleo de hélio.

Os processos são ilustrados na Fig. 4, mostrando a quantidade de energia liberada em cada caso. Enquanto o deutério pode ser encontrado na natureza em abundância (em cada 1000 l de água, 34 g são de água pesada, ou seja, água formada por duas moléculas de deutério e uma de oxigênio), o trítio pode ser produzido por reações nucleares em um reator a partir do lítio, que é um elemento relativamente abundante.

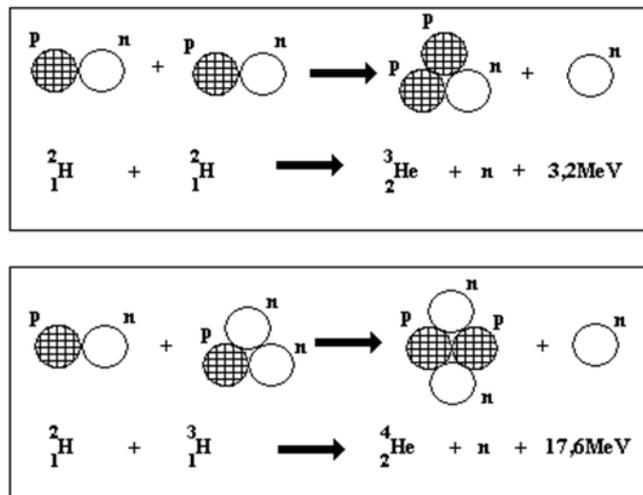


Fig. 4 – Ilustração de dois tipos possíveis de fusão nuclear envolvendo isótopos de hidrogênio. Nos dois processos, um nêutron é liberado (usamos aqui a nomenclatura A_ZX , onde A é o número de massa e Z o número atômico).

Para que se tenha uma idéia do potencial energético destas reações, no processo de fusão de deutério-trítio, apenas 1 grama destes núcleos liberaria uma quantidade de energia capaz de manter acesa uma lâmpada de 100 Watts por 940.000 anos. No entanto, para que as reações nucleares indicadas na Fig. 4 tenham chances consideráveis de ocorrer, é preciso que os núcleos envolvidos possuam energias cinéticas relativas de pelo menos 10 Kev ($1,6 \times 10^{-15}$ Joules).

III. Fusão em plasma

Nesta seção vamos estudar as propriedades de um novo estado da matéria, denominado Plasma. Veremos como suas características nos permitem criar condições propícias para gerar energia a partir da FUSÃO NUCLEAR.

Em primeiro lugar, recordemos que a colisão de dois núcleos de deutério gera um núcleo de Hélio mais um nêutron e libera uma energia de $5,12 \times 10^{-13}$ Joules (3,2 Mev). Se esta energia fosse transferida para um grama de água, na forma de calor, a temperatura da água aumentaria de apenas $1,26 \times 10^{-13}$ °C. Portanto, para se ter um aumento significativo de temperatura da água, gerar vapor e movimentar as turbinas de uma Usina de Energia, necessitamos de um número muito grande de reações de Fusão.

Resta então a questão: Como obter este grande número de reações? A resposta óbvia é: coloque o maior número possível de núcleos de deutério em condições de reação. Muito fácil de responder, mas anos e anos de pesquisa em física de plasma demonstram que é muito difícil fazê-lo.

Para entender as dificuldades vamos tomar, apenas por hipótese, uma certa quantidade de átomos de deutério em estado sólido. Obviamente, um grama de deutério tem um número muito grande de átomos que, se reagissem, forneceriam muita energia. No entanto, os átomos de deutério em estado sólido estão praticamente parados e não têm energia cinética suficiente para vencer a repulsão coulombiana. Portanto, não estão em condições de realizar uma reação de fusão. Para vencer a repulsão coulombiana deve-se aumentar a energia cinética dos átomos de deutério, o que pode ser feito aquecendo-se o sólido. Ao aumentarmos a temperatura, o sólido sofre uma transição de fase transformando-se primeiramente num líquido e depois num gás. Num gás, uma percentagem grande das partículas tem uma energia cinética próxima da energia cinética média que é proporcional à temperatura:

$$E_{cin,média} = \left(\frac{3}{2}\right)kT$$

(onde k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura medida em graus Kelvin). Assim, para vencer a repulsão coulombiana, o nosso gás de deutério deve estar a

uma temperatura de aproximadamente 116.000.000 graus Celsius. (Isto corresponde a uma energia cinética média de 10 Kev.)

Esta temperatura assombrosa traz consigo algumas perguntas. Como aquecer um gás a esta temperatura? Como confinar um gás tão quente? Será que a matéria não se modifica a temperaturas tão altas?

As duas primeiras perguntas parecem ter uma natureza tecnológica, no entanto, a sua solução só poderá ser obtida se soubermos mais sobre a terceira indagação cuja natureza científica é evidente.

Um primeiro aspecto a ser considerado é que, após uma certa temperatura, um gás usualmente constituído de átomos e moléculas sofre transformações, pois os elétrons são arrancados dos átomos e as moléculas se quebram devido à violência dos choques. Em temperaturas da ordem de 20.000 a 30.000 °C não haverá mais átomos e moléculas, mas apenas íons e elétrons viajando e se chocando em velocidades fantásticas. Estes íons e elétrons não mais se comportarão como um gás, visto que, além das colisões, sentirão os efeitos dos campos elétricos e magnéticos devido às suas cargas e correntes. Isto caracteriza um novo estado da matéria denominado plasma pelos físicos americanos Langmuir e Tonx em 1923.

Portanto, em busca das condições adequadas de confinamento e temperatura para ocorrência de fusões nucleares, nos deparamos naturalmente com este novo estado da matéria que é o plasma. Um estudo das características do plasma vai nos permitir inclusive entender como é possível manter uma certa quantidade de substância confinada a temperaturas tão altas.

IV. Características fundamentais do plasma e suas implicações

Um plasma se caracteriza por ser um gás altamente ionizado, quase neutro e não se encontrar em equilíbrio térmico.

A primeira característica (alta ionização) já foi discutida. A quase-neutralidade se refere ao fato de que, embora a carga total num plasma (cargas positivas dos íons mais cargas negativas dos elétrons) seja praticamente nula, existem regiões onde se pode ter acúmulos significativos de cargas formando zonas não neutras. As regiões onde isso ocorre têm dimensões pequenas em comparação com as dimensões totais do plasma. O acúmulo de cargas (positivas ou negativas) vai afetar as colisões entre os íons e elétrons, pois cria pontos de atração e/ou repulsão e estabelece campos de força. Deste modo, o movimento de uma partícula se modificará apenas por choques com contato direto, mas poderão ainda sentir os efeitos da presença de partículas **distantes** através dos campos de força.

A quase-neutralidade pode ainda gerar movimentos coerentes de um grande número de partículas. Estes movimentos, denominados **movimentos coletivos**, ocorrem, por exemplo, quando um número grande de íons (cargas positivas) se

separa de um número grande de elétrons. Nesta situação, surgem forças atrativas que tendem a restaurar a neutralidade, isto é, aproximam as cargas opostas. Isto causa um movimento oscilatório no qual as cargas opostas se aproximam e se afastam. A aplicação de campos externos pode também gerar movimentos coletivos tais como correntes ou mesmo ondas.

Portanto, um plasma difere muito de um gás, pois neste último as partículas só sentem a presença das outras quando entram em choque direto. Num plasma as interações de longo alcance geradas pelos campos fazem com que os movimentos de partículas distantes sejam correlacionados. Existem dentro de um plasma dois processos competitivos: de um lado os **movimentos coletivos** e do outro as **colisões**. As colisões tendem a destruir a coerência, isto é, a natureza ordenada dos movimentos coletivos, pois espalham as partículas erráticamente. Num projeto de Fusão Nuclear em Plasma se pretende obter uma solução de compromisso entre os dois processos. Isto é, pretende-se utilizar a coerência dos movimentos coletivos para propiciar um número grande de colisões que gerem fusão. Como os dois processos são antagônicos esta solução de compromisso não é fácil.

Se, por exemplo, gerássemos uma corrente dentro de um plasma haveria um fluxo coletivo de partículas, o que poderia propiciar colisões entre elas. Estas colisões por sua vez poderiam espalhar as partículas tirando-as do fluxo original, causando a dispersão das mesmas, destruindo a corrente e diminuindo a possibilidade de novas colisões, pois o plasma tenderia a se expandir como um gás ocupando um volume maior e com uma densidade mais baixa.

Uma outra consequência é que, se as partículas espalhadas do plasma colidirem com as paredes do recipiente, elas poderão transferir a sua energia para as paredes, aquecendo-as e trocando calor com o meio ambiente, o que resfria o plasma. Com isso teremos um número cada vez menor de partículas com energia suficiente para causar uma fusão.

Da discussão acima depreendemos que o caminho para fusão passa pela resolução de pelo menos três problemas:

- 1- Como se pode gerar movimentos coletivos que tendem a manter as partículas do plasma próximas em condições de reação?
- 2- Como se pode evitar ou controlar as colisões para que essas não destruam os movimentos coletivos e dispersem o plasma?
- 3- Como aquecer o plasma a temperaturas tão altas quanto necessário sem permitir que o mesmo perca calor entrando em contato com o recipiente?

As propriedades eletromagnéticas do plasma nos ajudam a propor “respostas” para estas questões. A aplicação de campos elétricos gera correntes no plasma; ao mesmo tempo a aplicação de campos magnéticos adequados nos permite direcionar estas cargas e confiná-las em certas regiões.

Como pode ser visto na figura abaixo, na ausência de campos magnéticos os íons e elétrons tendem a se movimentar erraticamente, enquanto que na presença deles as cargas em movimento tendem a espiralar ao longo de suas linhas.

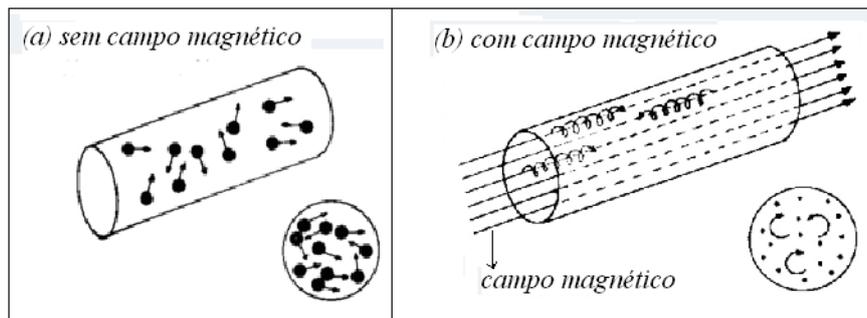


Fig. 5 - Efeito de um campo magnético uniforme sobre partículas carregadas. Quando não há campo presente, as partículas executam movimentos retilíneos com direções aleatórias (a). Quando imersas em um campo magnético uniforme, elas desenvolvem trajetórias helicoidais envolvendo as linhas do campo magnético (b). Partículas com cargas de sinais opostos espiralam em sentidos contrários.

Combinando campos magnéticos, pode-se criar uma região no espaço onde o plasma fica confinado. Deve-se notar que, com os campos magnéticos não é necessário nenhum recipiente material. Os campos de força são suficientes para o confinamento.

A geometria mais utilizada para o confinamento de plasma é aquela que cria um campo resultante toroidal (formato de uma câmara pneumática). Esta forma para as linhas de campo pode ser obtida através de bobinas enroladas ao longo de um toróide. Induz-se ainda uma corrente fazendo-se com que as partículas do plasma circulem no toróide. Esta corrente gera, por sua vez, um campo magnético que se enrola no toróide como uma bobina. Este campo denominado poloidal exerce forças sobre as partículas fazendo com que a coluna de plasma se estreite concentrando-se ao longo da região mais interna.

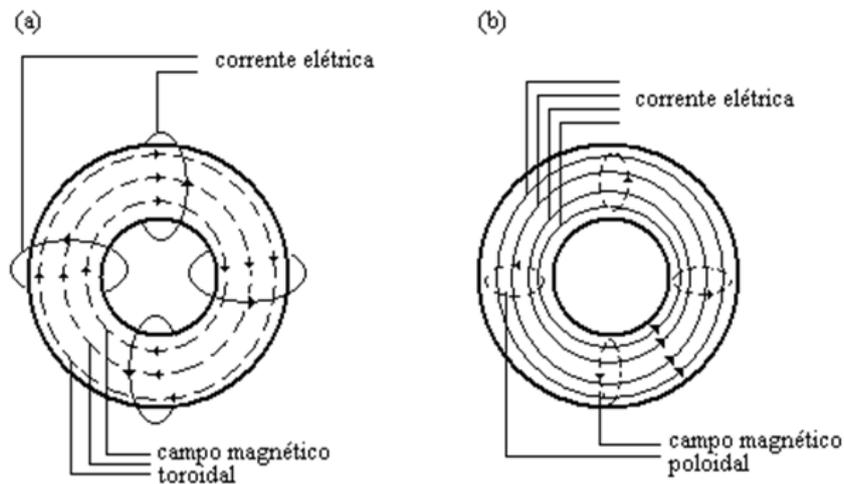


Fig. 6 – Uma corrente está sempre associada a um campo magnético perpendicular à direção do fluxo desta corrente. Um campo magnético toroidal é mostrado em (a) e um campo magnético poloidal em (b).

A geometria dos campos tende, então, a confinar a corrente de plasma numa certa região. Esta região está fechada em um recipiente material de geometria análoga, mas que não entra em contato com o plasma. Este recipiente serve como limitante para partículas que eventualmente consigam fugir do plasma e como defesa contra impurezas externas.

Os reatores de fusão a plasma de forma toroidal são usualmente denominados TOKAMAKS. É importante mencionar que esta geometria dos campos combinada com intensidades adequadas permite uma minimização dos efeitos dispersivos que as colisões podem ocasionar. Estes efeitos dispersivos podem ainda ser minimizados com a escolha da concentração (densidade) adequada de partículas.

Dentro do plasma as correntes estabelecidas geram colisões que tendem a destruí-las. Porém, se devidamente controladas essas colisões não ocasionam muitas perdas de partículas, mas agem como uma resistência à corrente, e como tal, geram calor. Se mantivermos a corrente através de uma fonte externa, esta resistência vai aumentar a temperatura do plasma. Dentro de certos limites a energia térmica gerada obedece a lei de OHM. (Potência dissipada é igual à resistência vezes a

corrente ao quadrado.) Por isso este aquecimento é denominado aquecimento ÔHMICO. Esta é a forma mais importante de aquecimento do plasma.

Com esse conhecimento, I. Tamn e S. Sakharov propuseram, em 1960, a construção de um reator do tipo TOKAMAK, que abriu caminho para toda pesquisa desenvolvida até agora. Para entender porque trinta anos depois ainda não se obteve a fusão nuclear, vamos retomar as soluções propostas e levantar os problemas que as acompanham.

Em primeiro lugar, temos as instabilidades macroscópicas. Como vimos, os campos magnéticos resultantes são a soma de campos externos perfeitamente controláveis e campos internos gerados pelas próprias correntes de plasma que se tenta controlar. Esta componente não controlada pode gerar instabilidades que em alguns casos fazem com que a coluna de plasma se desloque da parte central do toróide e encoste na parede do recipiente, destruindo o plasma.

Em segundo lugar, temos pequenas instabilidades localizadas no campo, denominadas instabilidades microscópicas. Estas instabilidades causam distorções que podem permitir vazamentos de partículas do plasma para fora da região de confinamento.

A terceira questão já tratada, mas não totalmente resolvida, é a dispersão de partículas por colisões.

A quarta forma de perda de energia é a radiação ultravioleta, originada por possíveis impurezas que penetram no plasma. As moléculas e átomos dessas impurezas ganham energia através das colisões e subseqüentemente perdem energia emitindo raios ultravioleta. Estes transferem energia para o ambiente e resfriam o plasma.

Para enfrentar estes problemas é necessário variar as intensidades dos campos elétricos e magnéticos aplicados, a concentração do plasma, enfim, aperfeiçoar o confinamento do plasma: fazendo com que seu aquecimento supere as perdas e alcance a temperatura de ignição.

Temperatura de ignição é a temperatura a partir da qual haverá tantas fusões que o plasma, por si só, não necessita de fonte externa de energia. Para um melhor entendimento do que vem a ser temperatura de ignição, pode-se pegar um fósforo e aproximá-lo de uma chama, ou fonte de calor. Se a fonte de calor estiver a uma temperatura baixa o fósforo permanecerá apagado, e se acenderá quando a fonte de calor atingir sua temperatura de ignição, após a qual pode-se afastar o fósforo que o mesmo continuará queimando, sem necessidade de nenhuma fonte de calor externa.

Visto que num plasma o processo é extremamente dinâmico, deve-se ao menos mantê-lo confinado a uma temperatura adequada por um tempo suficiente

(denominado tempo de confinamento). Tudo isso muitas vezes é sintetizado no parâmetro de Lawson, que nada mais é do que a concentração (densidade) vezes o tempo de confinamento. As performances dos reatores de fusão (TOKAMAKS) são quantificadas em gráficos bidimensionais onde no eixo Y se tem a temperatura e no eixo X o parâmetro de Lawson. Vide na Fig. 7 as performances dos reatores mais modernos e compare com o reator T-3, que foi o primeiro a ter uma performance que trouxe na época (1960) a primeira esperança de se obter um reator de fusão.

No gráfico, a região hachurada corresponde às regiões onde as temperaturas e os valores do parâmetro de Lawson são tais que se tem a ignição.

Para se chegar às performances atuais tentou-se superar as dificuldades com diferentes propostas e cada um desses reatores apresenta soluções diversas.

As soluções propostas têm de equilibrar as diferentes formas de instabilidade e perdas de energia no plasma. Se por exemplo aumentássemos a corrente toroidal do plasma, ele tenderia a se confinar mais próximo da região central e com isso tornar-se-ia mais estável do ponto de vista macroscópico, entretanto as instabilidades microscópicas aumentariam gerando vazamentos, isto é, desconfinar-lo-ia. Ao mesmo tempo, a maior corrente minimizaria os efeitos do espalhamento de partículas. Em outras palavras, deve-se aumentar a corrente dentro de certos parâmetros, caso contrário resolve-se um problema e cria-se outro.

A variação da densidade pode muitas vezes resolver os problemas causados pelo aumento da corrente. Pode-se ainda minimizar estes efeitos de instabilidade e difusão de partículas aumentando a região de confinamento e, com isso, aumentando os reatores. Estas variações podem, no entanto, diminuir o aquecimento ôhmico do plasma, o que requer uma outra fonte de energia para aquecê-lo até a temperatura de ignição. Porém, esta fonte pode servir de porta de entrada para impurezas, que, quando no plasma, são fontes de resfriamento devido à emissão de raios ultravioleta.

Parâmetros dos principais tokamaks.

Tokamak	País	R (metro)	a (metro)	K	B (Tesla)	Ip (milhões de ampères)
JET	coop. europeia	2,96	1,25	1,6	3,5	5,0
TFTR	E.U.A.	2,55	0,85	1,0	5,2	2,5
JT-60	Japão	3,0	0,95	1,0	4,5	2,7
D-III-D	E.U.A.	1,67	0,67	1,0 - 2,0	2,2	2,0 - 3,0
T-15*	U.R.S.S.	2,4	0,70	1,0	4,0	2,0
Tore Supra*	França	2,4	0,70	1,0	4,5	1,7
FT-U*	Itália	0,92	0,31	1,0	8,0	1,6
T-3	U.R.R.S.	1,0	0,17	1,0	2,5	0,1
PLT	E.U.A.	1,3	0,4	1,0	3,5	0,6
T-10	U.R.S.S.	1,5	0,37	1,0	3,5	0,5
Asdex	R.F.A.	1,6	0,4	2,0	2,6	0,5
D-III	E.U.A.	1,4	0,4	1,4 - 1,8	2,6	1,0
PDX	E.U.A.	1,4	0,4	1,0	2,4	0,5
FT	Itália	0,8	0,23	1,0	8,0	0,6
Alcator C	E.U.A.	0,64	0,16	1,0	12,0	0,8
TFR	França	0,98	0,20	1,0	6,0	0,4

*Em construção, K = raio menor "vertical"/raio menor horizontal, a = raio menor horizontal, B = intensidade do campo magnético toroidal, Ip = corrente máxima

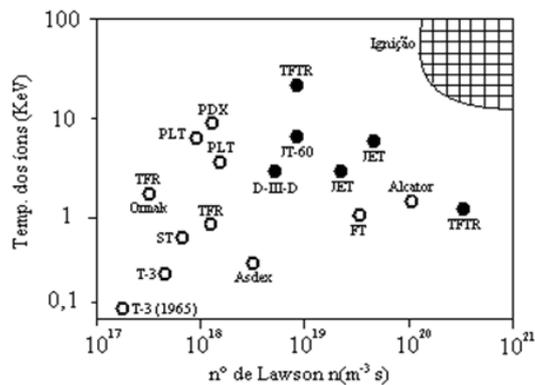


Fig. 7 – Evolução das pesquisas com tokamaks. Na região de ganho de energia, a reação D-T é “auto-sustentada”; 1 Kev corresponde a cerca de 11600000 K. Os círculos preenchidos representam resultados recentes (1986).

V. Conclusão

A obtenção da energia através do processo de fusão termonuclear ainda é uma questão em aberto. Os altos investimentos feitos nessa área de pesquisa são justificados na medida em que se abre uma perspectiva de utilização de uma energia relativamente limpa, isto é, com poucos riscos de poluição ambiental e com reservas praticamente inesgotáveis.

Não é sem motivos que as recentes notícias sobre a obtenção da fusão nuclear à temperatura ambiente foram divulgadas pela imprensa com grande entusiasmo. A reação dos físicos frente à essa notícia foi inicialmente de incredulidade, pois envolvia uma linha de pesquisa completamente diferente da pesquisa tradicional em fusão nuclear. Dois grupos de pesquisadores, Martin Fleischmann (Universidade de Southampton) e Stanley Pons (Universidade de Utah) de um lado e Steven Jones (Brigham Young University, Utah) do outro, anunciaram a obtenção da fusão nuclear fria numa cuba eletrolítica: a experiência consiste em fazer passar uma corrente elétrica entre os eletrodos de platina e de paládio mergulhados numa solução de água pesada e lítio (Jones utiliza uma mistura mais complexa com sais de ouro, ferro e níquel). Foram detectados nêutrons que comprovam a ocorrência de uma reação nuclear durante o processo de eletrólise. Vários grupos experimentais, inclusive brasileiros, tentaram reproduzir estas experiências e embora tenham detectado nêutrons, nenhum deles confirmou o ganho de energia anunciado por Fleischmann e Pons (cerca de 4 vezes a energia investida), o que põe em dúvida as possibilidades de utilização deste experimento para uso comercial.

Embora o entusiasmo inicial tenha arrefecido consideravelmente, existem várias questões em aberto que devem ser respondidas:

- Qual é a reação nuclear que está ocorrendo?
- Como acontece?
- É possível ter ganho de energia através deste experimento?

Enquanto estas perguntas e outras relacionadas à fusão termonuclear não são respondidas, o gerador de energia não poluente e inesgotável que conduzirá a humanidade ao Nirvana, como disse F. Chen, continuará sendo um sonho.

No caminho para o Nirvana existe uma pedra, existe uma pedra no meio do caminho (parodiando Carlos Drummond de Andrade).

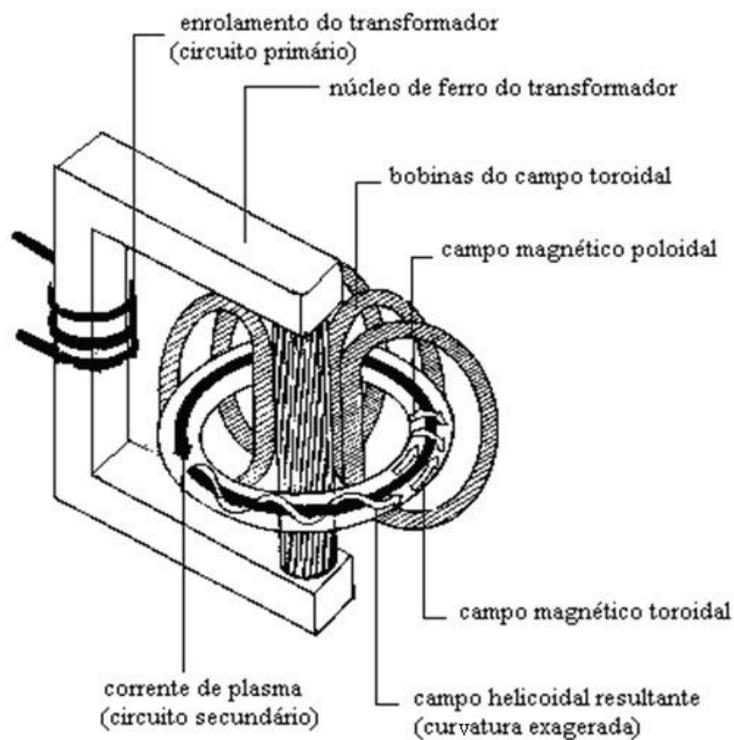


Fig. 8 - Representação esquemática de um tokamak. A corrente fluindo nas bobinas do campo toroidal gera campo magnético toroidal. A corrente de plasma induzida pela corrente na bobina do primário produz o campo magnético poloidal. Este dois campos combinam-se para formar um campo helicoidal resultante. A estabilização completa do plasma é obtida adicionando-se um campo magnético vertical, paralelo ao eixo maior do toróide (não mostrada na figura), produzido por espiras externas paralelas ao plano do toróide, situadas acima e abaixo do mesmo (não mostradas).

VI. Referências Bibliográficas

1. FERRARI, N. F.; NASCIMENTO, I. C. Fusão termonuclear controlada. **Ciência Hoje**, v. 7, n. 41, p. 44-56, 1988.

2. FURTH, H. P. Progress toward a tokamak fusion reactor. **Scientific American**, v. 241, n. 2, p. 38-49, 1979.
3. SCHARZSCHILD, B. Princeton tokamak reaches record plasma ion temperature. **Physics Today**, v. 39, n. 11, 1986.
4. FURTH, H. P. Reaching ignition in the tokamak. **Physics Today**, v. 38, n. 3, 1985.
5. ARTSIMOVITCH, L. **Physique élémentaire des plasmas**. Moscou, Ed. de la Paix, s.d. (Collection Science pour tous.)
6. ARTSIMOVITCH, L.; LUKYANOV, S. Yu. **Motion of charged particles in electric and magnetic fields**. Mir Publishers.
7. FLEISCHMANN, M.; PONS, S. Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium. **J. Electroanal. Chem.**, v. 261, p. 301-8, 1989.
8. COHEN, B. L. **Concepts of nuclear physics**. New York, McGraw-Hill, 1971. (Series in fundamentals of physics: an undergraduate textbook program.) c. 15, p. 383-410.
9. ALMEIDA, E.; TAUHATA, L. **Física nuclear**. Rio de Janeiro, Guanabara Dois, 1981. c. 21.