

IFYSP/P 664

S.I.F. - USP

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA
CAIXA POSTAL 20516
01498 - SÃO PAULO - SP
BRASIL

PUBLICAÇÕES

IFUSP/P-664

DUPLICATA

FUSÃO TERMONUCLEAR CONTROLADA

Nelson Fiedler-Ferrari e Ivan Cunha Nascimento
Instituto de Física, Universidade de São Paulo

Outubro/1987

FUSÃO TERMONUCLEAR CONTROLADA[†]

Nelson Fiedler-Ferrari

Ivan Cunha Nascimento

Laboratório de Física de Plasmas,
Instituto de Física, Universidade de São Paulo,
Caixa Postal 20516, 01498 São Paulo, SP, Brasil

RESUMO

São apresentados, em nível introdutório, os princípios envolvidos na física da fusão termonuclear controlada, bem como alguns dos esquemas para confinamento magnético. Ênfase é dada à máquina de confinamento magnético do tipo tokamak. São discutidos também aspectos relativos ao futuro reator a fusão e o estado da arte em tokamaks.

[†] Submetido para publicação na Revista Ciência Hoje.

1. INTRODUÇÃO

Com o crescimento da população mundial e a melhora dos padrões de vida, as necessidades de energia têm aumentado rapidamente (Tabela I). Combustíveis convencionais como os fósseis — carvão, petróleo e gás natural — embora ainda exploráveis (Tabela II), deverão ter seus custos elevados na medida em que escasseiem e seu uso na indústria química tornar anti-econômica sua queima; além disso, são grandes os problemas ecológicos que ocasionam e suas reservas estão geograficamente mal distribuídas. Com relação às fontes renováveis, principalmente energia solar (Tabela III), as reservas potenciais são enormes, entretanto a viabilidade econômica deve ser demonstrada e resolvido o problema do armazenamento da energia. Uma nova fonte de energia limpa, utilizando um combustível barato, abundante e bem distribuído pelo planeta, seria extremamente importante para a humanidade. Muitos cientistas imaginam que a fusão nuclear poderá fornecer uma tal fonte de energia.

Os princípios da fusão nuclear estão contidos nos trabalhos de 1905 de Albert Einstein, onde está demonstrado que massa e energia são equivalentes ($energia = massa \times constante$). Como consequência, pode-se liberar energia em reações nucleares onde ocorre diminuição de massa. É o caso da quebra (fissão) de núcleos pesados, como o urânio, em outros de massa intermediária. Outra maneira é pela combinação (fusão) de núcleos leves, como hidrogênio. Embora existam outros processos nucleares que liberam energia, somente a fusão e a fissão podem fornecer mais energia que a consumida durante a reação; neste caso o processo

pode, em princípio, ser "auto-sustentado", da mesma forma que em uma chama.

A fissão nuclear, descoberta em 1939, revelou uma nova fonte de energia altamente concentrada. Desde a década de 50 os reatores nucleares nos quais a energia de fissão é liberada como calor e convertida em energia elétrica vêm sendo desenvolvidos. Hoje, cerca de 15% da eletricidade consumida no mundo é produzida por usinas nucleares a fissão (superior a 65% na França). Embora as reservas de combustíveis — urânio e tório — são abundantes (Tabela II), é consenso que a fissão nuclear não é a solução definitiva para os problemas energéticos. Muitos países não possuem os minerais ou não têm meios para produzir os combustíveis nucleares a partir deles. Reatores a fissão estão sujeitos a acidentes nucleares que os derretem (Chernobyl), além de produzirem resíduos radiativos que devem ser armazenados por longo período (centenas de anos).

Para fusão nuclear a situação é diferente. Os combustíveis são abundantes (Tabela IV), bem distribuídos geograficamente e de custo de extração bastante baixo. Estes são formas (isótopos) de hidrogênio; o "hidrogênio pesado" ou deutério (D), que está presente na água; e o "hidrogênio super-pesado" ou trítio (T) (também denominado trício), que pode ser obtido a partir do lítio (Figura 1). Adicionalmente, os aspectos de segurança são bastante favoráveis em comparação com a fissão nuclear.

Até 1958 o esforço para a viabilização de reatores a fusão era conduzido através de pesquisas sigilosas, em vários países. Desde então, dada a complexidade dos problemas envolvi-

dos, iniciou-se uma fase de intensa colaboração mundial. Hoje estas atividades estão concentradas em várias máquinas, com um investimento da ordem de 10 bilhões de dólares, custo operacional aproximado de 1 bilhão de dólares por ano e envolvendo cerca de 5 mil pesquisadores. A finalidade deste artigo é indicar a natureza dos problemas que têm sido enfrentados e mostrar quais soluções têm sido tentadas.

TABELA I

CONSUMO DE ENERGIA DESDE 1650	
PERÍODO	CONSUMO NO PERÍODO (1)
1650 - 1850	0,5 Q
1851 - 1950	4 Q
1951 - 2000	15 Q
1966	0,1 Q
1981	0,25 Q

(1) 1Q É APROXIMADAMENTE 10^{21} JOULES (10^9 = 1 SEGUNDO DE " ZEROS).

TABELA II

COMBUSTÍVEL	RESERVAS ESTIMADAS	
	ECONOMICAMENTE RECUPERÁVEIS	ESTIMATIVA TOTAL
CARVÃO	4 Q	15-190 Q
PETRÓLEO E GÁS	13 Q	30-1000 Q
URÂNIO (EM TERRA) (NO MAR)	50 Q ?	? > 10^5 Q
TOTAL	67 Q	

TABELA III

RESERVAS POTENCIAIS DE FONTES RENOVÁVEIS.	
FORTE RENOVÁVEL	RESERVAS
VENTOS (ENERGIA EÓLICA) MARÉS	$9,5 \times 10^2$ Q
ENERGIA SOLAR	$5,1 \times 10^4$ Q/ano

TABELA IV

RESERVAS MUNDIAIS DE COMBUSTÍVEIS PARA FUSÃO NUCLEAR.	
COMBUSTÍVEL	RESERVA ESTIMADA
DEUTÉRIO	10^{10} Q
LÍTIO (P/ PRODUIR TRÍTIO) EM TERRA NO MAR (FÁCIL EXTRAÇÃO)	30 Q 10^7 Q






1	H (HIDROGÊNIO USUAL)	 PRÓTON
PROBLEMA: PROCESSO É MUITO LENTO. FUNCIONA NO SOL DEVIDO A GRANDE MASSA DE HIDROGÊNIO DISPONÍVEL.		
2	² H (ou D) (DEUTÉRIO ou HIDROGÊNIO PESADO)	 DÉUTERON
ABUNDÂNCIA: PARA CADA 6500 ÁTOMOS DE HIDROGÊNIO USUAL EM ÁGUA EXISTE 1 DE DEUTÉRIO (1 Kg DE DEUTÉRIO EM CADA 30.000 Kg DE ÁGUA ou 34 g/m ³ DE ÁGUA).		
RESERVAS: 10 ¹⁶ Kg DE DEUTÉRIO		
CUSTO DE EXPLORAÇÃO: BAIXO		
EM TEORIA: A ENERGIA QUE PODE SER PRODUZIDA PELA FUSÃO DOS NÚCLEOS DE DEUTÉRIO PRESENTE EM 1 LITRO DE ÁGUA É IGUAL ÀQUELA OBTIDA PELA COMBUSTÃO DE 300 LITROS DE GASOLINA.		
3	³ H (ou T) (TRÍTIO ou HIDROGÊNIO SUPER-PESADO)	 TRITON
ABUNDÂNCIA: ISÓTOPO INEXISTENTE NA NATUREZA PODE SER PRODUZIDO A PARTIR DA INTERAÇÃO DE NÊUTRONS COM NÚCLEOS DE LÍCIO DE ACORDO COM AS REAÇÕES		
${}^6\text{Li} + n \rightarrow \text{T} + {}^4\text{He}$ ${}^7\text{Li} + n \rightarrow \text{T} + {}^4\text{He} + n$		
RESERVAS DE LÍCIO: ABUNDANTES		
CUSTO DE EXTRAÇÃO: MODERADO		

Fig. 1 - Os combustíveis para o futuro reator a fusão devem ser escolhidos entre elementos com a menor carga possível; assim procedendo as forças de repulsão entre núcleos podem ser minimizadas e condições mais favoráveis para a fusão são obtidas. Os candidatos naturais são portanto o hidrogênio e seus isótopos. Próton, deuteron e triton correspondem aos núcleos do hidrogênio usual, deutério e trítio, respectivamente.  e  designam próton e nêutron.

2. A QUESTÃO DOS COMBUSTÍVEIS

Para ocorrer fusão entre dois núcleos é necessário que estes estejam suficientemente próximos para haver interação. Sendo positivamente carregados, eles devem ter energia inicial suficiente para vencer a força de repulsão eletrostática (tanto maior quanto maior a carga) que tende a separá-los. Os núcleos de hidrogênio e de seus isótopos são os que apresentam menor carga (ou número atômico), constituindo-se em candidatos a combustível em futuros reatores a fusão. Os três isótopos de hidrogênio que se conhece — hidrogênio, deutério e trítio — são descritos na Figura 1.

Fusão é a fonte de energia do Sol e de outras estrelas. O combustível é o hidrogênio comum; trata-se de uma cadeia de reações inadequada para ser utilizada na Terra. As reações de fusão de interesse para a produção de energia são mostradas na Figura 2. A energia desenvolvida nas reações comparece como energia cinética e é dividida entre os dois produtos na razão inverda das duas massas. A reação 4 envolve hélio 3, além do deutério e pode vir a ser de interesse em desenvolvimentos futuros.

3. ALTAS TEMPERATURAS E PLASMAS

Uma maneira eficiente de fornecer energia aos núcleos, para que superem as forças de repulsão, é aumentado a temperatura de um gás do isótopo ou isótopos que vão se fundir. A

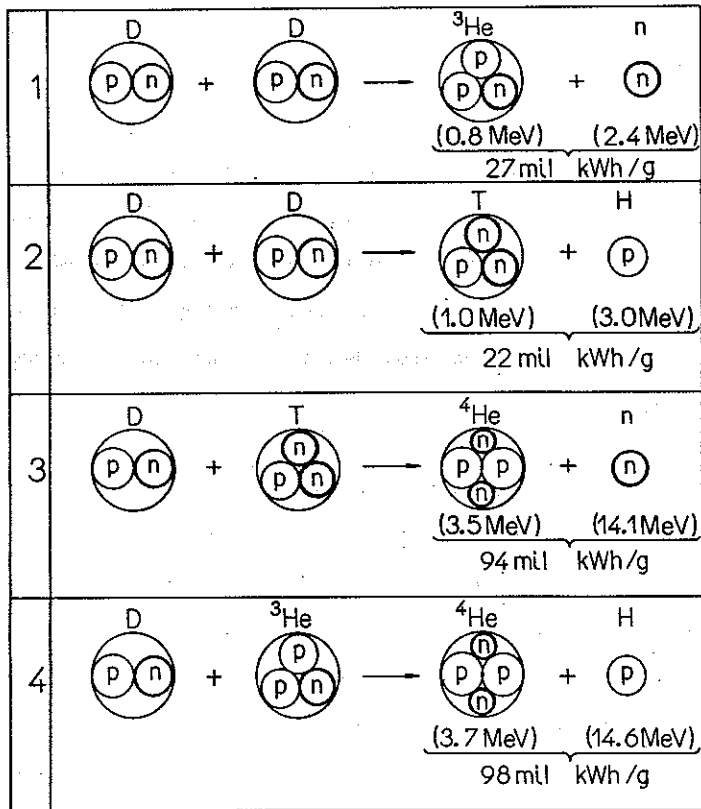


Fig. 2 - Reações de fusão que podem ser consideradas passíveis de utilização em um futuro reator a fusão. A energia desenvolvida em cada reação é fornecida em milhões de elétrons-Volts (MeV) (os números indicam como a energia é dividida entre os produtos em cada caso) e em kWh por grama de combustível. $1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Joules}$.

energia cinética de um átomo (ou núcleo) é proporcional à sua temperatura absoluta (obtida da temperatura na escala Celsius (centígrada) somando-se 273, e.g., $25^\circ\text{C} = 25 + 273 = 298 \text{ K}$); como conseqüência, basta atingir uma temperatura suficientemente alta para que as reações de fusão ocorram. Se, adicionalmente, o gás for confinado numa dada região do espaço e por um tempo suficientemente longo, o número de colisões aumenta e com ele a probabilidade dos núcleos se fundirem.

Reações de fusão obtidas por meio de altas temperaturas são chamadas **reações termonucleares**. A temperatura necessária depende da particular reação de fusão, sendo tipicamente da ordem de milhões de graus Kelvin. Em temperaturas tão altas praticamente todos os átomos de qualquer elemento perdem seus elétrons que se tornam livres. Um gás, consistindo inteiramente (ou quase inteiramente) de núcleos positivamente carregados (íons) e elétrons livres é dito altamente ionizado. Tal gás, em determinadas condições, é denominado **plasma**. Duas propriedades — o **comportamento coletivo** e a **quase-neutralidade** — distinguem um gás ionizado de um plasma. Em um gás ionizado as interações dominantes são colisões entre as partículas (curto alcance), enquanto que num plasma, como conseqüência das interações eletromagnéticas (longo alcance), cada partícula carregada interage coletivamente com um grande número de outras partículas do plasma. A quase-neutralidade está associada à propriedade de neutralidade local do plasma, o que não significa que as forças eletromagnéticas se anulem como um todo.

Como conseqüência da presença de partículas carrega

das, os plasmas apresentam propriedades bastante interessantes, que podem ser usadas com vantagem na pesquisa da fusão controlada. Com efeito, plasmas são meios condutores, produzem e sofrem a ação de campos eletromagnéticos, perturbações ondulatórias podem se propagar neste meio, etc..

4. A NECESSIDADE DO CONFINAMENTO

Nas altas temperaturas necessárias para fusão nuclear, um plasma perde parte substancial de sua energia na forma de radiação emitida pelas partículas carregadas aceleradas. Uma das condições para que um sistema seja "auto-sustentado" (i.e., produza mais energia do que a inicialmente suprida) é que a taxa de produção de energia por fusão exceda a taxa de perdas por radiação. Acima de uma certa temperatura, chamada **temperatura crítica de ignição** (Figura 3), mais energia é produzida por fusão do que perdida. Para a reação deutério-trítio (D-T) essa temperatura é cerca de 50.000.000 K, e para a fusão deutério-deutério (D-D) cerca de 290.000.000 K. Contudo, cálculos, que levam em conta a variação com a temperatura da probabilidade dos núcleos se fundirem, mostram que a temperatura mínima para viabilizar a operação de um reator a fusão é sensivelmente maior que a temperatura crítica de ignição; cerca de 100.000.000 K para a reação D-T, e 500.000.000 K para a fusão D-D.

Para manter estas altas temperaturas o plasma não pode ter contato com meios materiais, isto é, deve ser confinado. O problema não é a temperatura elevada (as densidades en-

volvidas são tão baixas que se toda a energia contida no plasma fosse usada para aumentar a temperatura do vaso que o contém, este aumento seria de apenas alguns graus), mas sim o súbito esfriamento do plasma pela transferência, por colisão, da energia de suas partículas às paredes do vaso.

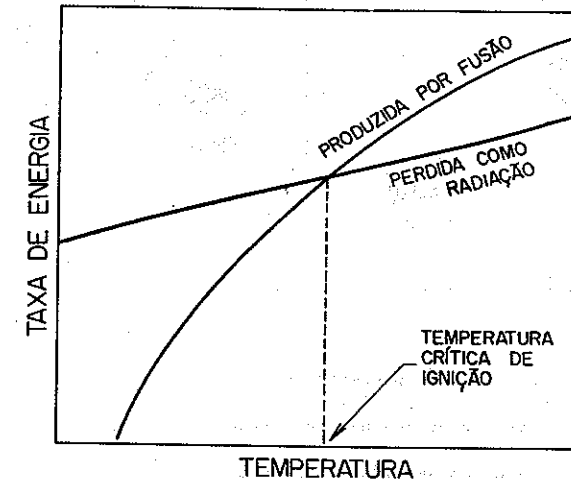


Fig. 3 - Cálculo da temperatura crítica, que é a mínima para que as reações de fusão sejam auto-sustentáveis. Abaixo desta temperatura a taxa de energia perdida como radiação excede a taxa segundo a qual a energia é produzida pelas reações de fusão.

O confinamento do plasma pode ser obtido pelo uso de campos magnéticos. Na ausência destes (Figura 4a) as partículas carregadas se movem aleatoriamente e se chocam com as paredes do vaso. Com um campo magnético homogêneo (uniforme), as partículas perfazem trajetórias helicoidais (Figura 4b) que envolvem as linhas de força magnética e o acesso às paredes é li-

mitado. Denomina-se **confinamento magnético** o conjunto dos esquemas de confinamento obtidos pela utilização de campos magnéticos apropriados. Muitos diferentes arranjos têm sido propostos, os mais importantes serão aqui apresentados.

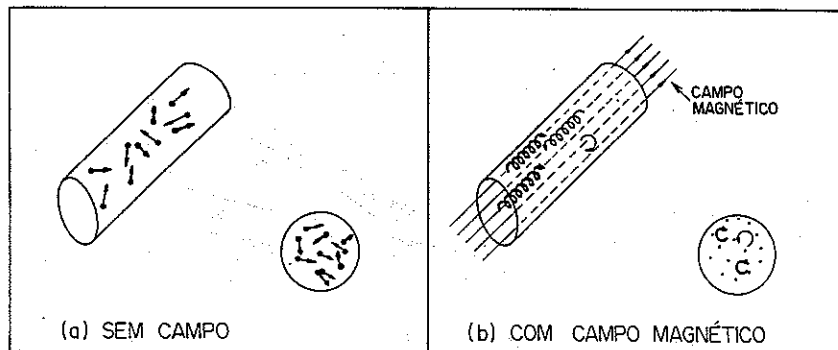


Fig. 4 - Efeito de um campo magnético uniforme sobre partículas carregadas. Quando não há campo presente as partículas executam movimentos retilíneos com direções aleatórias. Quando imersas em um campo magnético uniforme elas desenvolvem trajetórias helicoidais envolvendo as linhas de campo magnético. Partículas com cargas de sinais opostos espiralam em sentidos contrários.

Um outro tipo de confinamento, chamado **confinamento inercial**, não envolve campos magnéticos, e é também objeto de intensa pesquisa. A idéia básica é aquecer uma pequena partícula (cerca de 1 milímetro de diâmetro) de uma mistura D-T pela incidência simultânea de vários feixes de lasers de alta intensidade. Este processo poderá ser abordado em outro artigo.

Em se tratando de confinamento magnético, os valores típicos de densidade de plasma para fusão são de 10^{20} a 10^{22} partículas por metro cúbico (m^{-3}) (compare com a densidade $3 \times 10^{25} m^{-3}$

para moléculas de um gás em condições ambientes). Para a temperatura necessária em um reator à fusão trabalhando com D-T, uma densidade de $10^{21} m^{-3}$ representa uma pressão de cerca de 14 atmosferas. É esta pressão que deve ser confinada pelo campo magnético.

A terceira condição a ser satisfeita pelo plasma é conhecida por **critério de Lawson**, estabelecida pela primeira vez em 1957 pelo pesquisador inglês J.D. Lawson. Este critério é expresso como uma desigualdade para o produto $n\tau$, onde n é a densidade do plasma (em partículas por metro cúbico) e τ (diz-se tau) é o tempo (em segundos) para o qual o plasma daquela densidade a uma dada temperatura deve ser confinado pelo campo magnético para produzir energia por fusão que compense aquela inicialmente cedida ao plasma (para ser mais preciso, trata-se do **tempo de confinamento da energia**, isto é, o tempo durante o qual o plasma contém sua energia, e não o tempo de duração do próprio plasma; τ está relacionado com o balanço de energia no plasma (quociente entre a energia total armazenada e a taxa com que a energia lhe é fornecida)). Para um reator a fusão, $n\tau$ deve ser pelo menos $3 \times 10^{20} m^{-3}s$ para a reação D-T ocorrendo a 100.000.000 K, e cerca de $10^{22} m^{-3}s$ para a reação D-D a 500.000.000 K.

As três condições para que o processo seja "auto-sustentado" estão resumidas na Tabela V. Para D-D a temperatura e o tempo de confinamento são maiores que para a mistura D-T. É de se supor, portanto, que o desenvolvimento de um reator a fusão usando somente deutério é mais complicado que um reator usando D-T.

REAÇÃO	TEMPERATURA MÍNIMA (K)	DENSIDADE DE PARTÍCULAS (m^{-3})	MENOR TEMPO DE CONFINAMENTO (s)
D-T	100.000.000	$10^{20} - 10^{22}$	1-0.01
D-D	500.000.000	$10^{20} - 10^{22}$	100-1

Tabela V - Condições para operação de um reator a fusão baseada nas reações deutério-trítio (D-T) e deutério-deutério (D-D). Na reação D-T, para $n = 10^{20}$ partículas por metro cúbico, as condições correspondem a manter um plasma de densidade aproximadamente igual a um milionésimo da densidade da água, a uma temperatura de 100.000.000 K por um tempo maior que 1 segundo; para $n = 10^{22} m^{-3}$ o tempo de confinamento diminui para uma centésima parte de segundo.

5. DIFUSÃO E INSTABILIDADES NO PLASMA

A situação representada na Figura 4b ocorre na ausência de colisões entre as partículas do plasma. Quando há colisões, os centros de curvatura das trajetórias podem se deslocar de uma linha de campo para outra, podendo haver escape da ação confinante do campo magnético. Este processo de gradual fuga das partículas pelo movimento através das linhas de força é chamado **difusão**.

Ocorre também difusão quando o campo magnético é inhomogêneo (intensidade não uniforme). Neste caso as partículas não mais perfazem trajetórias helicoidais de raio constante (o raio varia inversamente com a intensidade do campo magnético); resulta que as partículas carregadas experimentam uma deriva através das linhas de campo, podendo alcançar as paredes do recipiente (Figura 5). Adicionalmente, núcleos e elétrons, ao deri-

varem em direções opostas, geram campos elétricos e magnéticos locais; o efeito global é a deriva do plasma, como um todo, na direção do campo magnético menos intenso, eventualmente alcançando as paredes do vaso. Campos magnéticos apropriados podem ser utilizados para compensar derivas em campos não uniformes.

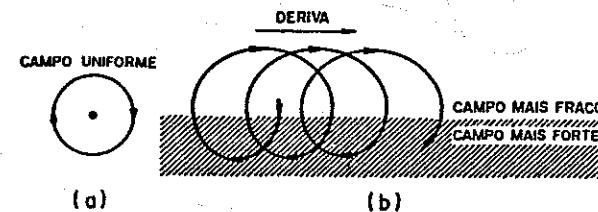


Fig. 5 - Movimento de uma partícula carregada positivamente em (a) um campo magnético homogêneo (uniforme) e (b) um campo magnético inhomogêneo (não uniforme) dirigido perpendicularmente ao plano do papel (saído da página). Em (b) o campo é mais forte na região hachurada. Neste caso, as partículas positivas derivam para a direita. Partículas negativas derivariam na direção oposta.

O tipo mais simples de difusão em plasmas, resultante de colisões entre partículas, é chamado **difusão clássica**. As perdas de confinamento associadas podem ser minimizadas pelo aumento da intensidade dos campos magnéticos confinantes. Entretanto, em sistemas com linhas de campo magnético fechadas (e.g., em um toróide (Figura 6)) a difusão clássica é modificada (e aumentada). Cálculos, que levam em conta os principais fatores que determinam este aumento da taxa de difusão, mostram que a perda de confinamento associada se mantém dentro dos limites que não prejudicam a utilização deste plasma em um reator a fusão. Estes cálculos constituem o que se chama **difusão neoclássica**.

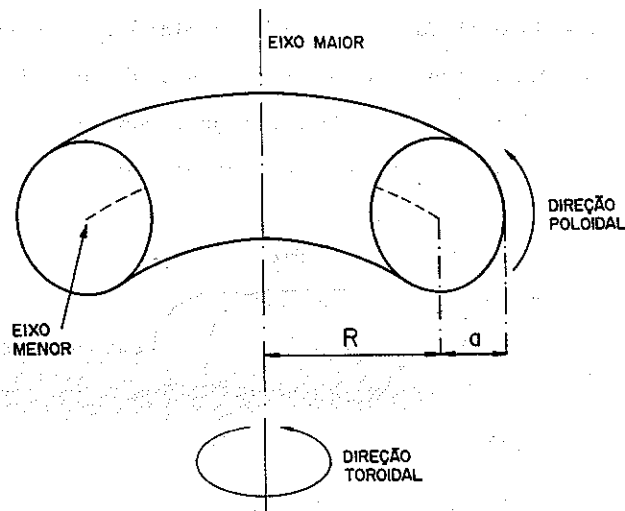


Fig. 6 - Os parâmetros principais de um toróide são indicados nesta ilustração. R é o raio maior e a é o raio menor do toróide. Denomina-se razão de aspecto o quociente R/a .

Outro obstáculo ao confinamento são as instabilidades em plasmas, que são de dois tipos: instabilidades hidromagnéticas (ou macroscópicas) e microinstabilidades. No primeiro tipo, o plasma imerso em um campo magnético é instável relativamente a perturbações, isto é, uma vez deslocado da posição de equilíbrio a perturbação cresce rapidamente e o plasma, como um todo, pode ser destruído.

As microinstabilidades, localizadas e de pequena escala relativamente às dimensões do plasma, não levam à perda completa do confinamento, mas ao aumento da taxa de difusão. Acredita-se que estas instabilidades resultem da interação das partículas carregadas com ondas eletromagnéticas no plasma. Em

certas condições, a energia das partículas carregadas pode ser repetidamente cedida às ondas eletromagnéticas. Estas crescem em amplitude levando a um comportamento turbulento típico de altas frequências. Em sistemas com linhas de campo magnético fechadas, suspeita-se que esta turbulência seja a responsável pela diminuição do confinamento (50 a 100 vezes menor que o esperado pelos padrões de difusão clássica) observada experimentalmente; esta difusão é genericamente denominada difusão anômala. Um tipo de difusão anômala é chamada difusão de Bohm. Trata-se de uma difusão tão intensa que, se não fosse possível o seu controle, a realização prática de um reator a fusão seria impossível.

A possibilidade de compreender e controlar instabilidades em plasmas é vital para o sucesso das pesquisas em fusão controlada. Configurações adequadas de campos magnéticos foram desenvolvidas para controlar, com sucesso, as instabilidades hidromagnéticas. Em sistemas que utilizam geometria toroidal foram identificadas condições de operação (altas temperaturas e baixas densidades) para as quais a difusão de Bohm pôde ser controlada. Entretanto, além da difusão de Bohm, existem vários outros processos de perdas anômalas; para estes não se tem ainda uma solução completa para o problema, embora desenvolvimentos significativos tenham sido obtidos.

6. ESQUEMAS PARA CONFINAMENTO MAGNÉTICO

Um campo magnético, ao confinar um plasma, exerce uma pressão sobre este último. O quociente entre a pressão do plas

ma e a pressão devida ao campo magnético é denominado β (diz-se beta). Para um plasma confinado β varia de 1 até zero. Os plasmas para fusão controlada pertencem a duas grandes categorias: **alto beta** (tipicamente 0,5 ou maior) e **baixo beta** (0,2 ou menor).

Os sistemas de confinamento magnético são de dois tipos: de **extremos abertos** ou **fechados**. Em uma configuração de extremos abertos, a fuga de partículas pode ser diminuída aumentando-se a intensidade do campo magnético nos extremos. Uma tal configuração é chamada **espelho magnético** (Figura 8a). Sistemas com extremos fechados são geralmente na forma de um toróide. As linhas do campo magnético toroidal são fechadas e as partículas carregadas não podem escapar do confinamento viajando ao longo das linhas de campo; entretanto, como foi visto, pode haver difusão e os efeitos indesejáveis de deriva devem ser evitados, o que se consegue com o campo produzido pela própria corrente de plasma ou pela introdução de outros campos magnéticos. A geometria de um toróide é determinada pelo seu raio maior (R) e raio menor (a) (Figura 6); o quociente entre o raio maior e o raio menor (i.e., R/a) é chamado **razão de aspecto** do toróide.

As correntes elétricas e campos magnéticos utilizados no confinamento de plasmas estão ilustrados na Figura 7. Na Figura 7a, a corrente elétrica passa através de anéis (espiras) que envolvem o toróide, fluindo na mesma direção em todas as espiras; o campo magnético produzido é chamado **campo toroidal**. Na Figura 7b, a corrente flui através do plasma ou em um anel metálico suspenso dentro do toróide; o campo magnético resultante é chamado **campo poloidal**.

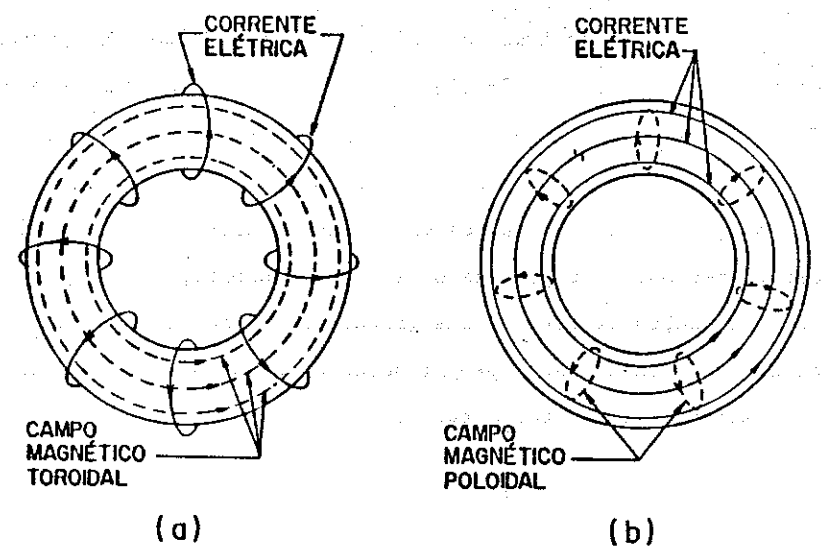


Fig. 7 - Uma corrente está sempre associada a um campo magnético perpendicular à direção do fluxo desta corrente. Um campo magnético toroidal é mostrado em (a) e um campo magnético poloidal em (b).

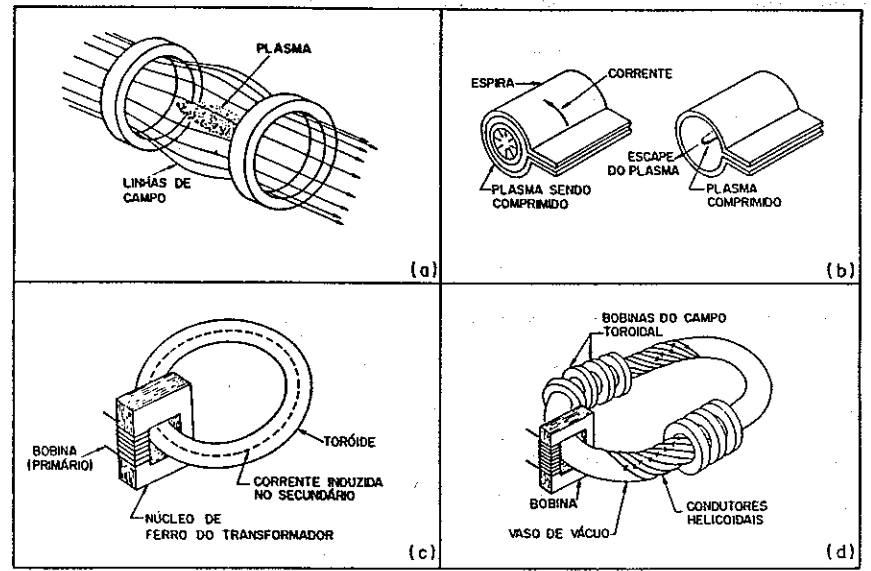


Fig. 8 - Representação esquemática de alguns dispositivos para confinamento magnético. (a) Espelho magnético; (b) θ -pinch; (c) z-pinch; e (d) stellarator.

As pesquisas em confinamento magnético de plasmas em altas temperaturas têm sido conduzidas segundo quatro grandes esquemas — espelhos magnéticos, sistemas constritivos, stellarator, e tokamak. Estes esquemas diferem entre si pelo arranjo (ou geometria) dos campos magnéticos confinantes. O uso de diferentes máquinas permite o estudo das propriedades de plasmas confinados sujeitos a uma grande variedade de condições. Conhecer em detalhe estas propriedades é essencial para o desenvolvimento de um reator a fusão.

7. SISTEMAS CONSTRITIVOS E STELLARATOR

Os sistemas constritivos são baseados no efeito de constricção do plasma (efeito "pinch"). Trata-se da tendência que tem uma coluna de plasma, conduzindo uma corrente alta, de se contrair radialmente.

O θ -pinch (diz-se teta-pinch) é um sistema de constricção de alto beta. Nesta configuração (Figura 8b), em sua forma mais simples, uma corrente intensa é descarregada numa espira que envolve um tubo com plasma; isto gera, dentro do tubo, um campo magnético que cresce rapidamente e induz no plasma uma corrente superficial com direção oposta à corrente na espira. O efeito é tal que o campo magnético não mais penetra no plasma. Como consequência, a pressão do campo magnético entre a espira e o plasma faz com que este seja comprimido e aquecido. A perda do confinamento ocorre através da fuga do plasma pelos extremos. Uma configuração alternativa que visa evitar esta fuga é obtida

ligando os extremos do tubo, constituindo um toróide.

O dispositivo z-pinch é um exemplo de sistema construtivo de baixo beta. Nesta configuração uma corrente elétrica toroidal fluindo no plasma produz um campo magnético poloidal que confina e comprime o plasma. Esta corrente toroidal é induzida no plasma contido no toróide (Figura 8c) por uma corrente variável que passa através da bobina (primário do transformador). Neste processo o anel de plasma funciona como secundário do transformador. No chamado z-pinch estabilizado o plasma é adicionalmente aprisionado em um campo magnético toroidal (Figura 7a). Entretanto, mesmo nesta configuração, embora se possa obter algum aquecimento, o plasma se apresenta altamente instável.

Os dispositivos do tipo stellarator foram concebidos a partir da constatação que um plasma não se mantém em equilíbrio quando imerso em um campo magnético exclusivamente toroidal. Com efeito, devido a não uniformidade deste campo (mais intenso na parte interna do toróide), as partículas do plasma derivam para a parede externa do vaso e o confinamento não é possível. No stellarator este problema foi praticamente eliminado pelo uso de enrolamentos estabilizadores helicoidais (Figura 8d) com correntes fluindo em direções opostas em voltas alternadas. O campo magnético produzido por estas bobinas se soma ao campo toroidal, para produzir linhas de força de campo magnético que são torcidas e não se fecham depois de uma volta completa no toróide. Estas linhas inibem o processo de deriva além de favorecerem a estabilização relativamente a instabilidades hidromagnéticas.

8. O TOKAMAK

Dispositivos toroidais de confinamento magnético do tipo **tokamak** (do russo, *toroidalnaja kamera magnitnaja katusha*) foram desenvolvidos desde o fim da década de 50 na URSS. Há mais de quinze anos os tokamaks constituem o principal esforço mundial em fusão controlada, sendo o mais forte candidato a funcionar como núcleo do futuro reator a fusão.

O tokamak (Figura 9) é um sistema de baixo beta que apresenta características do z-pinch estabilizado e do stellarator. Ao contrário deste último, a torção das linhas de campo magnético não é obtida por bobinas helicoidais, mas pela combinação de um campo toroidal intenso com um campo poloidal cerca de 10 vezes mais fraco (é neste ponto que o tokamak difere do z-pinch estabilizado, onde o campo toroidal é igual ou levemente mais fraco que o poloidal). Apenas com estes dois campos o plasma tende a se expandir em direção às paredes externas do toróide. Esta tendência é compensada pela adição de um campo magnético vertical, de sinal e magnitude apropriados, paralelo ao eixo maior do toróide. Este campo é produzido por espiras externas colocadas simetricamente e paralelas ao plano definido pelo toróide ou através de uma superfície condutora envolvendo o plasma.

Em tokamaks e stellarators existe um limite superior para a corrente toroidal que pode passar pelo plasma, conhecido como **limite de Kruskal-Shafranov**. Se este limite é violado, o plasma desenvolve uma instabilidade hidromagnética chamada **instabilidade de dobra**. A Figura 10 ilustra o que ocorre quando uma pequena dobra (distorção helicoidal) se desenvolve no plasma. As linhas de força do campo magnético são menos próximas fora (em cima) do que dentro (embaixo) da dobra, onde o campo é

mais intenso. Como consequência a dobra se acentua e isso continua até que o plasma comprimido fica tão distorcido que toca as paredes do vaso ou é totalmente destruído.

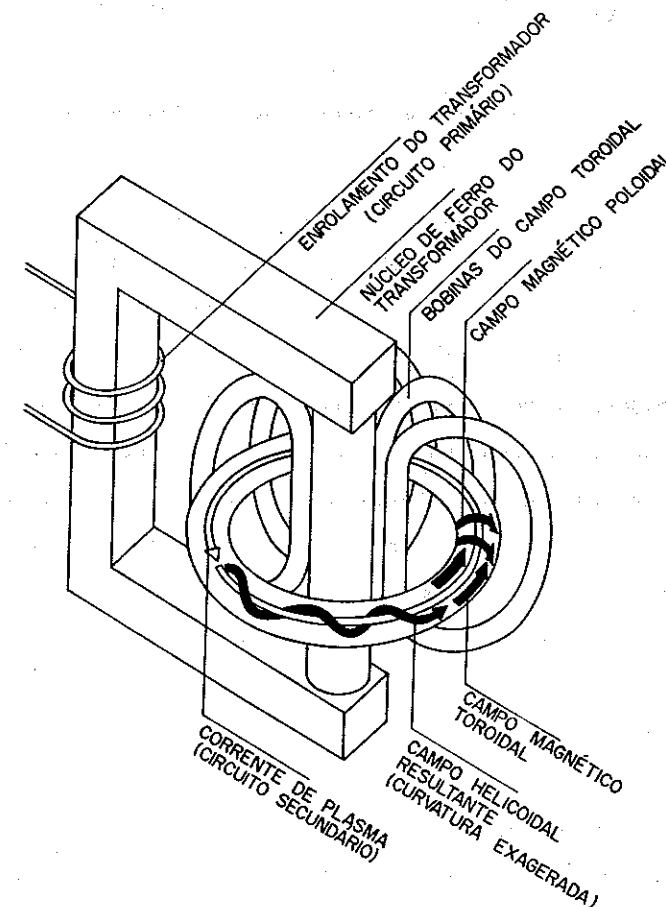


Fig. 9 - Representação esquemática de um tokamak. A corrente fluindo nas bobinas do campo toroidal gera um campo magnético toroidal; a corrente de plasma induzida pela corrente na bobina do primário produz o campo magnético poloidal. Estes dois campos combinam-se para formar um campo helicoidal resultante. A estabilização completa do plasma é obtida adicionando-se um campo magnético vertical, paralelo ao eixo maior do toróide (não mostrado na figura), produzido por espiras externas paralelas ao plano do toróide situadas acima e abaixo do mesmo (não mostradas).

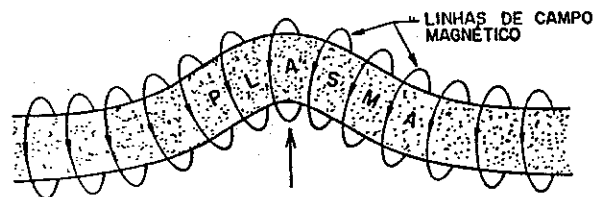


Fig. 10 - A instabilidade de dobra em um plasma (aquí se mostra uma representação bi-dimensional).

A operação de um tokamak geralmente envolve as seguintes etapas: a pré-ionização do gás no vaso pela passagem de uma descarga de alta voltagem (rádio-freqüência), num processo análogo ao que ocorre numa lâmpada fluorescente; a indução, via transformador, da corrente toroidal (corrente de plasma) que, além de produzir o campo poloidal, aquece o plasma (aquecimento ôhmico ou resistivo) num efeito análogo ao utilizado num chuveiro elétrico. Ao fim deste processo o plasma estará aquecido e confinado. Entretanto, com aquecimento ôhmico se pode atingir temperaturas entre 5 e 15 milhões de graus Kelvin; esta limitação é em parte devida à diminuição da resistência do plasma em altas temperaturas e ao limite de Kruskal-Shafranov. Poder-se-ia, em princípio, vencer este limite trabalhando-se com correntes elétricas e campos magnéticos muito mais intensos, o que significaria máquinas muito maiores e possivelmente anti-econômicas. Para se obter as altas temperaturas necessárias em um reator a fusão, lança-se mão de outros esquemas para aquecimento adicional, entre eles: injeção de partículas neutras altamente energéticas no plasma; aquecimento por rádio-freqüência (transfere-se ao plasma a energia transportada por ondas eletromagnéticas); aquecimento por compressão adiabática, etc..

Uma outra área importantíssima na pesquisa da fusão controlada é a das técnicas de diagnóstico. Este termo designa o conjunto de procedimentos experimentais utilizados para se obter informações relativas às propriedades do plasma, tais como temperatura, pressão, densidade e energia de elétrons e íons, distribuição de campos magnéticos, intensidade de corrente, etc.. Estas técnicas incluem desde sondas magnéticas e eletrostáticas que são introduzidas no plasma, até sofisticados processos envolvendo interferometria e espalhamento laser, emissão de radiação por partículas carregadas, espectroscopia óptica, e outros. As técnicas de aquecimento e de diagnóstico são tópicos bastante especializados que têm sido objetos de intensa pesquisa.

9. O FUTURO REATOR A FUSÃO

Admitiremos, no que se segue, um reator a fusão tendo como núcleo um tokamak funcionando, por simplicidade, em regime contínuo (os tokamaks atuais funcionam em regime pulsado) e produzindo energia por uma reação D-T.

Os nêutrons emergentes da reação D-T (Figura 2) desempenham o papel central no reator a fusão. Além de serem necessários para a produção de trítio a partir do lítio (Figura 1), estas partículas, sem carga elétrica, escapam do plasma confinado carregando cerca de 80% da energia produzida na reação. Com a finalidade de "recolher" estes nêutrons, o vaso do tokamak é envolvido por uma cobertura de lítio, na forma elementar ou como um composto (Figura 11). O vaso toroidal externo, que contém

o lítio, pode ser feito com um metal refratário (neóbio, vanádio ou molibdênio) ou mesmo de aço inoxidável. O trítio produzido na cobertura é removido como gás e retorna para a câmara de reação. Ao mesmo tempo, os nêutrons depositam sua energia no lítio, que é aquecido até temperaturas da ordem de 1100°C . A cobertura de lítio é externamente envolvida por um isolante térmico, que serve também para absorver nêutrons energéticos remanescentes. Finalmente, na parte mais externa, ficam as espiras responsáveis pelo confinamento magnético. O calor depositado na cobertura de lítio pelos nêutrons pode ser daí retirado por um trocador de calor. A partir deste ponto o processo é convencional. Este calor é suficiente para produzir vapor de água que pode ser utilizado numa turbina para gerar energia elétrica.

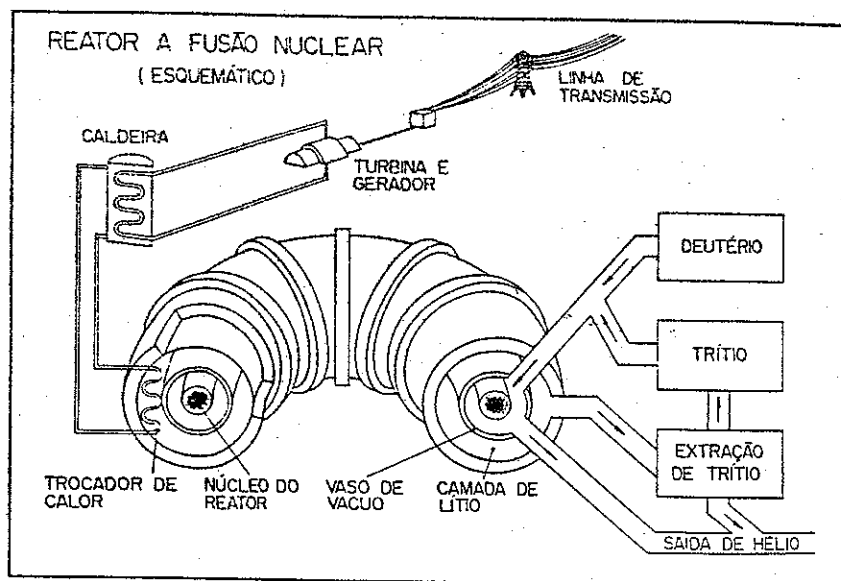


Fig. 11 - Seção de um toróide mostrando os princípios básicos de um possível reator a fusão utilizando deutério-trítio.

Estudos indicam que reatores a fusão serão mais seguros que os a fissão já existentes. Para uma usina a fusão (1.000.000 kW de potência) são necessários apenas 0,25 gramas da mistura D-T. A energia total liberada, se todos os componentes fossem consumidos, seria comparável àquela contida em um tanque de armazenamento de petróleo, e as conseqüências de uma reação não controlada poderiam ser confinadas ao interior do vaso do reator. Outra vantagem decorre do fato que deutério, lítio e hélio não são radioativos. Quanto ao trítio, que é radioativo (meia vida de 12 anos e emissor de raios beta de baixa energia (18 keV)), este é processado no próprio reator poucas horas antes do uso, minimizando problemas de transporte e armazenamento.

Os dois maiores problemas com os reatores a fusão são o escape de trítio para a atmosfera e a formação de isótopos radiativos na estrutura do reator. Estimativas feitas para a taxa de escape de trítio sugerem algo como 1 mg/dia (usina de 1.000.000 kW de potência), que é cerca de 1% do máximo admitido. Nestes níveis, o eventual dano biológico seria comparável ao dos isótopos radioativos liberados em usinas a combustíveis fósseis. O segundo problema tem origem no fato que, depois de um certo período de operação, o vaso do reator a fusão deve ser substituído por causa dos danos causados pelos nêutrons energéticos. Entretanto, como conseqüência da captura de nêutrons, este vaso fica radiativo e esta atividade só decai a níveis toleráveis depois de cerca de dez anos. Isto causa problemas durante as operações de manutenção (que deverão ser robotizadas) e exigirá, após ser substituído, um adequado armazenamento do vaso até que a atividade diminua e o mesmo possa ser recuperado pa-

ra posterior uso. A utilização de ligas de vanádio-titânio, o que é tecnicamente possível, poderá reduzir estes problemas por um fator três.

10. O ESTADO DA ARTE EM TOKAMAKS

Embora as máquinas de pequeno e médio portes desempenhem um papel importantíssimo na pesquisa da fusão controlada, auxiliando na compreensão dos processos físicos, testando novos dispositivos, avaliando e sugerindo novas teorias, são as máquinas de grande porte que se situam na fronteira do problema, relativamente à obtenção das condições de "auto-sustentação". Para alcançar esta meta colaboram, em todo o mundo, mais de 70 tokamaks de várias dimensões, além de dezenas de outras máquinas de confinamento magnético e pesquisas bastante avançadas em confinamento inercial.

Os principais tokamaks de grande e médio portes, bem como seus parâmetros, estão representados na Tabela VI. Os quatro maiores tokamaks em operação no mundo — JET (Joint European Torus - Euratom, Inglaterra), TFTR (Princeton, EUA), D-III-D (San Diego, EUA) e JT-60 (Japão) — têm correntes de plasma na região de 1 a 5 milhões de ampères, tempos de confinamento da energia da ordem de 1 segundo, duração do pulso de plasma de 3 a 20 segundos, e aquecimento adicional na faixa de potência de 1 a 20 milhões de watts. Apenas no JET e no TFTR está prevista a operação com D-T, provavelmente no início dos anos 90. As máquinas T-15 (URSS) e Tore Supra (França), ainda em construção, testarão,

pela primeira vez, a utilização de bobinas supercondutoras (resistência nula para temperaturas menores que 20 K (-253°C)) em máquinas de grande porte. O tokamak FT-U (Itália), na linha das máquinas do tipo Alcator (MIT, EUA), representa a classe de experimentos nos quais é obtido um bom desempenho pelo uso de campos toroidais intensos, ao invés de se aumentar as dimensões da máquina.

	TOKAMAK	PAÍS	R (metro)	a (metro)	K	B (TESLA)	I _p (milhões de ampères)
GRANDES MÁQUINAS	JET	COOPERAÇÃO EUROPEIA	2,96	1,25	1,6	3,5	5,0
	TFTR	U.S.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	U.S.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
MÁQUINAS DE MÉDIO PORTE (REPRESENTATIVAS)	T-3	U.R.S.S	1,0	0,17	1,0	2,5	0,1
	PLT	U.S.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	U.S.A	1,4	0,4	1,4-1,8	2,6	1,0
	PDX	U.S.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	U.S.A	0,64	0,16	1,0	12	0,8
TFR	FRANÇA	0,98	0,20	1,0	6	0,4	

(*) EM CONSTRUÇÃO

Tabela VI - Parâmetros dos principais tokamaks de grande e médio portes. O parâmetro K mede a alongação da seção do toróide, $K = \text{raio menor "vertical" / raio menor "horizontal"}$ (K maior que 1 representa seções alongadas na direção vertical), a é o raio menor "horizontal" do plasma, B é a intensidade do campo magnético toroidal no centro do plasma, e I_p é a corrente máxima de plasma.

Em termos da temperatura iônica T e do fator nT , tem se observado ao longo dos anos um sucessivo evoluir dos resultados em direção à região de ignição (Figura 12). Com efeito, em pouco mais de vinte anos, desde os primeiros resultados

significativos obtidos no tokamak russo T-3 (ponto (1) da Figura 12), os valores destes parâmetros aumentaram por várias ordens de grandeza. A julgar pelo que foi apresentado durante a última reunião bienal da Agência Internacional de Energia Atômica (novembro, 1986) só há motivo para otimismo. Os melhores resultados estão por conta dos tokamaks TFTR e JET.

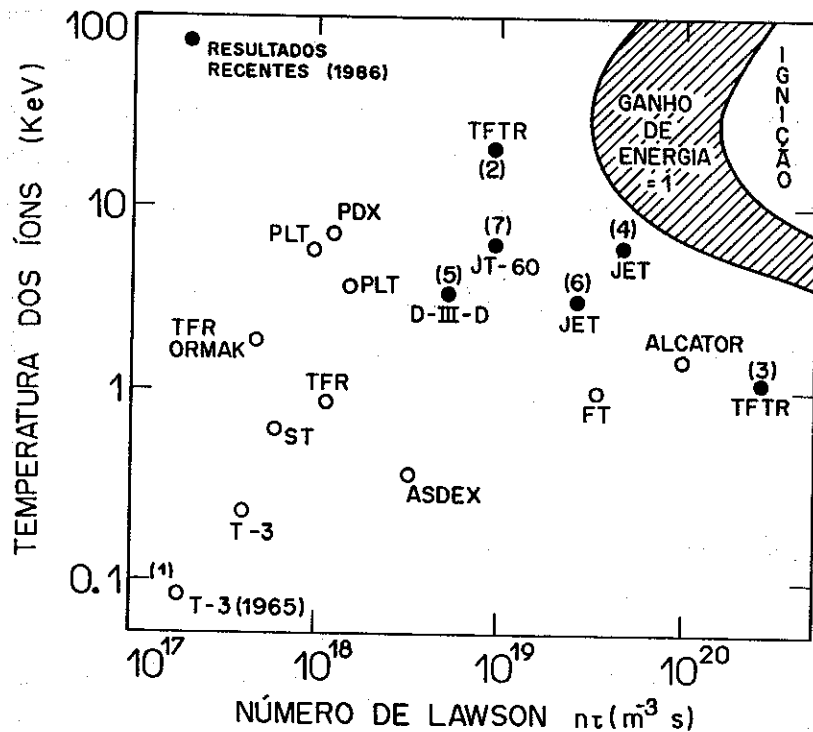


Fig. 12 - Evolução das pesquisas com tokamaks. Na região de ganho de energia a reação D-T é "auto-sustentada". 1 KeV corresponde a cerca de 11.600.000 K. Os números ao lado de alguns resultados referem-se a citações no texto.

No TFTR, operando com aquecimento adicional intenso e baixas densidades (cerca de 10^{19} m^{-3}), foi registrada (pon

to (2) da Figura 12) a maior temperatura iônica já observada: 220 milhões de graus Kelvin. Neste mesmo evento, o fator $n\tau$ alcançado foi $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}$, inferior ao exigido pelo critério de Lawson. Em um outro experimento, utilizando plasmas mais densos e sem aquecimento adicional (i.e., somente aquecimento ôhmico), o plasma do TFTR chegou a $1.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$, para $n\tau$ (ponto (3) da Figura 12), superando desta forma o valor fornecido pelo critério de Lawson. Entretanto, neste caso a temperatura obtida foi cerca de 13 milhões de graus Kelvin, muito inferior àquela necessária para a ignição.

Os tokamaks JT-60 e D-III-D têm apresentado desempenho bastante satisfatório, levando-se em conta que são máquinas em fase inicial de operação. O D-III-D, operando apenas com aquecimento ôhmico, alcançou a temperatura iônica de cerca de 32 milhões de graus Kelvin, da mesma ordem de grandeza que a obtida no JET funcionando também sem aquecimento adicional (ponto (6) da Figura 12). Entretanto, no JET, o produto $n\tau$ ($3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$) obtido neste mesmo caso é cerca de quatro vezes maior que o do D-III-D. O desempenho do JT-60 (ponto (7) da Figura 12), funcionando com aquecimento adicional por injeção de partículas neutras, mostrou-se sensivelmente superior que o do D-III-D. Obteve-se cerca de 63 milhões de graus Kelvin para a temperatura iônica e $10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ para o produto $n\tau$. Entretanto, a melhor combinação para o fator de Lawson e a temperatura iônica foi obtida no JET, com $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ para $n\tau$ e cerca de 63 milhões de graus Kelvin (ponto (4) da Figura 12).

11. FUSÃO CONTROLADA NO BRASIL

As pesquisas em fusão controlada no Brasil foram iniciadas na metade da década de 70. Pode-se dizer que alcançamos uma massa crítica de pesquisadores; existem cerca de 40 doutores e 29 mestres trabalhando em várias instituições brasileiras.

Há hoje no Brasil competência demonstrada na pesquisa de confinamento de plasmas em sistemas toroidais do tipo tokamak (Instituto de Física da Universidade de São Paulo (USP)) e em sistemas lineares (Universidade de Campinas (UNICAMP)). Um grande avanço tem sido verificado no desenvolvimento de técnicas de diagnóstico. Em tecnologia destacam-se o desenvolvimento de maçaricos de plasma (UNICAMP e Instituto de Pesquisas Tecnológicas (IPT)) e o projeto de construção de geradores de ondas eletromagnéticas de alta frequência, chamados girotrons (Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE)).

Na área experimental de confinamento magnético os grupos de maior tradição são os da UNICAMP e da USP. O grupo de plasmas da UNICAMP construiu inicialmente dispositivos pequenos de geometria linear e alto beta (θ -pinch), tendo adquirido e colocado em funcionamento em 1982 um θ -pinch mais poderoso chamado Tupã-I. Mais recentemente houve a decisão de se construir um toróide compacto (Torus C-I), que deve estar operacional proximamente.

O Laboratório de Física de Plasmas do Instituto de Física da USP iniciou suas atividades com o Projeto TBR-1 (Tokamak Brasileiro). Trata-se da única máquina deste tipo na América

Latina, tendo sido inteiramente construída no Brasil, começando a operar em regime tokamak em junho de 1980. É uma máquina de pequeno porte (seção circular com raio menor 0,11 m e raio maior 0,30 m) com campo magnético toroidal máximo 0,5 tesla, corrente máxima de plasma 12 mil ampères e temperatura de elétrons de cerca de 1,5 milhões de graus Kelvin. Tem sido dada grande ênfase ao desenvolvimento de diagnósticos e instrumentação, com destaque para a construção de um espectrômetro óptico de grande resolução ($0,04 \times 10^{-10}$ m), sonda eletrostática para íons e elétrons, técnicas para controle de altas correntes, armazenamento de energia e eletrônica digital. Pesquisa-se o controle e a excitação de instabilidades magneto hidrodinâmicas no plasma, a difusão e a turbulência na borda do plasma, a interação do plasma com a superfície interna do vaso do tokamak, etc.. Além destas atividades, está sendo desenvolvido o projeto de um tokamak de médio porte a ser construído na USP, o TBR-2.

12. CONCLUSÕES

As pesquisas em fusão termonuclear controlada vêm se desenvolvendo há mais de trinta e cinco anos. Trata-se de um tempo excessivamente longo? Não nos parece.

Durante este período, muito se aprendeu de física básica ao se tentar compreender o comportamento deste complexo meio material condutor, o plasma. Ao longo destas pesquisas foram desenvolvidas inúmeras aplicações tecnológicas de interesse industrial imediato; é o caso dos maçaricos à plasma (para cor-

te de metais, aquecimento e endurecimento de superfícies), fontes de radiação de alta frequência e alta potência, desenvolvimento de novos materiais, tecnologias de baixas temperaturas, alto vácuo e altos campos magnéticos, robótica, etc..

Os avanços que têm sido obtidos, em todo o mundo, nas pesquisas em fusão controlada são frutos de um trabalho em equipe. Numa interessante simbiose, físicos teóricos, físicos experimentais, engenheiros e técnicos trabalham em problemas que envolvem física básica e aplicada, engenharia, tecnologia e computação — áreas algumas vezes tratadas como estanques — somando seus esforços para atingir um objetivo comum.

Na década de 50, quando as pesquisas em fusão começaram, pensava-se que os problemas poderiam ser resolvidos facilmente e o reator viabilizado em um curto espaço de tempo. Apreendeu-se, contudo, que eles eram muito mais complexos. Boa parte dos problemas puderam ser resolvidos e outros ainda estão sendo tratados. Agora, com mais experiência, imagina-se que se está próximo da solução para o problema da fusão controlada. É com esta expectativa que se tem trabalhado.

Sugestões para Leitura:

- PEASE R.S., "Nuclear Fusion Comes Closer". Nature, vol. 324, Nº 6097, pp. 512-513, 1986.
- SCHWARZCHILD B., "Princeton Tokamak Reaches Record Plasma Ion Temperature". Physics Today, vol. 39 (11), pp. 19-22, 1986.
- VÁRIOS AUTORES, Nuclear Fusion, vol. 25 (9), 1985.
- GILL R.D. (Editor), Plasma Physics and Nuclear Fusion Research. Academic Press Inc. (London) Ltd., 1981.
- COPPI B. e REM J., "The Tokamak Approach in Fusion Research". Scientific American, vol. 227 (7), pp. 65-75, 1972.
- ARTSIMOVICH L.A., "Tokamak Devices". Nuclear Fusion 12, pp. 215-252, 1972.
- GOUCH W.C. e EASTLUND B.J., "The Prospects of Fusion Power". Scientific American, vol. 224 (2), pp. 50-64, 1971.