



República Federativa do Brasil
Ministério da Indústria, Comércio Exterior
e Serviços
Instituto Nacional da Propriedade Industrial

(11) PI 0622299-4 B1

(22) Data do Depósito: 07/03/2006

(45) Data de Concessão: 19/12/2017



(54) Título: SISTEMA DE GERAÇÃO ELÉTRICA VIA PLASMA

(51) Int.Cl.: G21B 1/00; H01J 7/24

(30) Prioridade Unionista: 07/03/2005 US 60/659.525, 07/09/2005 US 60/659.549, 09/03/2005 US 60/659.738

(73) Titular(es): THE REGENTS OF THE UNIVERSITY OF CALIFORNIA

(72) Inventor(es): NORMAN ROSTOKER; MICHL BINDERBAUER; FRANK WESSEL; ALEX CHEUNG; VITALY BYSTRITSKII; YUANXU SONG; MICHAEL ANDERSON; EUSEBIO GARATE; ALAN VANDRIE

“SISTEMA DE GERAÇÃO ELÉTRICA VIA PLASMA”

Dividido do Pedido de Patente de Invenção PI 0609290-0, depositado em 07/03/2006.

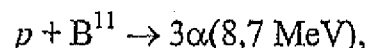
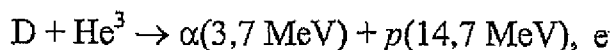
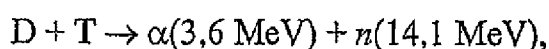
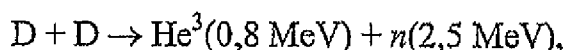
CAMPO DA INVENÇÃO

5 A invenção relaciona-se em geral com o campo de propriedades físicas do plasma e em particular, com métodos e aparelhos para confinar plasma para permitir a fusão nuclear e para converter energia a partir dos produtos da fusão em eletricidade.

ANTECEDENTES DA INVENÇÃO

10 A fusão é o processo pelo qual dois núcleos leves combinam para formar um núcleo mais pesado. O processo de fusão libera uma tremenda quantidade de energia na forma de partículas com movimento rápido. Devido aos núcleos atômicos serem positivamente carregados – devido aos prótons contidos nos mesmos – existe uma força eletrostática repulsiva, ou de Coloumb, entre os mesmos. Para dois núcleos fundirem, esta barreira repulsiva deve ser superada, o que ocorre quando os dois núcleos são aproximados o suficiente
15 onde as forças nucleares de curto alcance tornam-se fortes o suficiente para superar a força de Coulomb e fundem os núcleos. A energia necessária para os núcleos superarem a barreira de Coulomb é proporcionada por suas energias térmicas, as quais devem ser muito altas. Por exemplo, a taxa de fusão pode ser apreciável se a temperatura for pelo menos na ordem de 10^4 eV – correspondendo grosseiramente a 100 milhões de graus Kelvin. A taxa
20 de uma reação de fusão é em função da temperatura, e ela é caracterizada por uma quantidade chamada reatividade. A reatividade de uma reação D-T, por exemplo, possui um pico amplo entre 30 keV e 100 keV.

Reações de fusão típicas incluem:



25 onde D indica deutério, T indica trítio, α indica um núcleo hélio, n indica um nêutron, p indica um próton, He indica hélio, e B^{11} indica Boro-11. Os números nos parênteses em cada equação indicam a energia cinética para os produtos da fusão.

As primeiras duas reações listadas acima – as reações D-D e D-T – são neutronicas, o que significa que a maioria da energia de seus produtos da fusão é transportada por nêutrons rápidos. As desvantagens das reações neutronicas são que (1) o fluxo de nêutrons
30 rápidos cria vários problemas, incluindo dano estrutural das paredes do reator e altos níveis de radioatividade para a maioria dos materiais da construção; e (2) a energia dos nêutrons rápidos é coletada por se convergir sua energia térmica para energia elétrica, o que é muito

ineficiente (menos do que 30%). As vantagens das reações neutronicas são que (1) seus picos de reatividade são em temperatura relativamente baixa, e (2) suas perdas devidas à radiação são relativamente baixas devido aos números atômicos do deutério e do trítio serem 1.

Os reagentes em outras duas equações – $D-He^3$ e $p-B^{11}$ são chamados de combustíveis avançados. Ao invés de produzir nêutrons rápidos, como nas reações neutronicas, seus produtos da fusão são partículas carregadas. Uma vantagem dos combustíveis avançados é que eles criam bem menos nêutrons e portanto, sofrem menos das desvantagens associadas com os mesmos. No caso de $D-He^3$, alguns nêutrons rápidos são produzidos por reações secundárias, mas estes nêutrons são responsáveis por somente cerca de 10 por cento da energia dos produtos da fusão. A reação $p-B^{11}$ é livre dos nêutrons rápidos, apesar de ela realmente produzir alguns nêutrons lentos que resultam a partir de reações secundária, mas criam bem menos problemas. Outra vantagem dos combustíveis avançados é que seus produtos da fusão compreendem partículas carregadas cuja energia cinética pode ser diretamente convertida para eletricidade. Com um processo apropriado de conversão direta de energia, a energia dos produtos da fusão do combustível avançado pode ser coletada com uma alta eficiência, possivelmente em mais de 90 por cento.

Os combustíveis avançados também possuem desvantagens. Por exemplo, os números atômicos dos combustíveis avançados são mais altos (2 para He^2 e 5 para B^{11}). Portanto, suas perdas de radiação são maiores do que nas reações neutronicas. Além disso, é muito mais difícil causar que os combustíveis avançados fundam. Suas reatividades de pico ocorrem em temperaturas muito mais altas e não alcançam uma reatividade tão alta quanto para a D-T. Causar uma reação de fusão com combustíveis avançados desse modo requer que eles sejam levados para um estado de energia mais elevado onde sua reatividade seja significativa. Por consequência, os combustíveis avançados devem estar contidos por um período de tempo mais longo onde eles podem ser levados para as condições apropriadas de fusão.

O tempo de contenção para um plasma é $\Delta t = r^2/D$, onde r é uma dimensão mínima do plasma e D é um coeficiente de difusão. O valor clássico do coeficiente de difusão é $D_c = a_i^2 / \tau_{ie}$, onde a_i é o giro-raio do íon e τ_{ie} é o tempo de colisão íon – elétron. A difusão de acordo com o coeficiente de difusão clássico é chamada de transporte clássico. O coeficiente de difusão de Bohm, atribuído às instabilidades com comprimento de onda curto, é $D_B = (1/16)a_i^2\Omega_i$, onde Ω_i é a giro-freqüência do íon. A difusão, de acordo com esta relação, é chamada de transporte anômalo. Para as condições de fusão, $D_B / D_c = (1/16)\Omega_i\tau_{ie} \cong 10^8$, o transporte anômalo resulta em um tempo de contenção mais curto do que o transporte clássico. Esta relação determina o quanto grande um plasma deve ser em um reator de fusão, pelo requerimento de que o tempo de contenção para uma dada quantidade de plasma deva

ser mais longo do que o tempo para o plasma ter uma reação de fusão nuclear.

Portanto, a condição de transporte clássico é mais desejável em um reator de fusão, permitindo plasmas iniciais menores.

Em experimentos anteriores com o confinamento toroidal de plasma, um tempo de
 5 contenção de $\Delta t \cong r^2/D_B$ foi observado. O progresso nos últimos 40 anos aumentou o tempo
 de contenção para $\Delta t \cong 1000 r^2/D_B$. Um conceito existente de reator de fusão é o Tokamak.
 Pelos últimos 30 anos, os esforços de fusão foram focados no reator Tokamak utilizando um
 combustível D-T. Estes esforços culminaram no Reator Experimental Termonuclear Interna-
 cional (ITER). Experimentos recentes com os Tokamaks sugerem que o transporte clássico,
 10 $\Delta t \cong r^2/D_B$ é possível, caso em que a dimensão mínima do plasma pode ser reduzida de me-
 tros para centímetros. Estes experimentos envolveram a injeção de feixes energéticos (50
 até 100 KeV), para aquecer o plasma para temperaturas de 10 até 30 keV. Veja, de W.
 Heidbrink & G. J. Sadler, 34 *Nuclear Fusion* 535 (1994). Os íons do feixe energético nestes
 experimentos foram observados como desacelerando e se difundindo classicamente, en-
 15 quanto o plasma normal continuava a difundir, de forma anômala, rápido. As razões para
 isto é que os íons do feixe energético possuem um giro-raio grande, e como tal, são insensí-
 veis às flutuações com os comprimentos de onda mais curtos do que o giro-raio do íon ($\lambda <$
 a_i). As flutuações de comprimento de onda curto tendem a se tornar médias através de um
 ciclo e assim se cancelam. Os elétrons, entretanto, possuem um giro-raio muito menor, de
 20 modo que eles respondem às flutuações e ao transporte de forma anômala.

Devido ao transporte anômalo, a dimensão mínima do plasma deve ser pelo menos
 2,8 metros. Devido a esta dimensão, o ITER foi criado com 30 metros de altura e com 30
 metros de diâmetro. Isto é o menor tipo de reator Tokamak D-T que é viável. Para os com-
 bustíveis avançados, tal como D-He³ e p-B¹¹, o reator do tipo Tokamak teria que ser muito
 25 maior devido ao tempo para o íon do combustível ter uma reação nuclear ser muito mais
 longo. Um reator Tokamak utilizando o combustível D-T tem o problema adicional de que a
 maioria da energia da energia dos produtos da fusão é transportada por nêutrons de 14
 MeV, o que causa dano de radiação e induz reatividade em quase todos os materiais da
 construção devido ao fluxo de nêutrons. Em adição, a conversão de sua energia em eletricidade
 30 pode ser por um processo térmico, o qual não é mais do que 30% eficiente.

Outra configuração de reator proposta é um reator de feixe de colisão. Em um rea-
 tor de feixe de colisão, um plasma secundário é bombardeado por feixes de íons. Os feixes
 compreendem íons com uma energia que é muito maior do que o plasma térmico. Produzir
 reações de fusão úteis neste tipo de reator tem sido viável por que o plasma secundário de-
 35 sacelera os feixes de íons. Têm sido feitas várias propostas para reduzir este problema e
 maximizar o número de reações nucleares.

Por exemplo, a Patente US 4.065.351 para Jassby et al., revela um método para

produzir feixes de colisão de fluxo contrário de deutérons e de trítions em um sistema e confinamento toroidal. Na patente US 4.057.462 para Jassby et al., a energia eletromagnética é injetada para neutralizar os efeitos do plasma de equilíbrio a granel arrastado em uma das espécies de íon. O sistema de confinamento toroidal é identificado como um Tokamak. Na

5 Patente US 4.894.199 para Rostoker, feixes de deutério e de trítio são injetados e retidos com a mesma velocidade média em uma configuração Tokamak, de espelho ou de campo reverso. Existe um plasma secundário de resfriamento de baixa densidade para o único propósito de reter os feixes. Os feixes reagem porque eles possuem uma alta temperatura, e a desaceleração é principalmente causada pelos elétrons que acompanham os íons injetados.

10 Os elétrons são aquecidos pelos íons, caso em que a desaceleração é mínima.

Entretanto, em nenhum destes dispositivos, realmente um campo elétrico de equilíbrio representa um papel. Adicionalmente, não existe tentativa para reduzir, ou mesmo considerar, o transporte anômalo.

Outras patentes consideram o confinamento eletrostático de íons, e em alguns casos, o confinamento magnético de elétrons. Estas incluem a Patente US 3.258.402 para Farnsworth e a Patente US 3.386.883 para Farnsworth, as quais revelam o confinamento eletrostático de íons e o confinamento inercial de elétrons; a Patente US 3.530.036 para Hirsch et al., e a Patente US 3.530.497 para Hirsch et al., são similares as para Farnsworth; a Patente US 4.233.537 para Limpacher, a qual revela confinamento eletrostático de íons e

15 confinamento magnético de elétrons com paredes de reflexão de cúspide com vários pólos; e a Patente US 4.826.646 para Bussard, a qual é similar à para Limpacher e envolve cúspides de ponto. Nenhuma destas patentes considera o confinamento eletrostático de elétrons e o confinamento magnético de íons. Apesar de terem existido vários projetos de pesquisa em relação ao confinamento eletrostático de íons, nenhum deles obteve sucesso em

20 estabelecer os campos eletrostáticos requeridos quando os íons possuem a densidade requerida para um reator de fusão. Por fim, nenhuma das patentes citadas acima discute uma topologia magnética com configuração de campo reverso.

A configuração de campo reverso (FRC) foi descoberta acidentalmente ao redor de 1960 no Naval Research Laboratory durante experimentos de configuração de espelho simples. Uma topologia FRC típica, onde o campo magnético interno inverte a direção, é ilustrada na Fig. 3 e na Fig.5, e órbitas de partícula em uma FRC são apresentadas na Fig. 6 e na Fig. 9. Com respeito à FRC, vários programas de pesquisa têm sido suportados nos Estados Unidos e no Japão. Existe um estudo de avaliação abrangente em relação à teoria e aos experimentos da pesquisa FRC de 1960 até 1980. Veja, de M.Tszewski, 28 *Nuclear*

30 *Fusion* 2033, (1988). Um relatório governamental sobre o desenvolvimento da FRC descreve a pesquisa em 1996 e recomendações para pesquisa futura. Veja, de L. C. Steinhauer et al., 30 *Fusion Technology* 116 (1996). Até esta data, nos experimentos FRC, a FRC foi for-

mada com o método de configuração de espelho simples. Uma consequência deste método de formação é que cada um dentre os íons e os elétrons transporta metade da corrente, o que resulta em um campo eletrostático desprezível no plasma e nenhum confinamento eletrostático. Os íons e os elétrons nesta FRC foram contidos magneticamente. Em quase todos os experimentos FRC, o transporte anômalo foi assumido. Veja, por exemplo, de Tuszewski, *Beginning of section 1.5.2*, na página 2072.

Assim, é desejável proporcionar um sistema de fusão possuindo um sistema de contenção que tenda a substancialmente a reduzir ou eliminar o transporte anômalo de íons e de elétrons e um sistema de conversão de energia que converta a energia dos produtos da fusão para eletricidade com alta eficiência.

SUMÁRIO

A presente invenção é direcionada para um sistema que facilita a fusão controlada em um campo magnético possuindo uma topologia de campo reverso e a conversão direta de energia do produto da fusão para energia elétrica. O sistema, referido neste documento como sistema de geração de energia elétrica a partir do plasma (PEG), de preferência inclui um reator de fusão possuindo um sistema de contenção que tende a substancialmente reduzir ou eliminar o transporte anômalo de íons e de elétrons. Em adição, o sistema PEG inclui um sistema de conversão de energia acoplado com o reator que diretamente converte as energias do produto da fusão para eletricidade com alta eficiência.

Em uma modalidade, o transporte anômalo tanto para os íons como para os elétrons tende a ser substancialmente reduzido ou eliminado. O transporte anômalo de íons tende a ser evitado por magneticamente confinar os íons em um campo magnético ou na configuração de campo reverso (FRC). Para os elétrons, o transporte anômalo de energia é evitado por se ajustar um campo magnético externamente aplicado para desenvolver um campo elétrico forte, o qual confina os elétrons eletrostaticamente em um poço de potencial profundo. Como resultado, os plasmas do combustível de fusão que podem ser utilizados com o presente aparelho e processo de confinamento não estão limitados aos combustíveis neutronicos, mas também de forma vantajosa incluem os combustíveis avançados ou aneutronicos. Para os combustíveis aneutronicos, a energia da reação de fusão é quase totalmente na forma de partículas carregadas, isto é, íons energéticos, que podem ser manipuladas em um campo magnético e, dependendo do combustível, causar pouca ou nenhuma radioatividade.

Em uma modalidade preferida, um sistema de contenção de plasma do reator de fusão compreende uma câmara, um gerador de campo magnético para aplicar um campo magnético em uma direção substancialmente ao longo de um eixo fundamental e uma camada de plasma anular que compreende um feixe de circulação de íons. Os íons da camada de feixe de plasma anular estão substancialmente contidos dentro da câmara magnéti-

camente em órbitas e os elétrons estão substancialmente contidos em um poço de energia eletrostática. Em uma modalidade preferida, o gerador de campo magnético inclui uma bobina de corrente. De preferência, o gerador de campo magnético adicionalmente compreende as bobinas de espelho próximas das extremidades da câmara, o que aumenta a magnitude do campo magnético aplicado nas extremidades da câmara. O sistema também compreende um ou mais injetores de feixe para injetar feixes de íon neutralizado dentro do campo magnético, onde o feixe entra em uma órbita devido à força causada pelo campo magnético. Em uma modalidade preferida, o sistema forma um campo magnético possuindo uma topologia de uma configuração de campo reverso.

Em outra modalidade preferida, é proporcionada uma câmara alternativa, a qual impede a formação de correntes de imagem azimutal em uma região central da parede da câmara e permite que o fluxo magnético penetre na câmara em um prazo de execução rápido. A câmara, a qual é principalmente compreendida de aço inoxidável para proporcionar resistência estrutural e boas propriedades de vácuo, inclui interrupções de isolamento axial na parede da câmara que se estendem por quase todo o comprimento da câmara. De preferência, existem três interrupções que estão cerca de 120 graus separadas umas das outras. As interrupções incluem uma fenda ou brecha formada na parede. Um inserto compreendendo um material de isolamento, de preferência, uma cerâmica ou coisa parecida, é inserido dentro das fendas ou brechas. No interior da câmara, uma cobertura de metal cobre o inserto. No exterior da câmara, o inserto é ligado com um painel de vedação, de preferência formado de fibra de vidro ou coisa parecida, que forma uma barreira de vácuo por meio de uma vedação em forma de anel com a superfície de aço inoxidável da parede da câmara.

Ainda em outra modalidade preferida, uma fonte de plasma indutiva, pode ser montada dentro da câmara e inclui uma montagem de bobina de descarga elétrica, que de preferência é alimentada por uma fonte de energia de alta tensão elétrica (cerca de 5 até 15 kV) (não apresentada). Gás neutro, tal como Hidrogênio (ou outro combustível de fusão gasoso apropriado), é introduzido dentro da fonte através de alimentações diretas de gás via um injetor Laval. Uma vez que o gás emane a partir do injetor e se distribua através da superfície dos enrolamentos da bobina da bobina de descarga elétrica, os enrolamentos estão energizados. A corrente ultra-rápida e o aumento do fluxo na bobina de descarga elétrica de indutância leva a um campo elétrico muito elevado dentro do gás, o que causa a tensão de ruptura, a ionização e a subsequente expulsão do plasma formado a partir da superfície da bobina de descarga elétrica em direção ao centro ou ao plano médio da câmara.

Em uma modalidade adicional preferida, um acionamento RF compreende um cicloton quadripolar localizado dentro da câmara e possuindo quatro eletrodos de forma azimutal simétricos com brechas entre os mesmos. O cicloton quadripolar produz uma onda de potencial elétrico que gira na mesma direção que a velocidade azimutal dos íons, mas em uma

velocidade maior. Os íons com velocidade apropriada pode ser retidos nesta onda, e refletidos periodicamente. Este processo aumenta o momento e a energia dos íons do combustível e este aumento é transportado para os íons do combustível que não são retidos pelas colisões.

5 Em outra modalidade, um sistema de conversão direta de energia é utilizado para converter a energia cinética dos produtos da fusão diretamente para energia elétrica por desacelerar as partículas carregadas através de um campo eletro-magnético. De forma vantajosa, o sistema de conversão direta de energia da presente invenção possui as eficiências, as tolerâncias de partícula – energia e a habilidade eletrônica de converter a frequência e a
10 fase da energia de saída da fusão de cerca de 5 MHz para combinar com a frequência de uma grande de energia externa de 60 Hertz.

Em uma modalidade preferida, o sistema de conversão de energia compreende os conversores de cíclotron inversos (ICC) acoplados extremidades opostas do reator de fusão. O ICC possui uma geometria tipo cilindro oco formada a partir de vários, de preferência,
15 quatro ou mais, eletrodos semicilíndricos com brechas pequenas retas se estendendo entre os mesmos. Em operação, um potencial oscilante é aplicado junto aos eletrodos de um modo alternado. O campo elétrico E dentro do ICC possui uma estrutura com vários pólos e dissolve os eixos de simetria e aumenta a linearidade cm o raio; o valor de pico sendo na brecha.

20 Em adição, o ICC inclui um gerador de campo magnético para aplicar um campo magnético unidirecional uniforme em uma direção substancialmente oposta ao campo magnético aplicado don sistema de contenção do reator de fusão. Em uma extremidade mais distante a partir do núcleo de energia do reator de fusão, o ICC inclui um coletor de íon. No meio do núcleo de energia e do ICC está um cúspide magnético simétrico onde o campo
25 magnético do sistema de contenção se funde com o campo magnético do ICC. Um coletor de elétron em formato anular é posicionado ao redor do cúspide magnético e eletricamente acoplado com o coletor de íon.

Ainda em outra modalidade preferida, os núcleos do produto e os elétrons de neutralização de carga emergem como feixes anulares a partir de ambas extremidades do núcleo de energia do reator com uma densidade na qual o vértice magnético separa os elétrons e os íons devido as suas diferenças de energia. Os elétrons seguem a linhas de campo magnético para o coletor de elétron e os íons passam através do vértice, onde as trajetórias dos íons são modificadas para seguir um caminho substancialmente helicoidal ao longo do comprimento do ICC. A energia é removida a partir dos íons à medida que eles passam
30 em espiral pelos eletrodos, os quais estão conectados com um circuito ressonante. A perda de energia perpendicular tende a ser preeminente para íons de mais alta energia que inicialmente circulam próximos dos eletrodos, onde o campo elétrico é mais forte.

Outros aspectos e características da presente invenção irão se tornar aparentes a partir da consideração da descrição seguinte feita em conjunto com os desenhos acompanhantes.

BREVE DESCRIÇÃO DOS DESENHOS

5 As modalidades são ilustradas a título de exemplo, e não de limitação, nas figuras dos desenhos acompanhantes, nos quais números de referência iguais se referem a componentes iguais.

A Fig. 1 apresenta uma vista parcial de uma câmara de confinamento ilustrativa.

A Fig. 2A apresenta uma vista parcial de outra câmara de confinamento ilustrativa.

10 A Fig. 2B apresenta uma vista em corte parcial ao longo da linha 2B – 2B na Fig. 2A.

A Fig. 2C apresenta uma vista detalhada ao longo da linha 2C na Fig. 2B.

A Fig. 2D apresenta uma vista em corte parcial ao longo da linha 2D – 2D na Fig. 2B.

A Fig. 3 apresenta um campo magnético de uma FRC.

15 As Figs. 4A e 4B apresentam, respectivamente, a direção diamagnética e contra-diamagnética em uma FRC.

A Fig. 5 apresenta um sistema de feixe de colisão.

A Fig. 6 apresenta uma órbita bétatron.

20 As Figs. 7A e 7B apresentam, respectivamente, o campo magnético e a direção do deslocamento de gradiente em um FRC.

As Figs. 8A e 8B apresentam, respectivamente, o campo elétrico e a direção do deslocamento $E \rightarrow \times B \rightarrow$ em uma FRC.

As Figs. 9A, 9B e 9C apresentam órbitas de deslocamento de íon.

As Figs. 10A e 10B apresentam a força Lorentz nas extremidades de uma FRC.

25 As Figs. 11A e 11B apresentam o ajuste do campo elétrico e de potência elétrica no sistema de feixe de colisão.

A Fig. 12 apresenta uma distribuição Maxwell.

As Figs. 13A e 13B apresentam transições das órbitas bétatron para órbitas de deslocamento devido às colisões íon – íon de ângulo grande.

30 A Fig. 14 apresenta as órbitas bétatron A, B, C e D quando colisões íon – íon de pequeno ângulo são consideradas.

A Fig. 15 apresenta um feixe de íon neutralizado à medida que ele é eletricamente polarizado.

35 A Fig. 16 é uma vista frontal de um feixe de íon neutralizado à medida que ele entra em contato com o plasma em uma câmara de confinamento.

A Fig. 17 é uma vista de extremidade esquemática de uma câmara de confinamento de acordo com uma modalidade preferida de um procedimento de partida.

A Fig. 18 é uma vista de extremidade de uma câmara de confinamento de acordo com outra modalidade preferida de um procedimento de partida.

A Fig. 19 apresenta traços da sonda de ponto B indicando a formação de uma FRC.

5 A Fig. 20A apresenta uma vista de uma fonte de plasma indutivo que pode ser montada dentro de uma câmara.

As Figs. 20B e 20C apresentam vistas parciais da fonte de plasma indutivo.

As Figs. 21A e 21B apresentam vistas parciais de um sistema de acionamento RF.

A Fig. 21C apresenta um esquema das configurações dipolar e quadripolar.

10 A Fig. 22A apresenta um sistema parcial de geração de energia elétrica a partir do plasma um reator de fusão de feixe de colisão acoplado com um conversor direto de energia de ciclotron inverso.

A Fig. 22B apresenta uma vista de extremidade do conversor de ciclotron inverso na Fig. 19A.

A Fig. 22C apresenta uma órbita de um íon no conversor de ciclotron inverso.

15 A Fig. 23A apresenta um sistema parcial de geração e energia elétrica de plasma compreendendo um reator de fusão de feixe de colisão acoplado com uma modalidade alternativa do conversor de ciclotron inverso.

A Fig. 23B apresenta uma vista de extremidade do conversor de ciclotron inverso na Fig. 20A.

20 A Fig. 24A apresenta uma órbita de partícula dentro de um ciclotron convencional.

A Fig. 24B apresenta um campo elétrico oscilante.

A Fig. 24C apresenta a energia de transformação de uma partícula de aceleração.

A Fig. 25 apresenta um campo elétrico azimutal em brechas entre os eletrodos do ICC que é experimentado por um íon com velocidade angular.

25 A Fig. 26 apresenta uma lente de focalização dupla quadripolar.

As Figs. 27A e 27B apresentam o sistema auxiliar de bobina de campo magnético.

A Fig. 28 apresenta um reator de 100 MW.

A Fig. 29 apresenta o equipamento de suporte do reator.

A Fig. 30 apresenta um sistema de propulsão por empuxo de plasma.

30 A Fig. 31 apresenta os componentes principais de um sistema de propulsão por empuxo de plasma.

A Fig. 32 apresenta um diagrama de blocos do sistema de propulsão de impulso de plasma.

DESCRIÇÃO DETALHADA DAS MODALIDADES PREFERIDAS

35 Como ilustrado nas figuras, um sistema de geração de plasma – energia elétrica (PEG) da presente invenção de preferência inclui um reator de fusão de feixe de colisão (CBFR) acoplado com um sistema de conversão de energia. Como aludido acima, um reator

de fusão ideal resolve o problema de transporte anômalo tanto para os íons como para os elétrons. A solução do problema de transporte anômalo encontrado neste documento faz uso de um sistema de contenção com um campo magnético possuindo uma configuração de campo reverso (FRC). O transporte anômalo de íons é evitado pelo confinamento magnético na FRC de um modo tal que a maioria dos íons possuem órbitas grandes não adiabáticas, tornando os mesmos insensíveis às flutuações com comprimento de onda curto que causam o transporte anômalo de íons adiabáticos. Em particular, a existência de uma região na FRC onde o campo magnético desaparece, torna possível ter um plasma compreendendo uma maioria de íons não adiabáticos. Para os elétrons, o transporte anômalo de energia é evitado por se ajustar o campo magnético externamente aplicado para desenvolver um campo elétrico forte, o qual confina os mesmos eletrostaticamente em um poço de potência profundo.

Os plasmas de combustível de fusão que podem ser utilizados com o presente aparelho e processo de confinamento não estão limitados aos combustíveis neutronicos, tal como D-D (Deutério-Deutério) ou D-T (Deutério-Trítio), mas também, de forma vantajosa, incluem os combustíveis avançados ou aneutronicos, tal como D-He³ (Deutério-Hélio-3) ou p-B¹¹ (Hidrogênio-Boro-11). (Para uma discussão dos combustíveis avançados, veja de R. Feldbacher & M. Heindler, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A271 (1988)JJ-64 (North Holland Amsterdam)). Para tais combustíveis aneutronicos, a energia da reação de fusão é quase totalmente na forma de partículas carregadas, isto é, íons energéticos, que podem ser manipulados em um campo magnético, e dependendo do combustível, causam pouca ou nenhuma radioatividade. A reação D-He³ produz um íon H e um íon He⁴ com energia de 18,2 MeV, enquanto a reação p-B¹¹ produz três íons He⁴ e 8,7 MeV de energia. Baseado na modelagem teórica para um dispositivo de fusão utilizando combustíveis aneutronicos, a eficiência da conversão de energia de saída pode ser tão alta quanto cerca de 90%, como descrito por K. Yoshikawa, T. Noma e Y. Yamamoto em *Fusion Technology*, 19, 870 (1991), por exemplo. Tais eficiências dramaticamente avançam as possibilidades para a fusão aneutronica em uma configuração dimensionável (1 até 1000 MW), compacta e de baixo custo.

Em um processo de conversão direta de energia da presente invenção, as partículas carregadas de produtos da fusão podem ser desaceleradas e sua energia cinética convertida diretamente para eletricidade. De forma vantajosa, o sistema de conversão direta de energia da presente invenção possui as eficiências, tolerâncias de partícula-energia e habilidade eletrônica para converter a frequência e a fase da energia de saída da fusão de cerca de 5 MHz para combinar com a frequência e a fase de uma grade de energia externa de 60 Hertz.

Sistema de Contensão da Fusão

A Fig. 1 ilustra uma modalidade preferida de um sistema de contenção 300 de acordo com a presente invenção. O sistema de contenção 300 compreende uma parede da câmara 305 que define na mesma uma câmara de confinamento 310. De preferência, a câmara 310 é cilíndrica em formato, com o eixo principal 315 ao longo do centro da câmara 310. Para aplicação deste sistema de contenção 300 junto a um reator de fusão, é necessário criar um vácuo ou próximo de vácuo dentro da câmara 310. Concêntrico com o eixo principal 315, está uma bobina de fluxo do betatron 320, localizada dentro da câmara 310. A bobina de fluxo do betatron 320 compreende um meio de transporte de corrente elétrica adaptado para direcionar a corrente ao redor de uma bobina longa, como apresentado, a qual de preferência compreende enrolamentos paralelos com múltiplas bobinas separadas e, mais de preferência, enrolamentos paralelos com cerca de quatro bobinas separadas, para formar uma bobina longa. Os versados na técnica irão apreciar que a corrente através da bobina do betatron 320 irá resultar em um campo magnético dentro da bobina do betatron 320, substancialmente na direção do eixo principal 315.

Ao redor do exterior da parede da câmara 305 está uma bobina externa 325. A bobina externa 325 produz um campo magnético relativamente constante, possuindo fluxo substancialmente paralelo ao eixo principal 315. Este campo magnético é de forma azimutal simétrico. A aproximação de que o campo magnético, devido a bobina externa 325, é constante e paralelo ao eixo 315, é mais válida longe das extremidades da câmara 310. Em cada extremidade da câmara 310 está uma bobina de espelho 330. As bobinas de espelho 330 são adaptadas para produzir um campo magnético aumentado dentro da câmara 310 em cada extremidade, assim curvando as linhas do campo magnético para o interior em cada extremidade. (Veja as Figs. 3 e 5). Como explicado, esta curvatura para o interior das linhas do campo ajuda a conter o plasma 335 em uma região de contenção dentro da câmara 310 geralmente entre as bobinas de espelho 330 por empurrar o mesmo para longe das extremidades, onde ele pode escapar do sistema de contenção 300. As bobinas de espelho 330 podem ser adaptadas para produzir um campo magnético aumentado nas extremidades por vários métodos conhecidos na técnica, incluindo aumentar o número de enrolamentos nas bobinas de espelho 330, aumentar a corrente através das bobinas de espelho 330, ou sobrepor as bobinas de espelho 330 com a bobina externa 325.

A bobina externa 325 e as bobinas de espelho 330 são apresentadas na Fig. 1, implementadas exteriores à parede da câmara 305; entretanto, elas podem ser interiores à câmara 310. Nos casos onde a parede da câmara 305 é construída de um material condutivo, tal como metal, pode ser vantajoso colocar as bobinas 325, 330, dentro da parede da câmara 305, porque o tempo que leva para o campo magnético difundir através da parede 305 pode ser relativamente grande a assim causar que o sistema 300 reaja muito lentamente. De forma similar, a câmara 310 pode ser do formato de um cilindro oco, a parede da câ-

mara 305 formando um aro anular longo. Em tal caso, a bobina de fluxo do bétatron 320 poderia ser implementada fora da parede da câmara 305 no centro deste aro anular. De preferência, a parede interna formando o centro do aro anular pode compreender um material não condutivo, tal como vidro. Como irá se tornar aparente, a câmara 310 deve ter tamanho suficiente e formato para permitir que o feixe ou a camada de plasma circulante 335 gire ao redor do eixo principal 315 em um dado raio.

A parede da câmara 305 pode ser formada de um material possuindo uma alta permeabilidade magnética, tal como aço. Em tal caso, a parede da câmara 305, devido às contra-correntes induzidas no material, ajuda a manter o fluxo magnético sem escapar da câmara 310, “comprimindo” o mesmo. Se a parede da câmara fosse para ser feita de um material possuindo baixa permeabilidade magnética, tal como vidro de plástico (acrílico), outro dispositivo para conter o fluxo magnético seria necessário. Em tal caso, uma série de aros de metal planos de circuito fechado poderia ser proporcionada. Estes aros, conhecidos na técnica como delimitadores de fluxo, seriam proporcionados dentro das bobinas externa 325, mas fora do feixe de plasma de circulação 335. Adicionalmente, estes delimitadores de fluxo poderiam ser passivos ou ativos, onde os delimitadores de fluxo ativos seriam acionados com uma corrente predeterminada para maior facilidade da contenção do fluxo magnético dentro da câmara 310. Alternativamente, as próprias bobinas externas 325 poderiam servir como delimitadores de fluxo.

Como explicado em detalhes adicionais abaixo, um feixe de plasma de circulação 335, compreendendo partículas carregadas, pode ser contido dentro da câmara 310 por uma força Lorentz causada pelo campo magnético devido à bobina externa 325. Como tal, os íons no feixe de plasma 335 são magneticamente contidos em grandes órbitas de bétatron ao redor das linhas de fluxo a partir da bobina externa 325, as quais são paralelas ao eixo principal 315. Uma ou mais portas de injeção de feixe 340 também são proporcionadas para adicionar íons de plasma para o feixe de plasma de circulação 335, na câmara 310. Em uma modalidade preferida, as portas de injeção 340 são adaptadas para injetar um feixe de íon, mais ou menos na mesma posição radial a partir do eixo principal 315 onde o feixe de plasma de circulação 335 está contido (isto é, ao redor de uma superfície nula descrita abaixo). Adicionalmente, as portas injetoras 340 são adaptadas para injetar os feixes de íon 350 (veja a Fig. 17) tangente e na direção da órbita bétatron do feixe de plasma contido 335.

Também são proporcionadas uma ou mais fontes de plasma secundário 345 para injeção de uma nuvem de plasma não energética dentro da câmara 310. Em uma modalidade preferida, as fontes de plasma secundário 345 são adaptadas para direcionar o plasma 335 para o centro axial da câmara 310. Foi verificado que direcionar o plasma deste modo ajuda a melhor conter o plasma 335 e leva a uma maior densidade do plasma 335 na região de contenção dentro da câmara 310.

Câmara de Vácuo

Como descrito acima, a aplicação do sistema de contensão de um CBFR, é necessário criar um vácuo ou próximo de vácuo dentro da câmara. Desde que as interações (dispersão, troca de carga) entre os elementos neutros e o combustível de plasma sempre apresenta um canal de perda de energia, é crítico limitar a densidade residual na câmara do reator. Adicionalmente, impurezas resultantes das câmaras evacuadas de forma ruim, podem levar a reações colaterais de contaminação durante a operação e podem drenar uma quantidade exorbitante de energia durante a partida à medida que o sistema tem que queimar completamente estes resíduos.

Para alcançar um vácuo de bom nível, normalmente é envolvido o uso de câmaras e portas de aço inoxidável, bem como materiais com baixa liberação de gases. No caso de metais, as boas propriedades de vácuo são adicionalmente emparelhadas com boas características estruturais. Entretanto, materiais condutivos, tal como aço inoxidável ou coisa parecida, apresentam vários problemas com respeito às suas propriedades elétricas. Apesar destes efeitos negativos estarem todos ligados, eles próprios de manifestam de modos diferentes. Entre as características mais negativas, estão: difusão retardada de campos magnéticos através das paredes da câmara, acumulação de cargas elétricas nas superfícies, alteração drástica dos tempos de resposta do sistema aos sinais transitórios, bem como formação de correntes de imagem nas superfícies que afetam a topologia magnética desejada. Materiais que não possuem estas características indesejáveis e exibem boas propriedades de vácuo são isolantes, tal como cerâmicas, vidro, quartzo e até um menor grau, fibras de carbono. O problema principal com estes materiais é a integridade estrutural, bem como o potencial para dano acidental. Os problemas de fabricação, tal como ruim capacidade de trabalho à máquina de cerâmicas, são limitações adicionais.

Em uma modalidade, como representada nas Figs. 2A, 2B, 2C e 2D, uma câmara alternativa 1320 é proporcionada, a qual minimiza estes problemas. A câmara 1310 do CBFR, de preferência é principalmente compreendida de um metal, de preferência aço inoxidável ou coisa parecida, para proporcionar resistência estrutural e boas propriedades de vácuo. Entretanto, a parede cilíndrica 1311 da câmara 1310 inclui as interrupções de isolamento axiais 1360 na parede 1311 que se estendem ao longo de quase todo o comprimento da câmara 1310 na parte central da câmara 1310 ou da região de núcleo de energia do CBFR. De preferência, como representado na Fig. 2B, existem três interrupções 1360 que estão cerca de 120 graus separadas uma da outra. As interrupções 1360, como representadas na Fig. 2C, incluem uma fenda ou brecha 1362 na parede 1311 da câmara 1310 com uma ranhura ou acento de vedação 1369 formado ao redor da periferia da fenda 1362. Uma vedação de anel em O 1367 é recebida na ranhura 1369. As fendas 1362, como representadas na Fig. 2D, se estendem por quase todo o comprimento da câmara 1310, deixando

material inoxidável suficiente formando uma parte de forma azimutal contínua da parede 1311 próxima das duas extremidades para proporcionar integridade estrutural e para permitir vedações de vácuo de boa qualidade nas extremidades. Para integridade estrutural aperfeiçoada e para a prevenção de implosão, a câmara 1310, como representada na Fig. 2A, de preferência inclui vários conjuntos de nervuras azimutais parciais 1370 que são de forma inteiriça formadas com a parede da câmara 1311 ou acopladas com a superfície da parede da câmara 1311 por soldagem ou coisa parecida.

Como representado na Fig. 2C, a brecha 1362 é preenchida com um inserto 1364 formado de material cerâmico. O inserto 1364 se estende ligeiramente para dentro da câmara 1310 e é coberto no interior por uma cobertura de metal 1366 para impedir a emissão de plasma secundário de colidir com os íons de plasma principal a partir do feixe de plasma de circulação com o material cerâmico. No exterior da câmara 1310, o inserto 1364 é ligado com um painel de vedação 1365 que forma uma barreira de vácuo por meio de uma vedação em forma de anel em O 1367 com a superfície de aço inoxidável da parede da câmara 1311. Para preservar as propriedades de vácuo desejadas, o painel de vedação 1365 de preferência é formado de um substrato, de preferência fibra de vidro ou coisa parecida, que é mais flexível e cria uma vedação mais firme com o anel em O 1367 do que seria criado por um material cerâmico, especialmente quando a pressão para o interior ligeiramente deforma a câmara 1310.

Os insertos ou isoladores de cerâmica 1364 dentro das fendas 1362 de preferência impedem a corrente de arqueação através das brechas 1362 e assim, impedem a formação de correntes de imagem azimutais na parede da câmaras 1311. As correntes de imagem são uma manifestação da Lei de Lenz, a qual é a tendência da natureza a reagir contra qualquer alteração no fluxo: por exemplo, a alteração no fluxo que ocorre na bobina de fluxo 1320 durante a formação de uma FRC, como descrito abaixo. Sem as fendas 1362 na parede cilíndrica 1311 da câmara 1310, o fluxo que se altera na bobina de fluxo 1320 causa que uma corrente indutivamente induzida igual e oposta se forme na parede de aço inoxidável 1311, de modo a cancelar a alteração do fluxo magnético dentro da câmara 1310. Enquanto as correntes de imagem induzidas seriam mais fracas (devido as perdas indutivas) do que a corrente aplicada junto à bobina de fluxo 1320, a corrente de imagem tende a fortemente reduzir o campo magnético de confinamento ou aplicado dentro da câmara 1310, o qual, quando não endereçado, tende a de forma negativa afetar a topologia do campo magnético e a alterar as características de confinamento dentro da câmara 1310. A existência das fendas 1362 impede as correntes de imagem azimutais de se formarem na parede 1311 em direção ao plano médio da câmara 1310 longe das extremidades da câmara 1310 na parte de forma azimutal contínua da parede 1311. As únicas correntes de imagem que podem ser transportadas pela parede da câmara 1311 em direção ao plano médio longe das extremi-

dades da câmara 1310 são correntes muito fracas que fluem paralelas ao eixo geométrico longitudinal das fendas 1362. Tais correntes não possuem impacto sobre os campos de confinamento magnético axiais da FRC à medida que os campos de imagem magnética produzidos pelas correntes de imagem longitudinalmente percorrendo a parede da câmara 1311

5 somente exibem componentes radial e azimutal. As correntes de imagem azimutais formadas na parte de condução de forma azimutal contínua da parede 1311 próximo das extremidades da câmara 1310 não tendem a afetar de forma negativa e / ou alterar as características de confinamento dentro da câmara 1310 à medida que a topologia magnética nesta vizinhança não é importante para o confinamento do plasma.

10 Em adição a impedir a formação de correntes de imagem azimutais na parede da câmara 1311, as fendas 1362 proporcionam um meio para o fluxo magnético a partir do campo e das bobinas de espelho 1325 e 1330 penetrar na câmara 1310 em um intervalo de tempo rápido. As fendas 1362 permitem o ajuste fino em nível de sub-milissegundo e o controle de realimentação do campo magnético aplicado como um resultado.

15 Partículas Carregadas em uma FRC

A Fig. 3 apresenta um campo magnético de uma FRC 70. O sistema possui simetria cilíndrica com respeito ao seu eixo geométrico 78. Na FRC, existem duas regiões de linhas de campo magnético: aberta 80 e fechada 82. A superfície dividindo as duas regiões é chamada de separatriz 84. A FRC forma uma superfície nula cilíndrica 86 na qual o campo magnético desaparece. Na parte central 88 da FRC, o campo magnético não se altera de

20 forma apreciável na direção axial. Nas extremidades 90, o campo magnético não se altera de forma apreciável na direção axial. O campo magnético ao longo do eixo geométrico central 78 inverte a direção na FRC, o que dá origem ao termo "Reverso" na Configuração de Campo Reverso (FRC).

25 Na Fig. 4A, o campo magnético fora da superfície nula 94 está em uma primeira direção 96. O campo magnético dentro da superfície nula 94 está em uma segunda direção 98 oposta à primeira. Se um íon se mover na direção 100, a força de Lorentz 30 atuando no mesmo, aponta em direção à superfície nula 94. Isto é facilmente apreciado pela aplicação da regra do lado direito. Para partículas se movendo na direção diamagnética 102, a força de Lorentz sempre aponta em direção à superfície nula 94. Este fenômeno dá origem a uma

30 órbita de partícula chamada de órbita bétatron, a ser descrita abaixo.

A Fig. 4B apresenta um íon se movendo na direção contra-diamagnética 104. A força de Lorentz neste caso aponta para longe da superfície nula 94. Este fenômeno dá origem a um tipo de órbita chamada de órbita de deslocamento, a ser descrita abaixo. A direção

35 diamagnética para íons é contra-diamagnética para elétrons, e vice versa.

A Fig. 5 apresenta um aro ou camada anular de plasma 106 girando na direção diamagnética dos íons 102. O aro 106 está localizado ao redor da superfície nula 86. O cam-

po magnético 108 criado pela camada de plasma anular 106, em combinação com um campo magnético externamente aplicado 110, forma um campo magnético possuindo a topologia de uma FRC (a topologia é apresentada na Fig. 3).

O feixe de íon que forma a camada de plasma 106 possui uma temperatura; portanto, as velocidades dos íons formam uma distribuição de Maxwell em um quadro girando na velocidade angular média do feixe de íon. As colisões entre os íons com diferentes velocidades levam às reações de fusão. Por esta razão, a camada de feixe de plasma ou o núcleo de energia 106 é chamado de um sistema de feixe de colisão.

A Fig. 6 apresenta um tipo principal de órbitas de íon em um sistema de feixe de colisão, chamada de órbita betatron 112. Uma órbita betatron 112 pode ser expressa como uma onda seno centralizada no círculo nulo 114. Como explicado acima, o campo magnético no círculo nulo 114 desaparece. O plano da órbita 112 é perpendicular ao eixo geométrico 78 da FRC. Os íons nesta órbita 112 se movem em sua direção diamagnética 102 a partir de um ponto inicial 116. Um íon em uma órbita betatron possui dois movimentos: uma oscilação na direção radial (perpendicular ao círculo nulo 114), e uma translação ao longo do círculo nulo 114.

A Fig. 7A é um gráfico do campo magnético 118 em uma FRC. O eixo geométrico horizontal do gráfico representa a distância em centímetros a partir do eixo geométrico da FRC 78. O campo magnético está em quilogauss. Como o gráfico representa, o campo magnético 118 desaparece no raio do círculo nulo 120.

Como apresentado na Fig. 7B, uma partícula movendo-se próxima do círculo nulo irá ver um gradiente 126 do campo magnético apontado para longe da superfície nula 86. O campo magnético fora do círculo nulo é em uma primeira direção 122, enquanto o campo magnético dentro do círculo nulo está em uma segunda direção 124 oposta à primeira. A direção de um deslocamento de gradiente é dada pelo produto vetorial $\vec{B} \times \nabla B$, onde ∇B é o gradiente do campo magnético; assim, pode ser apreciado por se aplicar a regra do lado direito que a direção do deslocamento do gradiente está na direção contra-diamagnética, quer o íon esteja fora ou dentro do círculo nulo 128.

A Fig. 8A é um gráfico do campo elétrico 130 em uma FRC. O eixo geométrico horizontal do gráfico representa a distância em centímetros a partir do eixo geométrico da FRC 78. O campo elétrico é em volts / cm. Como o gráfico representa, o campo elétrico 130 desaparece próximo do raio do círculo nulo 120.

Como apresentado na Fig. 8B, o campo elétrico para os íons é de retirada de confinamento; ele aponta nas direções 132, 134 para longe da superfície nula 86. O campo magnético, como antes, é nas direções opostas 122, 124 dentro e fora da superfície nula 86. Pode ser apreciado pela aplicação da regra do lado direito que a direção do deslocamento $\vec{E} \times \vec{B}$ é na direção diamagnética 102, quer o íon esteja fora ou dentro da superfície nula

136.

As Figs. 9A e 9B apresentam outro tipo de órbita comum em uma FRC, chamada de órbita de deslocamento 138. As órbitas de deslocamento 138 podem ser fora da superfície nula 114, como apresentado na Fig. 9A, ou dentro da mesma, como apresentado na Fig. 9B. As órbitas de deslocamento 138 giram na direção diamagnética se o deslocamento $E \rightarrow$ $\times B \rightarrow$ dominar ou na direção contra-diamagnética se o deslocamento de gradiente dominar. As órbitas de deslocamento 138 apresentadas nas Figs. 9A e 9B giram na direção diamagnética 102 a partir do ponto inicial 116.

Uma órbita de deslocamento, como apresentado na Fig. 9C, pode ser pensada como um pequeno círculo girando sobre um círculo relativamente maior. O pequeno círculo 142 gira ao redor de seu eixo geométrico no sentido 144. Ele também gira sobre o círculo grande 146 na direção 102. O ponto 140 irá traçar no espaço um caminho similar ao 138.

As Figs. 10A e 10B apresentam a direção da força de Lorentz nas extremidades de uma FRC 151. Na Fig. 10A, um íon é apresentado se movendo na direção diamagnética 102, com uma velocidade 148 em um campo magnético 150. Pode ser apreciado pela aplicação da lei do lado direito que a força de Lorentz 152 tende a empurrar o íon de volta para dentro da região das linhas de campo fechado. Portanto, neste caso, a força de Lorentz 152 é confinante para os íons. Na Fig. 10B, um íon é apresentado se movendo na direção contra-diamagnética com uma velocidade 148 em um campo magnético 150. Pode ser apreciado pela aplicação da regra do lado direito que a força de Lorentz 152 tende a empurrar o íon para dentro da região das linhas de campo aberto. Neste caso, portanto, a força de Lorentz 152 é de retirada de confinamento para os íons.

Confinamento Magnético e Eletrostático em uma FRC

Uma camada de plasma 106 (veja a Fig. 5) pode ser formada em uma FRC pela injeção de feixes de íon energético ao redor da superfície nula 86 na direção diamagnética 102 dos íons. (Uma discussão detalhada de diferentes métodos para formar a FRC e o anel de plasma se segue abaixo). Na camada de plasma de circulação 106, a maior parte dos íons possui órbitas bétatron 112 (veja a Fig. 6), são energéticos, e não são adiabáticos; assim, eles são insensíveis às flutuações de comprimento de onda curto que causam transporte anômalo.

Em uma camada de plasma 106 formada em uma FRC e sob condições de equilíbrio, a conservação de momento impõe uma relação entre a velocidade angular dos íons ω_i e a velocidade angular dos elétrons ω_e . A relação é

$$\omega_e = \omega_i \left[1 - \frac{\omega_i}{\Omega_0} \right], \text{ onde } \Omega_0 = \frac{ZeB_0}{m_i c}. \quad (1)$$

Na Eq. 1, Z é um número atômico do íon, m_i é a massa do íon, e e é a carga do elé-

tron, B_0 é a magnitude do campo magnético aplicado, e c é a velocidade da luz. Existem três parâmetros livres nesta relação: o campo magnético aplicado B_0 , a velocidade angular do elétron ω_e , e a velocidade angular do íon ω_i . Se dois dos mesmos forem conhecidos, o terceiro pode ser determinado a partir da Eq. 1.

- 5 Devido ao fato da camada de plasma 106 ser formada pela injeção de feixes de íon dentro da FRC, a velocidade angular dos íons ω_i é determinada pela energia cinética de injeção do feixe W_i , a qual é dada por:

$$W_i = \frac{1}{2} m_i V_i^2 = \frac{1}{2} m_i (\omega_i r_o)^2 \quad (2)$$

- 10 Aqui, $V_i = \omega_i r_o$, onde V_i é a velocidade de injeção de íons, ω_i é a frequência de ciclotron dos íons, e r_o é o raio da superfície nula 86. A energia cinética dos elétrons no feixe foi ignorada porque a massa do elétron m_e é muito menor do que a massa do íon m_i .

- 15 Para uma velocidade de injeção fixa do feixe (ω_i fixa), o campo magnético aplicado B_0 pode ser ajustado de modo que valores diferentes de ω_e possam ser obtidos. Como será apresentado, ajustar o campo magnético B_0 também dá origem a diferentes valores do campo eletrostático dentro da camada de plasma. Este aspecto da invenção é ilustrado nas Figs. 11A e 11B. A Fig. 11A apresenta três representações gráficas do campo elétrico (em volts / cm) obtidas para a mesma velocidade de injeção, $\omega_i = 1,35 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, mas para três valores diferentes do campo magnético aplicado B_0 :

Representação Gráfica	Campo Magnético Aplicado (B_0)	Velocidade Angular do Elétron (ω_e)
154	$B_0 = 2,77 \text{ kG}$	$\omega_e = 0$
156	$B_0 = 5,15 \text{ kG}$	$\omega_e = 0,625 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$
158	$B_0 = 15,5 \text{ kG}$	$\omega_e = 1,11 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$

- 20 Os valores de ω_e na tabela acima foram determinados de acordo com Eq. 1. Pode ser apreciado que $\omega_e > 0$ significa $\Omega_0 > \omega_i$ na Eq. 1, de modo que os elétrons giram em sua direção contra-diamagnética. A Fig. 11B apresenta o potencial elétrico (em volts) para o mesmo conjunto de valores de B_0 e ω_e . O eixo geométrico horizontal nas Figs. 11A e 11B representa a distância a partir do eixo geométrico FRC 78, apresentado no gráfico em centímetros. O campo elétrico e o potencial elétrico dependem muito de ω_e .

- 25 Os resultados acima podem ser explicados em terrenos físicos simples. Quando os íons giram na direção diamagnética, os íons são confinados magneticamente pela força de Lorentz. Isto foi apresentado na Fig. 4A. Para elétrons, girando na mesma direção que os íons, a força de Lorentz é na direção oposta, de modo que os elétrons não seriam confinados. Os elétrons deixam o plasma e, como resultado, um excedente de carga positiva é criado. Isto configura um campo elétrico que impede outros elétrons de deixarem o plasma. A

direção e a magnitude deste campo elétrico, em equilíbrio, são determinadas pela conservação de momento.

O campo elétrico executa um papel essencial no transporte tanto dos elétrons como dos íons. Por consequência, um aspecto importante desta invenção é que um campo eletrostático forte é criado dentro da camada de plasma 106, a magnitude deste campo eletrostático é controlada pelo valor do campo magnético aplicado B_0 , o qual pode ser facilmente ajustado.

Como explicado, o campo eletrostático é de confinamento para os elétrons se $\omega_e > 0$. Como apresentado na Fig. 11B, a profundidade do poço pode ser aumentada pelo ajuste do campo magnético aplicado B_0 . Exceto para uma região muito estreita próxima do círculo nulo, os elétrons sempre possuem um pequeno giro-raio. Portanto, os elétrons respondem às flutuações de comprimento de onda curto com uma taxa de difusão de forma anômala rápida. Esta difusão, na verdade, ajuda a manter o poço de potencial, uma vez que a reação de fusão ocorra. Os íons do produto da fusão, sendo de muito maior energia, deixam o plasma. Para manter a quase neutralidade da carga, os produtos da fusão devem puxar os elétrons para fora do plasma com os mesmos, principalmente pegando os elétrons a partir da superfície da camada de plasma. A densidade dos elétrons na superfície do plasma é muito baixa, e os elétrons que deixam o plasma com os produtos da fusão devem ser substituídos; caso contrário, o poço de potencial desapareceria.

A Fig. 12 apresenta uma distribuição de Maxwellian 162 dos elétrons. Somente elétrons muito energéticos a partir da parte traseira 160 da distribuição de Maxwell podem alcançar a superfície do plasma e deixar os íons da fusão. A parte traseira 160 da distribuição 162 é desse modo continuamente criada pelas colisões de elétron – elétron na região de alta densidade próxima da superfície nula. Os elétrons energéticos ainda possuem um pequeno giro-raio, de modo que a difusão anômala permite aos mesmos alcançarem a superfície rápido o suficiente para acomodar os íons do produto da fusão partindo. Os elétrons energéticos perdem sua energia ascendendo o poço de potencial e sair com muito pouca energia. Apesar dos elétrons poderem atravessar o campo magnético rapidamente, devido ao transporte anômalo, perdas anômalas de energia tendem a ser evitadas devido à pouca energia que é transportada.

Outra consequência do poço de potencial é um mecanismo forte de resfriamento para elétrons que é similar ao resfriamento por evaporação. Por exemplo, para a água evaporar, ela deve ser fornecida para o calor latente da vaporização. Este calor é fornecido pela água líquida restante e pelo meio envolvente, o qual então termaliza rapidamente até uma temperatura inferior mais rápido do que os processos de transporte de calor podem substituir a energia. De forma similar, para elétrons, a profundidade do poço de potencial é equivalente ao calor de vaporização latente da água. Os elétrons fornecem a energia requerida

para ascender o poço de potencial pelo processo de termalização que fornece novamente a energia da parte traseira de Maxwell de modo que os elétrons podem escapar. Assim, o processo de termalização resulta em uma temperatura inferior do elétron, à medida que ele é muito mais rápido do que qualquer processo de aquecimento. Devido à diferença de massa entre elétrons e prótons, o tempo de transferência de energia a partir dos prótons é cerca de 1800 vezes menor do que o tempo de termalização do elétron. Este mecanismo de resfriamento também reduz a perda de radiação dos elétrons. Isto é particularmente importante para combustíveis avançados, onde as perdas de radiação acentuadas pelos íons de combustível com um número atômico Z maior do que 1; $Z > 1$.

O campo eletrostático também afeta o transporte de íon. A maior parte das órbitas de partícula na camada de plasma 106 são órbitas bétatron 112. Colisões de ângulo grande, ou seja, colisões com ângulos de dispersão entre 90° e 180° podem alterar uma órbita bétatron para uma órbita de deslocamento. Como descrito acima, a direção de rotação da órbita de deslocamento é determinada por uma competição entre o deslocamento $E \rightarrow \times B \rightarrow$ e o deslocamento de gradiente. Se o deslocamento $E \rightarrow \times B \rightarrow$ dominar, a órbita de deslocamento gira na direção diamagnética. Se o deslocamento de gradiente dominar, a órbita de deslocamento gira na direção contra-diamagnética. Isto é apresentado nas Figs. 13A e 13B. A Fig. 13A apresenta uma transição de uma órbita bétatron para uma órbita de deslocamento devido a uma colisão de 180° , a qual ocorre no ponto 172. A órbita de deslocamento continua a girar na direção diamagnética porque o deslocamento $E \rightarrow \times B \rightarrow$ domina. A Fig. 13B apresenta outra colisão de 180° , mas neste caso o campo eletrostático é fraco e o deslocamento de gradiente domina. A órbita de deslocamento desse modo gira na direção contra-diamagnética.

A direção de rotação da órbita de deslocamento determina se ela é confinada ou não. Uma partícula se movendo em uma órbita de deslocamento também irá ter uma velocidade paralela ao eixo geométrico da FRC. A hora em que ela pega a partícula para ir de uma extremidade da FRC para a outra, como resultado de seu movimento paralelo, é chamado de tempo de trânsito; assim, as órbitas de deslocamento alcançam uma extremidade da FRC em um tempo na ordem do tempo de trânsito. Como apresentado em conexão com a Fig. 10A, a força de Lorentz nas extremidades da FRC é de confinamento, somente para órbitas de deslocamento girando na direção diamagnética. Após um tempo de trânsito, portanto, os íons nas órbitas de deslocamento girando na direção contra-diamagnética são perdidos.

Este fenômeno considera um mecanismo de perda para os íons, o qual é esperado de ter existido em todos os experimentos FRC. Na verdade, nestes experimentos, os íons transportaram metade da corrente e os elétrons transportaram a outra metade. Nestas condições, o campo elétrico dentro do plasma era desprezível, e o deslocamento de gradiente

sempre dominou o deslocamento $E \rightarrow \times B \rightarrow$. Por conseqüência, todas as órbitas de deslocamento produzidas pelas colisões de ângulo grande foram perdidas após um tempo de trânsito. Estes experimentos relataram taxas de difusão de íon que foram mais rápidas do que estas praticadas pelas estimativas clássicas de difusão.

5 Se existir um campo eletrostático forte, o deslocamento $E \rightarrow \times B \rightarrow$ domina o deslocamento de gradiente, e as órbitas de deslocamento giram na direção diamagnética. Isto foi apresentado acima em conexão com a Fig. 13A. Quando estas órbitas alcançam as extremidades da FRC, elas são refletidas de volta para dentro da região de linhas de campo fechado pela força de Lorentz; assim, elas permanecem confinadas no sistema.

10 Os campos eletrostáticos no sistema de feixe de colisão podem ser fortes o suficiente, de modo que o deslocamento $E \rightarrow \times B \rightarrow$ domina o deslocamento de gradiente. Assim, o campo eletrostático do sistema evitaria o transporte de íon por eliminar este mecanismo de perda de íon, o qual é similar a um cone de perda em um dispositivo de espelho.

Outro aspecto da difusão de íon pode ser apreciado por se considerar o efeito das
15 colisões elétron – íon de ângulo pequeno nas órbitas bétatron. A Fig. 14A apresenta uma órbita bétatron 112; a Fig. 14B apresenta a mesma órbita 112 quando colisões elétron – íon de ângulo pequeno são consideradas 174; a Fig. 14C apresenta a órbita da Fig. 14B seguida por um tempo que é mais longo por um fator de dez 176; e a Fig. 14D apresenta a órbita da Fig. 14B seguida por um tempo mais longo por um fator de vinte 178. Pode ser visto que
20 a topologia das órbitas bétatron não se altera devido às colisões elétron – íon de ângulo pequeno; entretanto, a amplitude de suas oscilações radiais cresce com o tempo. Na verdade, as órbitas apresentadas nas Figs. 14A até 14D se ampliam com o tempo, o que indica difusão clássica.

Formação da FRC

25 Procedimentos convencionais utilizados para formar uma FRC principalmente empregam o procedimento de campo reverso de configuração de espelho simples. Neste método convencional, um campo de polaridade magnética é aplicado por bobinas externas envolvendo uma câmara enchida novamente com gás neutro. Uma vez que isto tenha ocorrido, o gás é ionizado e o campo de polaridade magnética é congelado no plasma. A seguir, a
30 corrente nas bobinas externas é rapidamente invertida e as linhas do campo magnético de forma oposta orientadas se conectam com as linhas anteriormente congeladas, para formar a topologia fechada da FRC (veja a Fig. 3). Este processo de formação é muito empírico e quase não existe dispositivo para controlar a formação da FRC. O método possui pouca capacidade de reprodução e nenhuma capacidade de ajuste como resultado.

35 Em contraste, os métodos de formação da FRC da presente invenção permitem amplo controle e proporcionam um processo muito mais transparente e reproduzível. Na verdade, a FRC formada pelos métodos da presente invenção pode ser ajustada e seu forma-

to, bem como outras propriedades, podem ser diretamente influenciados pela manipulação do campo magnético aplicado pelas bobinas de campo externo 325. A formação da FRC pelos métodos da presente invenção também resulta na formação do campo elétrico e do poço de potencial da maneira descrita em detalhes acima. Além disso, o presente método

5 pode ser facilmente estendido para acelerar a FRC para os parâmetros de nível de reator e para correntes de combustível de alta energia, e de forma vantajosa permite o confinamento clássico dos íons. Adicionalmente, a técnica pode ser empregada em um dispositivo compacto e é muito robusta, bem como fácil de implementar – tudo isto são características altamente desejáveis para sistemas de reator.

10 No presente método, a formação da FRC se relaciona com o feixe de plasma circulante 335. Pode ser apreciado que o feixe de plasma circulante 335, devido ao fato dele ser uma corrente, cria um campo magnético poloidal, como faria uma corrente elétrica em um fio circular. Dentro do feixe de plasma circulante 335, o próprio campo magnético que ele induz se opõe ao campo magnético externamente aplicado devido à bobina externa 325. Fora do

15 feixe de plasma 335, o próprio campo magnético é na mesma direção que o campo magnético aplicado. Quando a corrente de íon do plasma é suficientemente grande, o próprio campo supera o campo aplicado, e o campo magnético se inverte dentro do feixe de plasma circulante 335, desse modo formando uma topologia FRC como apresentada nas Figs. 3 e 5.

20 Os requerimentos para o campo reverso podem ser estimados com um modelo simples. Considere uma corrente elétrica I_p transportada por um círculo de raio principal r_0 e um raio secundário $a \ll r_0$. O campo magnético no centro do círculo normal ao círculo é $B_p = 2\pi I_p / (cr_0)$. Assuma que a corrente do círculo $I_p = N_p e (\Omega_0 / 2\pi)$ é transportada por N_p íons que possuem uma velocidade angular Ω_0 . Para um único íon circulando no raio $r_0 = V_0 / \Omega_0$,

25 $\Omega_0 = eB_0 / m_i c$ é a frequência ciclotron para um campo magnético externo B_0 . Assuma que V_0 é a velocidade média dos íons do feixe. O campo reverso é definido como:

$$B_p = \frac{N_p e \Omega_0}{r_0 c} \geq 2B_0, \quad (3)$$

o que implica que $N_p > 2 r_0 / \alpha_i$ e

$$I_p \geq \frac{eV_0}{\pi\alpha_i}, \quad (4)$$

onde $\alpha_i = e^2 / m_i c^2 = 1,57 \times 10^{-16}$ cm e a energia do feixe de íon é $\frac{1}{2} m_i V_0^2$. No modelo unidimensional, o campo magnético a partir da corrente de plasma é $B_p = (2\pi / c) i_p$, onde

30 i_p é a corrente por unidade de comprimento. O requerimento de campo reverso é $i_p > eV_0 / \pi r_0 \alpha_i = 0,225$ kA / cm, onde $B_0 = 69,3$ G e $\frac{1}{2} m_i V_0^2 = 100$ eV. Para um modelo com círculos periódicos e é tirada a média para B_z através da coordenada axial $(B_z) = (2\pi / c) (I_p / s)$ (s é o

espaçamento do círculo), se $s = r_0$, este modelo teria o mesmo campo magnético médio que o modelo unidimensional com $i_p = I_p / s$.

Técnica de Formação de Feixe Combinado / Bétatron

Uma modalidade preferida para formar uma FRC dentro do sistema de confinamento 300 descrito acima, é neste documento denominado como técnica de feixe combinado / bétatron. Esta abordagem combina feixes de baixa energia de íons de plasma com a aceleração bétatron utilizando a bobina de fluxo bétatron 320.

A primeira etapa neste método é injetar uma camada de névoa substancialmente anular de plasma secundário na câmara 310 utilizando as fontes de plasma secundário 345.

10 A bobina externa 325 produz um campo magnético dentro da câmara 310, o qual magnetiza o plasma secundário. Em intervalos curtos, os feixes de íon de baixa energia são injetados dentro da câmara 310 através das portas injetoras 340 substancialmente transversais ao campo magnético externamente aplicado dentro da câmara 310. Como explicado acima, os feixes de íon são retidos dentro da câmara 310 em órbitas bétatron grandes por este campo

15 magnético. Os feixes de íon podem ser gerados por um acelerador de íon, tal como um acelerador compreendendo um diodo de íon e um gerador Marx (veja de R. B. Miler, *An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams*, (1982)). Como os versados na técnica podem apreciar, o campo magnético aplicado irá exercer uma força de Lorentz sobre o feixe de íon injetado, assim que ele entra na câmara 310; entretanto, é desejável que o

20 feixe não desvie, e assim, não entre em uma órbita bétatron, até que o feixe de íon alcance o feixe de plasma circulante 335. Para resolver este problema, os feixes de íon são neutralizados com elétrons e, como ilustrado na Fig. 15, quando o feixe de íon 350 é direcionado através de um campo magnético apropriado, tal como o campo magnético aplicado unidirecional dentro da câmara 310, os íons positivamente carregados e os elétrons negativamente

25 carregados se separam. O feixe de íon 350, desse modo, adquire uma autopolarização elétrica devido ao campo magnético. Este campo magnético também pode ser produzido, por exemplo, por um ímã permanente ou por um eletroímã ao longo do trajeto do feixe de íon. Quando subsequente introduzido dentro da câmara de confinamento 310, o campo elétrico resultante equilibra a força magnética nas partículas do feixe, permitindo que o feixe

30 de íon se desloque sem ficar desviado. A Fig. 16 apresenta uma vista frontal do feixe de íon 350 à medida que ele entra em contato com o plasma 335. Como representado, os elétrons do plasma 335 viajam ao longo das linhas de campo magnético para dentro ou para fora do feixe 350, o que desse modo drena a polarização elétrica do feixe. Quando o feixe não está mais eletricamente polarizado, o feixe se une com o feixe de plasma circulante 335, em uma

35 órbita bétatron ao redor do eixo principal 315, como apresentado na Fig. 1 (veja também a Fig. 5).

Quando o feixe de plasma 335 viaja em sua órbita bétatron, os íons em movimento

compreendem uma corrente, a qual, por sua vez, dá origem a um autocampo magnético poloidal. Para produzir a topologia FRC dentro da câmara 310, é necessário aumentar a velocidade do feixe de plasma 335, assim, aumentando a magnitude do autocampo magnético que o feixe de plasma 335 causa. Quando o autocampo magnético é grande o suficiente, a direção do campo magnético nas distâncias radiais, a partir do eixo geométrico 315 dentro do feixe de plasma 335, inverte, dando origem a uma FRC (veja as Figs. 3 e 5). Pode ser apreciado que, para manter a distância radial do feixe de plasma circulante 335 na órbita bétatron, é necessário aumentar o campo magnético aplicado a partir da bobina externa 325 à medida que o feixe de plasma circulante 335 aumenta em velocidade. Um sistema de controle é desse modo proporcionado para manter um campo magnético aplicado apropriado, ditado pela corrente através da bobina externa 325. Alternativamente, uma segunda bobina externa pode ser utilizada para proporcionar o campo magnético aplicado adicional, que é requerido para manter o raio da órbita do feixe de plasma à medida que ela é acelerada.

Para aumentar a velocidade do feixe de plasma circulante 335 em sua órbita, a bobina de fluxo bétatron 320 é proporcionada. Referindo-se à Fig. 17, pode ser apreciado que o aumento de uma corrente através da bobina de fluxo bétatron 320, pela Lei de Ampere, induz um campo elétrico azimutal, E , dentro da câmara 310. Os íons positivamente carregados no feixe de plasma 335 são acelerados por este campo elétrico induzido, levando à reversão de campo, como descrito acima. Quando os feixes de íon 350, os quais são neutralizados e polarizados como descrito acima, são adicionados para o feixe de plasma circulante 335, o feixe de plasma 335 despolariza os feixes de íon.

Para a inversão de campo, o feixe de plasma circulante 335, de preferência, é acelerado até uma energia rotacional de cerca de 100 eV, e de preferência, na faixa de cerca de 75 eV até 125 eV. Para alcançar as condições de fusão relevantes, o feixe de plasma circulante 335 de preferência é acelerado até cerca de 200 keV, e de preferência até uma faixa de cerca de 100 keV até 3,3 MeV.

A formação da FRC foi demonstrada com sucesso, utilizando a técnica de formação de feixe combinado / bétatron. A técnica de formação de feixe combinado / bétatron foi executada de forma experimental em uma câmara com 1 m de diâmetro e com 1,5 m de comprimento, utilizando um campo magnético externamente aplicado de até 500 G, um campo magnético a partir do plasma rotativo induzido pela bobina de fluxo bétatron 320 de até 5 kG, e um vácuo de $1,2 \times 10^{-5}$ torr. No experimento, o plasma secundário possuía uma densidade de 10^{13} cm^{-3} e o feixe de íon foi um feixe de Hidrogênio neutralizado possuindo uma densidade de $1,2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, uma velocidade de $2 \times 10^7 \text{ cm / s}$ e um comprimento de pulso de cerca de 20 μs (na metade da altura). A reversão de campo foi observada.

Técnica de Formação Bétatron

Outra modalidade preferida para formar uma FRC dentro do sistema de confina-

mento 300 é neste documento denominada de técnica de formação bétatron. Esta técnica é baseada no acionamento da corrente induzida pelo bétatron diretamente para acelerar um feixe de plasma circulante 335 utilizando a bobina de fluxo bétatron 320. Uma modalidade preferida desta técnica utiliza o sistema de confinamento 300 representado na Fig. 1, exceto que a injeção dos feixes de íon de baixa energia não é necessária.

Como indicado, o componente principal na técnica de formação bétatron é a bobina de fluxo bétatron 320 montada no centro e ao longo do eixo geométrico da câmara 310. Devido à sua construção com enrolamentos paralelos separados, a bobina 320 exibe muito pouca indutância e, quando acoplada com uma fonte de energia adequada, possui um tempo LC baixo constante, o que permite o rápido aumento da corrente na bobina de fluxo 320.

De preferência, a formação da FRC começa por se energizar as bobinas de campo externo 325, 330. Isto proporciona um campo de orientação axial bem como componentes de campo magnético radial próximos das extremidades para de forma axial confinar o plasma injetado dentro da câmara 310. Uma vez que um campo magnético suficiente seja estabelecido, as fontes de plasma secundário 345 são energizadas a partir de seus próprios abastecimentos de energia. O plasma emanando a partir dos disparadores flui ao longo do campo de orientação axial e se espalha ligeiramente devido à sua temperatura. À medida que o plasma alcança o plano médio da câmara 310, uma camada anular contínua se estendendo de forma axial de plasma frio se movendo lentamente, é estabelecida.

Neste ponto, a bobina de fluxo bétatron 320 é energizada. A corrente se elevando rapidamente na bobina 320 causa um fluxo axial com alteração rápida no interior da bobina. Em virtude dos efeitos indutivos, este aumento rápido no fluxo axial causa a geração de um campo elétrico azimutal E (veja a Fig. 18), o qual penetra no espaço ao redor da bobina de fluxo. Pelas equações de Maxwell, este campo elétrico E é diretamente proporcional à alteração na potência do fluxo magnético dentro da bobina, isto é: um aumento de corrente da bobina bétatron mais rápido irá levar a um campo elétrico mais forte.

O campo elétrico indutivamente criado E se acopla com as partículas carregadas no plasma e causa uma força ponderomotriz, a qual acelera as partículas na camada de plasma anular. Os elétrons, em virtude de sua massa menor, são as primeiras espécies a experimentar a aceleração. A corrente inicial formada por este processo é, assim, primariamente devido aos elétrons. Entretanto, um tempo de aceleração suficiente (ao redor de centenas de microsegundos) eventualmente também irá levar à corrente de íon. Referindo-se à Fig. 18, este campo elétrico E acelera os elétrons e os íons em direções opostas. Uma vez que ambas espécies alcancem suas velocidades terminais, a corrente é transportada quase igualmente pelos íons e pelos elétrons.

Como citado acima, a corrente transportada pelo plasma rotativo dá origem a um autocampo magnético. A criação da topologia FRC real começa quando o autocampo mag-

nético criado pela corrente na camada de plasma torna-se comparável ao campo magnético aplicado a partir das bobinas de campo externo 325, 330. Neste ponto, a reconexão magnética ocorre, e as linhas de campo aberto do campo magnético inicial, externamente produzido, começam a se fechar e a formar as superfícies de fluxo FRC (veja as Figs. 3 e 5).

5 A FRC base, estabelecida por este método, exhibe energias de campo magnético e de partícula modestas, que tipicamente não estão nos parâmetros de operação relevantes do reator. Entretanto, o campo de aceleração elétrica indutivo irá persistir, contanto que a corrente na bobina de fluxo bétatron 320 continue a aumentar em uma taxa rápida. O efeito deste processo é que a energia e a potência total do campo magnético da FRC continua a
10 crescer. A extensão deste processo é, dessa forma, principalmente limitada pelo abastecimento de energia da bobina de fluxo, à medida que a distribuição continuada de corrente exige um banco de armazenamento de energia massivo. Entretanto, isto é, em princípio, direto para acelerar o sistema para as condições relevantes do reator.

Para a reversão de campo, o feixe de plasma circulante 335 de preferência é acelerado até uma energia rotacional de cerca de 100 eV, e de preferência em uma faixa de cerca de 75 eV até 125 eV. Para alcançar as condições relevantes de fusão, o feixe de plasma circulante 335 de preferência é acelerado até cerca de 200 keV, e de preferência até uma faixa de cerca de 100 keV até 3,3 MeV. Quando os feixes de íon são adicionados para o feixe de plasma circulante 335, como descrito acima, o feixe de plasma 335 despolariza os
20 feixes de íon.

A formação FRC utilizando a técnica de formação bétatron foi demonstrada com sucesso nos seguintes níveis de parâmetro:

- Dimensão da câmara de vácuo: cerca de 1 m de diâmetro, 1,5 m de comprimento.
- Raio da bobina bétatron de 10 cm.
- 25 - Raio da órbita do plasma de 20 cm.
- Campo magnético externo médio produzido na câmara de vácuo foi de até 100 Gauss, com um período de aumento de 150 μ s e uma proporção de espelho de 2 para 1. (fonte: bobinas externas e bobinas bétatron).

- O plasma secundário (substancialmente gás de Hidrogênio) foi caracterizado por
30 uma densidade média de cerca de 10^{13} cm^{-3} , temperatura cinética de menos do que 10 eV.

- O tempo de vida da configuração foi limitado pela energia total armazenada no experimento e geralmente foi cerca de 30 μ s.

Os experimentos continuaram por primeiro se injetar uma camada de plasma secundária por dois conjuntos de disparadores de cabo coaxial montados de um modo circular dentro da câmara. Cada coleção de oito disparadores foi montada em uma das duas monta-
35 gens de bobina de espelho. Os disparadores foram de forma azimutal espaçados de modo eqüidistante e deslocados em relação ao outro conjunto. Esta disposição permitiu que os

disparadores fosse disparados simultaneamente e desse modo criaram uma camada de plasma anular.

Quando do estabelecimento desta camada, a bobina de fluxo bétatron foi energizada. O aumento da corrente nos enrolamentos da bobina bétatron causou um aumento no fluxo dentro da bobina, o que deu origem a um campo elétrico azimutal enrolando ao redor da bobina de bétatron. O rápido aumento e a alta corrente na bobina de fluxo bétatron produziu um campo elétrico forte, o qual acelerou a camada de plasma anular e desse modo induziu uma corrente dimensionável. A corrente de plasma suficientemente forte produziu um alto campo magnético que alterou o campo externamente fornecido e causou a criação da configuração de campo reverso. Medições detalhadas com círculos de ponto B identificaram a extensão, a potência e a duração da FRC.

Um exemplo de dados típicos é apresentado pelos traços dos sinais da sonda de ponto B na Fig. 19. A curva de dados A representa a potência absoluta do componente axial do campo magnético no plano médio axial (75 cm a partir de qualquer chapa de extremidade) da câmara experimental e em uma posição radial de 15 cm. A curva de dados B representa a potência absoluta do componente axial do campo magnético no plano médio axial da câmara e em uma posição radial de 30 cm. O conjunto de dados da curva A, portanto, indica a potência do campo magnético dentro da camada de plasma combustível (entre a bobina bétatron e o plasma), enquanto o conjunto de dados da curva B representa a potência do campo magnético fora da camada de plasma combustível. Os dados claramente indicam que o campo magnético interno inverte a orientação (é negativo) entre cerca de 23 e 47 μ s, enquanto o campo externo permanece positivo, isto é, não inverte a orientação. O tempo de reversão é limitado pelo aumento da corrente na bobina bétatron. Uma vez que a corrente de pico seja alcançada na bobina bétatron, a corrente induzida na camada de plasma combustível começa a diminuir e a FRC rapidamente decai. Até agora, o tempo de vida da FRC é limitado pela energia que pode ser armazenada no experimento. Como com os experimentos de injeção e de captura, o sistema pode ser atualizado para proporcionar tempo de vida mais longo da FRC e aceleração para os parâmetros relevantes do reator.

Geralmente, esta técnica não somente produz uma FRC compacta, mas ela também é robusta e direta para implementar. De forma mais importante, a FRC base criada por este método pode ser facilmente acelerada até qualquer nível desejado de energia rotacional e de potência de campo magnético. Isto é crucial para aplicações de fusão e de confinamento clássico de feixes de combustível de alta energia.

Fonte de Plasma Indutivo

Ambas as técnicas de formação FRC bétatron e feixe / bétatron descritas acima contam com conceder energia para um plasma secundário via a bobina de fluxo 320. Análogo a um transformador, a bobina de fluxo executa as tarefas dos enrolamentos primários do

transformador, enquanto o plasma atua como os enrolamentos secundários. Para este sistema indutivo funcionar de forma eficiente, é imperativo que o plasma seja um bom condutor.

Contrário aos condutores típicos, tal como metais, um plasma se torna menos resistivo e assim, mais condutivo à medida que sua temperatura aumenta. A temperatura de elétrons do plasma, em particular, executa um importante papel, e até um maior grau, determina a dissipação, a qual é em função das colisões elétron – íon. Em essência, a dissipação é devido à resistência, a qual é causada pelas colisões elétron – íon: quanto maior a frequência da colisão, maior a resistividade. Isto é devido ao fenômeno coletivo em um plasma, onde a seção transversal de colisão coulomb é classificada. A frequência da colisão (a taxa na qual ocorrem colisões sucessivas) é essencialmente em função da densidade da seção transversal da dispersão coulomb classificada e da velocidade térmica (ou média) das cargas colidindo / dispersando, isto é: $\nu_c = n\sigma v$. Por definição, v se gradua com $T^{1/2}$, σ é proporcional a v^{-4} , ou assim, T^{-2} . Portanto, a frequência de colisão ν_c é proporcional à $nT^{3/2}$. A resistividade está relacionada com a frequência de colisão por $\eta = \nu_c m / ne^2$. Por consequência, a resistividade é proporcional a $T^{-3/2}$ e, de forma notável, independente da densidade – um resultado direto do fato que mesmo no entanto o número de portadores de carga aumente com a densidade, o número de centros de dispersão também aumenta. Assim, temperatura mais elevada leva a maior condutividade do plasma e a menos perdas dissipativas.

Para alcançar melhor performance com respeito ao confinamento em uma FRC, um plasma quente é, portanto, altamente desejado. No caso do sistema PEG, a temperatura acentuada do elétron leva a uma partida FRC aperfeiçoada (quanto melhor um plasma se torna condutor, melhor o acoplamento indutivo entre o plasma e a bobina de fluxo), a melhor sustentação de corrente (resistividade reduzida do plasma leva a menos perdas por fricção / por dissipação e, por consequência, há menos perda de corrente) e a maior potência do campo magnético (quanto mais forte a corrente, mais o autocampo). A temperatura adequada do elétron durante a formação inicial do plasma e antes da bobina de fluxo ser engajada, irá levar ao melhor acoplamento da bobina de fluxo com o plasma (o que, de forma vantajosa, tende a reduzir a formação de correntes de imagem azimutal na parede da câmara). Isto, por sua vez, irá resultar em aceleração betatron acentuada (menor resistividade leva a uma melhor transferência indutiva de energia a partir da bobina de fluxo para o plasma) e ao aquecimento do plasma (alguma da energia direcional concedida, como representada pelo fluxo de corrente girando, irá termalizar e virar energia aleatória – em última análise, levando ao aquecimento do plasma pela bobina de fluxo), o que irá, por consequência, aumentar o tempo de colisão íon – elétron (devido à temperatura mais elevada), reduzir a dissipação (menor resistividade) e permitir em última análise, a obtenção de campos FRC mais elevados (correntes mais elevadas levam a campos mais fortes).

Para alcançar uma melhor temperatura inicial do plasma, uma fonte de plasma indutivo é proporcionada. Como representado nas Figs. 20A, 20B e 20C, a fonte de plasma indutivo 1010 pode ser montada dentro da câmara 310 ao redor da extremidade da bobina de fluxo 320 e inclui uma montagem de bobina de descarga de corrente de funcionamento único 1030 que, de preferência, é alimentada por uma fonte de energia de alta tensão (cerca de 5 até 15 kV) (não apresentada). Gás neutro, tal como Hidrogênio (ou outro combustível de fusão gasoso apropriado), é introduzido dentro da fonte 1010 através de alimentações diretas de gás via um bocal Laval 1020. O fluxo do gás, de preferência, é controlado por conjuntos de válvulas de rajada ultra-rápidas para produzir uma frente de descarga elétrica limpa. Uma vez que o gás emana a partir do bocal 1020 e se distribui através da superfície dos enrolamentos da bobina 1040 da bobina de descarga elétrica 1030, os enrolamentos 1040 são energizados. A corrente ultra-rápida e o aumento do fluxo na bobina de descarga elétrica de baixa indutância 1030 leva a um campo elétrico muito alto dentro do gás, o qual causa interrupção, ionização e a subsequente ejeção do plasma formado a partir da superfície da bobina de descarga elétrica 1030 em direção ao centro da câmara 310.

Em uma modalidade preferida, a bobina de descarga elétrica 1030 compreende um corpo em formato de disco anular 1032 limitado por um aro externo 1034 formado ao redor de sua periferia externa e um cubo anular 1036 formado ao redor de sua periferia interna. O aro 1034 e o cubo 1036 se estendem axialmente além da superfície do corpo 1032 formando as bordas de um canal anular aberto de cima 1035. O corpo 1032, o aro 1034 e o cubo 1036, de preferência são formados através da construção unitária moldada de um material não condutivo apropriado, com boas propriedades de vácuo e poucas propriedades de liberação de gases, tal como vidro, vidro de plástico (acrílico), pirex, quartzo, cerâmicas e assim por diante.

Uma cobertura com várias seções 1012, de preferência, é acoplada com o aro 1034 da bobina de descarga elétrica 1030 para limitar o plasma produzido de se deslocar radialmente. Cada seção 1014 da cobertura 1012 inclui uma pluralidade de dedos se estendendo axialmente 1016. As extremidades de cada seção 1014 incluem um suporte angular de montagem 1015.

Os enrolamentos da bobina 1040, de preferência, são afixados junto à face do corpo da bobina 1032 no canal 1035 utilizando epóxi ou algum outro adesivo apropriado. Para obter as características eletromagnéticas rápidas da bobina de descarga elétrica 1030, é importante manter sua indutância o mais baixo possível. Isto é alcançado pela utilização de menos voltas da bobina 1040 quanto possível, bem como pela construção da bobina 1040 com vários filamentos de fio 1042 que sejam enrolados em paralelo. Em uma modalidade ilustrativa, a bobina 1040 compreendia 24 filamentos paralelos de fio 1042, cada um dos quais executando uma volta. Cada um dos fios 1042 começa nos pontos de entrada 1044

que, de preferência, estão localizados cerca de 15 graus separados no perímetro externo do corpo 1032 e terminam somente após uma volta circulando o eixo geométrico no ponto de saída 1046 no raio interno do corpo 1032. Os enrolamentos da bobina 1040, portanto, cobrem toda a área entre as bordas interna e externa do canal 1035. De preferência, grupos de filamentos 1042 são conectados com o mesmo banco de armazenamento capacitivo. Em geral, a energia pode ser alimentada para todos os filamentos 1042 a partir do mesmo banco de armazenamento capacitivo ou, como em uma modalidade ilustrativa, cada um dos 8 grupos de três filamentos 1042 está conectado e comumente alimentado por um dentre dois bancos de armazenamento capacitivo separados.

Um corpo de bocal em formato de disco anular 1022 é acoplado ao redor de seu perímetro interno com o cubo 1036 para formar o bocal Laval 1020. A superfície 1024 do corpo do bocal 1022 voltada para o cubo 1036 possui um perfil de seção média se expandindo definindo um espaço repleto anular de gás 1025 entre a superfície 1024 e a face 1037 do cubo 1036.

Adjacente à periferia externa do corpo do bocal 1022, a superfície 1024 possui um perfil se contraindo para se expandindo definindo uma saída do bocal tipo Laval se estendendo de forma azimutal 1023 entre a superfície 1024 e a face 1037 do cubo 1036. Ligado com o lado oposto do cubo 1036, está um aro de assento de válvula 1050 com vários assentos de válvula 1054 formados na face externa do aro 1050. Os assentos de válvula 1054 são alinhados com os canais de alimentação de gás 1052 formados através do cubo 1036.

Em operação, o gás neutro é alimentado através das válvulas de rajada ultra-rápidas nos assentos de válvula 1054 para os canais de gás 1052 se estendendo através do cubo 1036. Devido à parte de constrição da saída do bocal 1023, o gás tende a se alimentar para dentro e encher o espaço repleto anular 1025 antes de emanar a partir do bocal 1020.

Uma vez que o gás emana a partir do bocal 1020 e se distribui através da superfície dos enrolamentos da bobina 1040 da bobina de descarga elétrica 1030, os enrolamentos 1040 são energizados. A corrente ultra-rápida e o aumento do fluxo na bobina de descarga elétrica de baixa indutância 1030 leva a um campo elétrico muito alto dentro do gás, o qual causa rompimento, ionização e subsequente ejeção do plasma formado a partir da superfície da bobina de descarga elétrica 1030 em direção ao centro da câmara 310.

O aumento da corrente, de preferência, é bem sincronizado em todos os filamentos 1042 ou nos grupos de filamentos 1042 que são pretendidos de serem aquecidos juntos. Outra opção que é possível e potencialmente vantajosa é aquecer grupos diferentes de filamentos em momentos diferentes. Um retardo pode ser deliberadamente instituído entre alocar diferentes grupos de filamentos 1042 para aquecer diferentes grupos de filamentos em momentos diferentes. Quando aquecendo diferentes grupos de filamentos em momentos diferentes, é importante agrupar os filamentos de modo que a disposição seja de forma azi-

mutal simétrica e proporcionar cobertura suficiente da superfície da bobina 1042 com fios transportando corrente 1042 em qualquer dado pulso de energia. Deste modo, é possível criar pelo menos dois pulsos de plasma consecutivos mas distintos. O retardo entre os pulsos é limitado por quanto gás neutro está disponível. Na prática, é possível disparar tais pulsos entre cerca de 5 e 600 microsegundos separados.

Na prática, os parâmetros de operação de entrada, de preferência, são como se seguem:

Voltagem de Carga: abastecimento separado de cerca de 10 até 25 kV

Corrente: corrente total de cerca de até 50 kA através de todos enrolamentos combinados

Tempo de Pulso / Elevação: até cerca de 2 microsegundos

Pressão do Gás: cerca de -137.895,2 até 344.738 Kpa (-20 até 50 psi)

Tamanho do Espaço Repleto : cerca de 0,5 até 1 cm³ por válvula – isto é: volume total de gás de cerca de 4 até 8 cm³ por disparo.

Na modalidade ilustrativa, os parâmetros de operação de entrada foram como se segue:

Voltagem de Carga: abastecimento separado de cerca de 12 até 17 kV, isto é: de -12 kV até +12 kV

Corrente: 2 até 4,5 kA por grupo de três filamentos, isto é: corrente total de 16 até 36 kA através de todos enrolamentos combinados

Tempo de Pulso / Elevação: 1 até 1,5 microsegundos

Pressão do Gás: -103.421,4 até 206.842,8 kPa (-15 até 30 psi)

Tamanho do Espaço Repleto: 0,5 até 1 cm³ por válvula – isto é: volume total de gás por disparo de 4 até 8 cm³.

O plasma criado por este método de operação da fonte de plasma indutivo 1010 utilizando os parâmetros citados acima possui as seguintes características vantajosas:

Densidade de $\sim 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

Temperatura de ~ 10 até 20 eV

Escala Anular de \sim diâmetro de 40 até 50 cm

Velocidade de Deslocamento Axial de ~ 5 até 10 eV.

Devido ao formato e à orientação da fonte 1010, o formato do plasma emergente é anular e possui um diâmetro pendendo a se igualar à coroa anular do plasma rotativo da FRC formada. Em um PEG do presente sistema, duas fontes de plasma indutivo 1010, de preferência, são colocadas em ambas extremidades axiais da câmara 310 e, de preferência, disparadas em paralelo. As duas distribuições de plasma formadas se deslocam axialmente em direção ao centro da câmara 310, onde elas formam a camada anular de plasma que é então acelerada pela bobina de fluxo 320 como descrito acima.

Acionamento RF para Íons e Elétrons da FRC

Um acionamento de corrente RF, chamado de rotomak, foi empregado para FRCs nas quais a corrente é transportada principalmente pelos elétrons. Isto envolve um campo magnético radial rotativo produzido por duas antenas em fase. Os elétrons são magnetiza-

5 dos e congelados junto às linhas do campo magnético rotativo. Isto mantém a corrente até que as colisões de Coulomb dos íons com elétrons causem que os íons sejam acelerados e reduzam a corrente. Entretanto, o rotomak não é adequado para manter a corrente indefinidamente, mas ele obteve sucesso durante milissegundos.

Nas FRCs do presente sistema, a corrente é principalmente transportada por íons

10 que estão nas órbitas betatron, os quais não seriam congelados junto às linhas do campo magnético rotativo. Os íons de órbita grande são importantes para a estabilidade e a difusão clássica. Ao invés de antenas, eletrodos são empregados como nos ciclotrons e os íons são acionados por uma onda eletrostática. O problema é completamente eletrostático porque a frequência da RF é menor do que 10 Magaciclos, de modo que o comprimento de onda (30

15 m) é muito mais longo do que qualquer dimensão do plasma. Os campos eletrostáticos podem penetrar no plasma FRC muito mais facilmente do que as ondas eletromagnéticas.

A onda eletrostática produzida pelos eletrodos é projetada para viajar em uma velocidade que é próxima da velocidade azimutal média dos íons, ou dos elétrons. Se a onda viajar mais rápido do que a velocidade média dos íons, ela irá acelerar os mesmos e desse

20 modo compensar o arrasto devido às colisões íon-elétron. Entretanto, os elétrons são acelerados pelas colisões de Coulomb com os íons. Neste caso, a onda deve possuir uma velocidade mais lenta do que a velocidade média do elétron e os elétrons irão acelerar a onda. A velocidade média do elétron é menor do que a velocidade média do íon, de modo que os elétrons devem ser acionados em duas frequências diferentes. A frequência mais elevada

25 será para os íons, e a energia, de preferência, é fornecida pelo circuito externo. Para os elétrons, a energia pode ser extraída na frequência inferior.

Sistemas de Eletrodo

Um sistema de acionamento RF quadripolar é apresentado na Fig. 21A e 21B. Como representado, o acionamento RF compreende um ciclotron quadripolar 1110 localizado

30 dentro da câmara 310 e possuindo quatro eletrodos alongados de forma azimutal simétricos 1112, com as brechas 1114 entre os mesmos. O ciclotron quadripolar 1110, de preferência, produz uma onda de potencial elétrico que gira na mesma direção que a velocidade azimutal dos íons, mas em uma velocidade maior. Os íons de velocidade apropriada podem ser capturados nesta onda, e periodicamente, desviados. Este processo aumenta o momento e a

35 energia dos íons do combustível e este aumento é transportado para os íons do combustível que não são capturados pelas colisões. Os íons do combustível, a partir do plasma combustível 335, podem ser substituídos pela injeção de elementos neutros em qualquer velocidade

conveniente.

Um método alternativo e suplementar para a corrente de acionamento é aumentar o sistema de eletrodos com bobinas adicionais de campo magnético 1116, posicionadas ao redor da bobina de fluxo 325 e do ciclotron quadripolar 1110, e estas são acionadas na metade da frequência dos eletrodos do ciclotron 1112. A discussão seguinte apresentada neste documento, entretanto, é dedicada a ilustrar a versão somente de eletrodo (sem as bobinas de campo magnético 1116).

Na Fig. 21C, os eletrodos são ilustrados para as configurações de dois e de quatro eletrodos.

O potencial criado pelos eletrodos com as voltagens aplicadas indicadas, é citado na Fig. 21C para o vácuo no espaço $r < r_b$. As expressões são para a menor harmônica. Elas são obtidas por se resolver a equação de Laplace:

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \Phi(r, \theta, t) = 0 \quad (5)$$

com as condições de limite apropriado. Por exemplo, para o ciclotron de pólo:

$$\Phi(r_b, t) = -V_o \cos \omega t \quad \text{para } 0 \leq \theta \leq \pi \quad (6)$$

$$= V_o \cos \omega t \quad \text{para } \pi \leq \theta \leq 2\pi$$

$$\Phi(r, \theta, t) \text{ é finito}$$

Desde que $\Phi(r, \theta, t)$ é periódico em θ com um período 2π , isto pode ser expandido em uma série Fourier, isto é:

$$\Phi(r, \theta, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_n(r, t) e^{in\theta} \quad (7)$$

$$u_n(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta' e^{-in\theta'} \Phi(r, \theta', t) \quad (8)$$

e u_n satisfaz a equação

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{n^2}{r^2} \right) u_n(r, t) = 0 \quad (9)$$

$$u_n(r_o, t) = \frac{V_o \cos \omega t}{in\pi} (e^{-in\pi} - 1) = 0 \text{ if } n = 2, 4, \dots \text{ etc.}$$

$$u_n(0, t) = 0$$

$$\Phi(r, \theta, t) = \frac{4V_o \cos \omega t}{\pi} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin(2l-1)\theta}{2l-1} \left(\frac{r}{r_b} \right)^{2l-1} \quad (10)$$

A menor harmônica é

$$\Phi_1(r, \theta, t) = \frac{2V_o}{\pi} \frac{r}{r_b} [\sin(\omega t + \theta) - \sin(\omega t - \theta)] \quad (11)$$

As maiores harmônicas são

$$\Phi_l(r, \theta, t) = \frac{2V_a}{\pi} \left(\frac{r}{r_b} \right)^{2l-1} \{ \sin[\omega t + (2l-1)\theta] - \sin[\omega t - (2l-1)\theta] \} \quad (12)$$

- 5 A velocidade da onda na direção azimutal é $\theta = \pm \omega / (2l - 1)$, de modo que as harmônicas mais altas possuem uma menor velocidade de fase e amplitude. Estes comentários se aplicam a ambos casos na Fig. 21C. A frequência ω seria próxima de ω_i , que é a frequência de rotação dos íons em um equilíbrio rígido do rotor para FRC. Assim, $\theta = \omega_i$ para $l = 1$. Para $l = 2$, $\theta = \omega_i / 3$ e a amplitude da onda seria substancialmente inferior; portanto, é uma boa aproximação considerar somente a menor harmônica.

Efeito do Plasma

- 10 A resposta do plasma pode ser descrita por um tensor dielétrico. O campo elétrico produz correntes do plasma que produzem separação de carga de acordo com a equação de conservação de carga:

$$\nabla \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (13)$$

- 15 onde $J \rightarrow$ é a densidade da corrente e ρ é a densidade da carga. A equação apropriada é:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho = 4\pi\vec{\chi} \cdot \vec{E} \quad (14)$$

ou

$$\nabla \cdot \vec{\epsilon} \cdot \vec{E} = -\nabla \cdot \vec{\epsilon} \cdot \nabla \Phi = 0$$

- 20 onde $\vec{\epsilon} = \vec{1} + 4\pi\vec{\chi}$ é o tensor dielétrico e χ é a capacidade de polarização. Se somente a contribuição dos elétrons estiver incluída no tensor $\vec{\epsilon}$ é diagonal a um componente:

$$\epsilon_{\perp} = 1 + \frac{4\pi n m c^2}{B^2} \quad (15)$$

- onde n é a densidade e B é o campo magnético FRC. n e B variam rapidamente com r e $B = 0$ em uma superfície em $r = r_0$ dentro do plasma. A expressão para ϵ_{\perp} é derivada assumindo que os elétrons possuem um pequeno giro-raio e o campo elétrico se altera lentamente comparado com $\Omega_e = eB / mc$, a giro-frequência. Esta aproximação se decompõe próxima à superfície nula. As órbitas características se alteram de órbitas de deslocamento para órbitas bétatron que possuem uma resposta muito menor ao campo elétrico, isto é, $\epsilon_{\perp} \cong 1$ próximo da superfície nula em $r = r_0$. Os íons possuem principalmente órbitas bétatron

tron e para as órbitas de deslocamento, a resposta ao campo elétrico é menor porque o campo elétrico se altera na taxa $\omega \cong \omega_i$.

O resultado líquido é que a equação de Laplace é substituída por

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{\varepsilon_{\perp}(r)} \frac{d\varepsilon_{\perp}}{dr} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} = 0 \quad (16)$$

- 5 a qual deve ser resolvida numericamente. O termo adicional desaparece próximo de $r = r_o$. O potencial para a menor harmônica do caso quadripolo tem a forma:

$$\Phi = V_o \frac{F(r)}{2} \sin(2\theta - \omega t) \quad (17)$$

e uma forma similar para o caso dipolo. Ondas percorrendo na direção oposta aos íons (ou elétrons) serão desprezadas.

10 *Aceleração Devido aos Íons Capturados em uma Onda Eletrostática*

Assumimos que $\omega = 2\omega_i + \Delta\omega$, de modo que a onda $\theta = \omega / 2 = \omega_i + \Delta\omega / 2$, é um pouco mais rápida do que os íons. A função padrão de distribuição de rotor rígido é assumida para os íons:

$$f_i(\vec{x}, \vec{v}) = \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{3/2} n_i(r) \exp \left\{ -\frac{m_i}{2T_i} \left[v_r^2 + v_z^2 + (v_{\theta} - r\omega_i)^2 \right] \right\}. \quad (18)$$

- 15 A função de distribuição reduzida de interesse é:

$$F_i(r, v_{\theta}) = \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{m_i}{2T_i} (v_{\theta} - r\omega_i)^2 \right].$$

A velocidade da onda da onda eletrostática produzida pelo ciclotron quadripolar é $v_w = r\omega / 2 = r\omega_i + \Delta v_w$. Os íons se movendo mais rápido que a onda se desviam se

$$v_{\theta} - v_w < \sqrt{\frac{2e\Phi_o}{m_i}}. \quad (19)$$

- 20 isto aumenta a energia da onda, isto é

$$\frac{dW_+}{dt} = \sum_{i=1,2} \frac{n_i m_i}{\lambda} \int_{v_{\theta}=v_w}^{v_{\theta}=v_w + \sqrt{\frac{2e\Phi_o}{m_i}}} dv_{\theta} F_i(r, v_{\theta}) \left[\frac{v_{\theta}^2}{2} - \frac{(2v_w - v_{\theta})^2}{2} \right] (v_{\theta} - v_w). \quad (20)$$

os íons se movendo mais lento do que a onda desviam se

$$v_w - v_{\theta} < \sqrt{\frac{2e\Phi_o}{m_i}}.$$

e a onda perde energia na taxa

$$\frac{dW_-}{dt} = \sum_{i=1,2} \frac{n_i m_i}{\lambda} \int_{v_\theta = v_w - \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{m_i}}}^{v_\theta = v_w} dv_\theta F_i(r, v_\theta) \left[\frac{v_\theta^2}{2} - \frac{(2v_w - v_\theta)^2}{2} \right] (v_w - v_\theta). \quad (21)$$

Os resultados líquidos são simplificados com a alteração da variável $v'_\theta = v_\theta - v_w$, isto é:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{dW_+}{dt} - \frac{dW_-}{dt} = \sum_{i=1,2} \frac{2n_i m_i v_w}{\lambda} \int_0^{\sqrt{\frac{2e\Phi_0}{m_i}}} dv'_\theta (v'_\theta)^2 [F_i(v_w + v'_\theta) - F_i(v_w - v'_\theta)]. \quad (22)$$

5 A aproximação

$$F_i[v_w \pm v_\theta] = F_i(v_w) \pm \frac{\partial F_i}{\partial v_\theta} \Big|_{v_w} v_\theta, \quad (23)$$

resulta em

$$\frac{dW}{dt} = \sum_{i=1,2} \frac{2n_i m_i v_w}{\lambda} \left(\frac{2e\Phi_0}{m_i} \right)^2 \frac{\partial F_i}{\partial v_\theta} \Big|_{v_w = v_w}. \quad (24)$$

Isto possui uma forma similar ao amortecimento de Landau, mas não é fisicamente a mesma coisa porque o amortecimento (crescimento) de Landau é um fenômeno linear e isto claramente é não linear.

Desde de que

$$\frac{\partial F_i}{\partial v_\theta} \Big|_{v_w} = \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{1/2} \frac{m_i}{T_o} (v_w - r\omega_o) \exp \left[-\frac{m_i}{2T_i} (v_w - r\omega_i)^2 \right]. \quad (25)$$

Se $v_w = r\omega_i$, não existe alteração na energia da onda. Se $w_w > r\omega_i$ ou $\Delta v_w > 0$, a energia da onda diminui; para $\Delta v_w < 0$, a energia da onda aumenta. Isto é similar à interpretação do amortecimento de Landau. No primeiro caso, $\Delta v_w > 0$, não existem mais íons andando mais lento do que a onda e então mais rápidos. Portanto, a energia da onda diminui. No caso oposto, $\Delta v_w < 0$, a energia da onda aumenta. O primeiro caso se aplica a manter a energia do íon e o momento com um ciclotron quadripolar. Este é o acionamento da corrente. O último caso proporciona a base para um conversor. As equações (22) e (24) podem ser utilizadas para avaliar a aplicabilidade junto às condições do reator de fusão.

A energia transferida para os íons quando $v_w = r\omega_i = \Delta v_w \cong v_i$, a velocidade térmica do íon é:

$$P = 2\pi \int_0^{r_b} \frac{dW}{dt} r dr,$$

onde dW/dt é determinado pelas equações (24) e (25).

Para simplificar a integração $\Phi_o(r)$ é substituído por $\Phi_o(r_o)$, o valor na densidade de pico que é um limite inferior da amplitude da onda.

$$P = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \sum_{i=1,2} (N_i T_i) \omega_i \left[\frac{2e_i \Phi_o(r_o)}{T_i} \right]^2 \quad (26)$$

N_i é a densidade de linha dos íons. $i = 1,2$ acomoda dois tipos de íons o que normalmente é o caso em um reator.

- 5 Os cálculos detalhados $F(r)$ indica que a amplitude da onda $\Phi_o(r_o)$ é ao redor de um fator de dez menor do que a voltagem máxima da brecha que é $2V_o$. Isto irá determinar as limitações deste método de acionamento RF. V_o será limitado pela voltagem máxima da brecha que pode ser sustentada a qual provavelmente é cerca de 10 kVolts para uma brecha de 1 cm.

10 *Requerimentos do Reator*

Para acionamento da corrente, uma energia P_i de preferência é transferida para os íons na freqüência ω_i e uma energia P_e de preferência é transferida para os elétrons na freqüência ω_e . Isto irá compensar as interações de Coulomb entre os elétrons e os íons, o que reduz a velocidade do íon e aumenta a velocidade do elétron (na ausência de transferências de energia, as colisões de Coulomb levariam a mesma velocidade para os elétrons e os íons, e a nenhuma corrente). O campo elétrico médio para manter o equilíbrio dos elétrons e dos íons é dado por:

$$2\pi r_o \langle E_\theta \rangle = IR \quad (27)$$

onde $I = \frac{N_e e}{2\pi} (\omega_i - \omega_e)$ c é o comprimento da corrente / unidade e

$$R = \frac{(2\pi r_o)^2 m}{N_e e^2} \left(\frac{N_1 Z_1 m_1}{N_e t_{1e}} + \frac{N_2 Z_2 m_2}{N_e t_{2e}} \right)$$

- 20 é o comprimento da resistência / unidade. N_e, N_1, N_2 são densidades de linha dos elétrons e íons, $N_e = N_1 Z_1 + N_2 Z_2$, onde Z_1, Z_2 são números atômicos dos íons; t_{1e} e t_{2e} são tempos de transferência de momento, a partir dos íons para os elétrons. O campo elétrico médio é o mesmo para os íons ou para os elétrons porque $N_e \cong N_i$ para a quase neutralidade, e a carga é oposta. A energia que deve ser transferida para os íons é:

$$P_i = 2\pi r_o I_{i\theta} \langle E_\theta \rangle \quad (28)$$

- 25 e a energia que pode ser extraída dos elétrons é

$$P_e = - \left| 2\pi r_o I_{e\theta} \langle E_\theta \rangle \right| \quad (29)$$

onde $I_{i\theta} = N_e e \omega_i / 2\pi$ and $I_{e\theta} = N_e e \omega_e / 2\pi$.

Para reabastecer com o acionamento RF, o combustível pode ser substituído em qualquer energia em taxas dadas pelos tempos de fusão $t_{F1} = 1 / n_1 (\sigma v)_1$ e $t_{F2} = 1 / n_2 (\sigma v)_2$; n_1 e n_2 são densidades do íon do plasma e (σv) são reatividades. A magnitude será em segundos. Os elementos neutros injetados (para substituir os íons do combustível que queimam e desaparecem) irão ionizar rapidamente e se acelerar devido às colisões de Coulomb até a velocidade média do íon em um tempo na ordem de milissegundos (para densidades do reator, na ordem de 10^{15} cm^{-3}). Entretanto, isto requer uma adição para $\langle E_\theta \rangle$ e uma adição para transferência de energia para manter um estado estável. A adição é:

$$\delta \langle E_\theta \rangle = \frac{V_{i\theta} - V_{b\theta}}{N_e e^2} \left(\frac{N_1 Z_1 m_1}{t_{F1}} + \frac{N_2 Z_2 m_2}{t_{F2}} \right) \quad (30)$$

a qual irá aumentar a transferência de energia requerida por um fator de cerca de dois (2).

A energia pode ser proporcionada para acionamento de corrente e reabastecimento sem exceder a amplitude da voltagem máxima da brecha de 10 kVolts / cm. Considerando que a freqüência será de 1 até 10 Mega-Hertz e que o campo magnético será na ordem de 100 kGauss, nenhuma interrupção seria esperada. A energia que deve ser transferida para acionamento de corrente e reabastecimento é similar a qualquer método de acionamento de corrente. Entretanto, a tecnologia RF em um até 10 Mega-Hertz foi uma tecnologia de alta eficiência estabelecida por vários anos. O método descrito que usa eletrodos ao invés de antenas possui uma vantagem considerável por que as condições para penetração do campo são muito mais relaxadas do que para as ondas eletromagnéticas. Portanto, este método teria vantagens com respeito à energia circulante e à eficiência.

Fusão

De forma significativa, estas duas técnicas para formar uma FRC dentro de um sistema de contenção 300 descrito acima, ou coisa parecida, pode resultar em plasmas possuindo propriedades adequadas para causar a fusão nuclear no mesmo. Mais particularmente, a FRC formada por estes métodos pode ser acelerada para qualquer nível desejado de energia rotacional e de potência de campo magnético. Isto é crucial para aplicações de fusão e para o confinamento clássico de feixes de combustível de alta energia. No sistema de confinamento 300, portanto, se torna possível capturar e confinar feixes de plasma com alta energia durante períodos de tempo suficientes para causar uma reação de fusão com os mesmos.

Para acomodar a fusão, a FRC formada por estes métodos, de preferência, é acelerada até níveis apropriados de energia rotacional e de potência de campo magnético pela aceleração bétatron. Entretanto, a fusão tende a requerer um conjunto particular de condições físicas para qualquer reação acontecer. Em adição, para alcançar queima eficiente do combustível e obter um equilíbrio de energia positivo, o combustível tem que ser mantido

neste estado substancialmente inalterado por períodos de tempo prolongados. Isto é importante à medida que a alta temperatura e / ou a energia cinética caracterizam um estado relevante da fusão. Portanto, a criação deste estado requer entrada de energia que possa ser dimensionada, a qual somente pode ser recuperada se a maior parte do combustível sofrer fusão. Como consequência, o tempo de confinamento do combustível tem que ser mais longo do que seu tempo de queima. Isto leva a um equilíbrio de energia positivo e consequentemente, a saída de energia líquida.

Uma vantagem significativa da presente invenção é que o sistema de confinamento e o plasma descritos neste documento são capazes de longos tempos de confinamento, isto é, tempos de confinamento que excedem aos tempos de queima do combustível. Assim, um estado típico para fusão é caracterizado pelas condições físicas seguintes (as quais tendem a variar baseado no combustível e no modo de operação):

Temperatura média do íon: em uma faixa de cerca de 30 até 230 keV e de preferência em uma faixa de cerca de 80 keV até 230 keV

Temperatura média do elétron: em uma faixa de cerca de 30 até 100 keV e de preferência em uma faixa de cerca de 80 até 100 keV

Energia coerente dos feixes de combustível (feixes de íon injetados e feixe de plasma circulante): em uma faixa de cerca de 100 keV até 3,3 MeV e de preferência em uma faixa de cerca de 300 keV até 3,3 MeV.

Campo magnético total: em uma faixa de cerca de 47,5 até 120 kG e de preferência em uma faixa de cerca de 95 até 120 kG (com o campo externamente aplicado em uma faixa de cerca de 2,5 até 15 kG e, de preferência, em uma faixa de cerca de 5 até 15 kG)

Tempo clássico de confinamento: maior do que o tempo de queima de combustível e de preferência em uma faixa de cerca de 10 até 100 segundos.

Densidade do íon do combustível: em uma faixa de cerca de 10^{14} até menos do que 10^{16} cm^{-3} e de preferência em uma faixa de cerca de 10^{14} até 10^{15} cm^{-3} .

Energia total da fusão: de preferência, em uma faixa de cerca de 50 até 450 kW / cm (energia por cm de comprimento da câmara).

Para acomodar o estado de fusão ilustrado acima, a FRC, de preferência, é acelerada até um nível de energia rotacional coerente, de preferência, em uma faixa de cerca de 100 keV até 3,3 MeV, e mais de preferência, em uma faixa de cerca de 300 keV até 3,3 MeV, e até um nível de potência de campo magnético, de preferência, em uma faixa de cerca de 45 até 120 kG, e mais de preferência em uma faixa de cerca de 90 até 115 kG. Nestes níveis, feixes de íon com alta energia, os quais são neutralizados e polarizados como descrito acima, podem ser injetados dentro da FRC e capturados para formar uma camada de feixe de plasma onde os íons do feixe de plasma são magneticamente confinados e os elétrons do feixe de plasma são eletrostaticamente confinados.

De preferência, a temperatura do elétron é mantida o mais baixo quanto praticamente possível para reduzir a quantidade de radiação bremsstrahlung, a qual pode, de outra forma, levar a perdas de energia radioativa. O poço de energia eletrostática da presente invenção proporciona um dispositivo eficaz para realização disto.

A temperatura do íon, de preferência, é mantida em um nível que proporcione eficiente consumo, desde que a seção transversal de fusão é em função da temperatura do íon. A energia direta elevada dos feixes de íon de combustível é essencial para proporcionar o transporte clássico como discutido neste pedido. Ela também minimiza os efeitos das instabilidades no plasma combustível. O campo magnético é consistente com a energia de rotação do feixe. Ele é parcialmente criado pelo feixe de plasma (autocampo) e por sua vez proporciona o suporte e a força para manter o feixe de plasma na órbita desejada.

Produtos da Fusão

Os produtos da fusão são produzidos no núcleo de energia predominantemente próximos da superfície nula 86, a partir de onde eles surgem pela difusão em direção a separatriz 84 (veja as Figs. 3 e 5). Isto é devido às colisões com elétrons (à medida que as colisões com íons não alteram o centro de massa e, portanto, não causa que os mesmos alterem as linhas do campo). Devido a sua alta energia cinética (os íons do produto da fusão possuem energia muito mais elevada do que os íons do combustível), os produtos da fusão podem prontamente atravessar a separatriz 84. Uma vez que eles estejam além da separatriz 84, eles podem partir ao longo das linhas de campo aberto 80, posto que eles experimentam dispersão a partir das colisões íon – íon. Apesar deste processo de colisão não levar a difusão, ele pode alterar a direção do vetor de velocidade do íon, de modo que ele aponte paralelo ao campo magnético. Estas linhas de campo aberto 80 conectam a topologia FRC do núcleo com o campo uniforme aplicado proporcionado fora da topologia FRC. Os íons do produto surgem em diferentes linhas de campo, as quais eles seguem com uma distribuição de energias. De forma vantajosa, os íons do produto e os elétrons de neutralização de carga emergem na forma de feixes anulares rotativos a partir de ambas extremidades do plasma combustível. Por exemplo, para um projeto de reação de 50 MW de uma reação p-B¹¹, estes feixes irão possuir um raio de cerca de 50 centímetros e uma espessura de cerca de 10 centímetros. Nos campos magnéticos fortes encontrados fora da separatriz 84 (tipicamente, ao redor de 100 kG), os íons do produto possuem uma distribuição associada de giros-raios que variam de um valor mínimo de cerca de 1 cm até um máximo ao redor de 3 cm para a maior parte dos íons do produto energético.

Inicialmente, os íons do produto possuem longitudinal, bem como energia rotacional, caracterizada por $\frac{1}{2} M(v_{par})^2 / B$ e $\frac{1}{2} M(v_{perp})^2$. v_{perp} é a velocidade azimutal associada com a rotação ao redor de uma linha de campo como o centro orbital. Desde que as linhas de campo se propagam após deixarem a vizinhança da topologia FRC, a energia rotacional

tende a diminuir enquanto a energia total permanece constante. Isto é uma consequência da invariância adiabática do momento magnético dos íons do produto. É bem conhecido na técnica que as partículas carregadas orbitando em um campo magnético possuem um momento magnético associado com seu movimento. No caso de partículas se movendo ao longo de um campo magnético com alteração lenta, também existe uma invariante adiabática do movimento descrito por $M(v_{\text{perp}})^2 / B$. Os íons do produto orbitando ao redor de suas respectivas linhas de campo possuem um momento magnético e uma tal invariante adiabática associada com seu movimento. Desde que B diminui por um fator de cerca de 10 (indicado pela difusão das linhas do campo magnético), segue que v_{perp} da mesma forma irá diminuir por cerca de 3,2. assim, na hora que os íons do produto chegam na região de campo uniforme, sua energia rotacional seria menos do que 5% da sua energia total; em outras palavras, quase toda a energia está no componente longitudinal.

Conversão de Energia

O sistema de conversão direta de energia da presente invenção compreende um conversor ciclotron inverso (ICC) 420, apresentado nas Figs. 22A e 23A acoplado com um núcleo de energia 436 (parcialmente ilustrado) de um reator de fusão de feixe de colisão (CBFR) 410 para formar um sistema de geração de energia elétrica a partir do plasma. Um segundo ICC (não apresentado) pode ser disposto simetricamente na esquerda do CBFR 410. Um cúspide magnético 486 está localizado entre o CBFR 410 e o ICC 420 e é formado quando os campos magnéticos do CBFR 410 e do ICC 420 se unem.

Antes de descrever o ICC 420 e sua operação em detalhes, é proporcionada uma revisão de um acelerador ciclotron típico. Nos aceleradores ciclotron convencionais, os íons energéticos com velocidades perpendiculares a um campo magnético giram em círculos. O raio da órbita dos íons energéticos é determinado pela potência do campo magnético e pela sua proporção de carga para massa, e aumenta com a energia. Entretanto, a frequência de rotação dos íons é independente da sua energia. Este fato foi explorado no projeto dos aceleradores ciclotron.

Referindo-se à Fig. 24A, um acelerador ciclotron convencional 700 inclui dois eletrodos em formato de C de imagem de espelho 710 formando as cavidades em formato de D de imagem de espelho colocadas em um campo magnético homogêneo 720 possuindo as linhas do campo perpendiculares ao plano de simetria dos eletrodos, isto é, o plano da página. Um potencial elétrico oscilante é aplicado entre os eletrodos em formato de C (veja a Fig. 21B). Os íons I são emitidos a partir de uma fonte colocada no centro do ciclotron 700. O campo magnético 720 é ajustado de modo que a frequência de rotação dos íons combine com esta do potencial elétrico e do campo elétrico associado. Se um íon I cruzar a brecha 730 entre os eletrodos em formato de C 710 na mesma direção que esta do campo elétrico, ele é acelerado. Por acelerar o íon I, sua energia e raio da órbita aumentam. Quando o íon

tiver percorrido um arco de meio círculo (não experimentado aumento na energia), ele atravessa a brecha 730 novamente. Agora, o campo elétrico entre os eletrodos em formato de C 710 inverteu a direção. O íon I é novamente acelerado, e sua energia é adicionalmente aumentada. Este processo é repetido cada vez que o íon cruza a brecha 730 posto que sua

5 freqüência de rotação continua a combinar com esta do campo elétrico oscilante (veja a Fig. 24C). Se, por um lado, uma partícula cruza a brecha 730, quando o campo elétrico está na direção oposta, ela será desacelerada e retornada para a fonte no centro. Somente partículas com velocidades iniciais perpendiculares ao campo magnético 720 e que cruzam as brechas 730 na fase apropriada do campo elétrico oscilante serão aceleradas. Assim, a associação de fase apropriada é essencial para a aceleração.

10

Em princípio, um ciclotron poderia ser utilizado para extrair energia cinética a partir de um feixe de antena de íons energéticos idênticos. A desaceleração de íons com um ciclotron, mas sem extração de energia, foi observada para prótons, como descrito por Bloch e Jeffried em *Phys. Rev.* 80, 305 (1950). Os íons poderiam ser injetados dentro da cavidade

15 de modo que eles fossem levados para uma fase de desaceleração em relação ao campo oscilante. Todos os íons então inverteriam a trajetória T dos íons que aceleram apresentada na Fig. 24A. À medida que os íons desaceleram devido à interação com o campo elétrico, sua energia cinética é transformada em energia elétrica oscilante no circuito elétrico do qual o ciclotron é parte. A conversão direta para energia elétrica seria alcançada, tendendo a

20 ocorrer com eficiência muito elevada.

Na prática, os íons de um feixe de íon entrariam no ciclotron com todas as fases possíveis. A não ser que fases variadas fossem compensadas no projeto do ciclotron, metade dos íons seriam acelerados e a outra metade desacelerada. Como resultado, a eficiência máxima de conversão seria efetivamente 50%. Além disso, os feixes de íon do produto da

25 fusão anular discutidos acima, são de uma geometria inadequada para os ciclotron convencionais.

Como discutido em maiores detalhes abaixo, o ICC da presente invenção acomoda o caráter anular dos feixes de produto da fusão saindo da FRC do núcleo de energia do reator de fusão, e a fase relativa aleatória dos íons dentro do feixe e a difusão de suas energias.

30

Referindo-se de novo à Fig. 22A, uma parte de um núcleo de energia 436 do CBFR 410, é ilustrada no lado esquerdo, onde um núcleo de combustível de plasma 435 é confinado em uma FRC 470 formada em parte devido a um campo magnético aplicado pelas bobinas de campo externas 425. A FRC 470 inclui as linhas de campo fechado 482, uma

35 separatriz 484 e as linhas de campo aberto 480, as quais, como citado acima, determinam as propriedades do feixe anular 437 dos produtos da fusão. As linhas de campo aberto 480 se estendem para longe a partir do núcleo de energia 436 em direção ao cuspide magnético

486. Como citado acima, os produtos da fusão emergem a partir do núcleo de energia 436 ao longo das linhas de campo aberto 480 na forma de um feixe anular 437 compreendendo íons energéticos e elétrons de neutralização de carga.

A geometria do ICC 420 é como um cilindro oco com um comprimento de cerca de 5 metros. De preferência, quatro ou mais eletrodos semicilíndricos iguais 494 com pequenas brechas retas 497 constituem a superfície do cilindro. Em operação, um potencial oscilante é aplicado junto aos eletrodos 494 de um modo alternado. O campo elétrico E dentro do conversor possui uma estrutura quadripolar como indicada na vista de extremidade ilustrada na Fig. 22B. O campo elétrico E desaparece no eixo geométrico de simetria e aumenta linearmente com o raio; o valor de pico é na brecha 497.

Em adição, o ICC 420 inclui as bobinas de campo externo 488 para formar um campo magnético uniforme dentro da geometria de cilindro oco do ICC. Devido à corrente passar através das bobinas de campo do ICC 488 em uma direção oposta à direção da corrente passando através das bobinas de campo do CBFR 425, as linhas do campo 496 no ICC 420 correm em uma direção oposta à direção das linhas do campo aberto 480 do CBFR 410. Em uma extremidade mais distante a partir do núcleo de energia 436 do CBFR 410, o ICC 420 inclui um coletor de íon 492. A meio caminho do CBFR 410 e do ICC 420 está um cúspide magnético simétrico 486, onde as linhas do campo aberto 480 do CBFR 410 se unem com as linhas do campo 496 do ICC 420. Um coletor de elétron em formato anular 490 é posicionado ao redor do cúspide magnético 486 e é eletricamente acoplado com o coletor de íon 498. Como discutido abaixo, o campo magnético do cúspide magnético 486 converte a velocidade axial do feixe 437 para uma velocidade rotacional com alta eficiência. A Fig. 22C ilustra uma típica órbita de íon 422 dentro do conversor 420.

O CBFR 410 possui uma simetria cilíndrica. Em seu centro está o núcleo de energia da fusão 436 com um núcleo de plasma da fusão 435 contido em uma topologia de campo magnético de uma FRC 470 na qual as reações da fusão acontecem. Como citado, o núcleo do produto e os elétrons de neutralização de carga emergem como feixes anulares 437 a partir de ambas extremidades do plasma combustível 435. Por exemplo, para um projeto de 50 MW de uma reação $p\text{-B}^{11}$, estes feixes irão possuir um raio de cerca de 50 cm e uma espessura de cerca de 10 cm. O feixe anular possui uma densidade $n \cong 10^7 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Para tal densidade, o cúspide magnético 486 separa os elétrons e os íons. Os elétrons seguem as linhas do campo magnético para o coletor de elétron 490 e os íons passam através do cúspide 486, onde as trajetórias do íon são modificadas para seguir um caminho substancialmente helicoidal ao longo do comprimento do ICC 420. A energia é removida dos íons à medida que eles passam em espiral pelos eletrodos 494 conectados com um circuito ressonante (não apresentado). A perda de energia perpendicular é maior para os íons de energia mais elevada que inicialmente circulam próximos dos eletrodos 494, onde o campo elétrico é

mais forte. Os íons chegam no cuspide magnético 486 com a energia rotacional aproximadamente igual a energia total inicial, isto é, $\frac{1}{2} Mv_p^2 \cong \frac{1}{2} Mv_0^2$. Existe uma distribuição de energias de íon e de raio inicial do íon r_0 quando os íons alcançam o cuspide magnético 486. Entretanto, o raio inicial r_0 tende a ser aproximadamente proporcional à velocidade inicial v_0 .

- 5 O campo magnético radial e a velocidade do feixe radial produzem uma força de Lorentz na direção azimutal. O campo magnético no cuspide 486 não altera a energia da partícula, mas converte a velocidade axial inicial $v_p \cong v_0$ para uma velocidade axial residual v_z e para uma velocidade azimutal v_\perp , onde $v_0^2 = v_z^2 + v_\perp^2$. O valor da velocidade azimutal v_\perp pode ser determinado a partir da conservação do momento canônico

$$P_\theta = Mr_0 v_\perp - \frac{qB_0 r_0^2}{2c} = \frac{qB_0 r_0^2}{2c} \quad (31)$$

- 10 Um íon do feixe entra no lado esquerdo do cuspide 486 com $B_z = B_0$, $v_z = v_0$, $v_\perp = 0$ e $r = r_0$. Ele emerge no lado direito do cuspide 486 com $r = r_0$, $B_z = -B_0$, $v_\perp = qB_0 r_0 / Mc$ e $v_z = \sqrt{v_0^2 - v_\perp^2}$

$$\frac{v_z}{v_0} = \sqrt{1 - \left(\frac{r_0 \Omega_0}{v_0} \right)^2} \quad (32)$$

onde $\Omega_0 = \frac{qB_0}{Mc}$ é a frequência ciclotron. A frequência de rotação dos íons está em

- uma faixa de cerca de 1 até 10 MHz, e de preferência, em uma faixa de cerca de 5 até 10 MHz, a qual é a frequência na qual a geração de energia acontece. De modo que os íons passem através da cuspide 486, o giro-raio efetivo do íon deve ser maior do que a largura da cuspide 486 no raio r_0 . É muito possível experimentalmente reduzir a velocidade axial por um fator de 10, de modo que a energia axial residual será reduzida por um fator de 100. Então, 99% da energia do íon será convertida para energia rotacional. O feixe de íon possui uma distribuição de valores para v_0 e r_0 . Entretanto, devido a r_0 ser proporcional a v_0 como anteriormente indicado pelas propriedades do reator baseado em FRC, a eficiência da conversão para energia rotacional tende a ser 99% para todos os íons.

- Como representado na Fig. 22B, a estrutura simétrica do eletrodo do ICC 420 da presente invenção, de preferência, inclui quatro eletrodos 494, um circuito tanque (não apresentado) é conectado com as estruturas de eletrodo 494 de modo que as tensões instantâneas e os campos elétricos são como ilustrados. A tensão e o circuito tanque oscilam em uma frequência de $\omega = \Omega_0$. O campo elétrico azimutal E nas brechas 497 é ilustrado na Fig. 22B e na Fig. 25. A Fig. 25 ilustra o campo elétrico nas brechas 497 entre os eletrodos 494 e o campo que um íon experimenta à medida que ele gira com a velocidade angular Ω_0 . É aparente que em uma revolução completa, a partícula irá experimentar alternadamente, acele-

ração e desaceleração em uma ordem determinada inicial. Em adição ao campo elétrico azimutal E_θ , também existe um campo elétrico radial E_r . O campo azimutal E_θ é máximo nas brechas 497 e diminui à medida que o raio diminui. A Fig. 22 assume que a partícula gira mantendo um raio constante. Por causa do gradiente no campo elétrico, a desaceleração irá sempre dominar a aceleração. A fase de aceleração faz o raio do íon aumentar de modo que quando o íon a seguir encontra um campo elétrico de desaceleração, o raio do íon será maior. A fase de desaceleração irá dominar independente da fase inicial do íon porque o gradiente radial do campo elétrico azimutal E_θ é sempre positivo. Como resultado, a eficiência da conversão de energia não está limitada a 50% devido ao problema de fase inicial associado com os ciclotrons convencionais. O campo elétrico E_r também é importante. Ele também oscila e produz um efeito líquido na direção radial que retorna a trajetória do feixe para o raio original com velocidade zero no plano perpendicular ao eixo geométrico, como na Fig. 22C.

O processo pelo qual os íons são sempre desacelerados é similar ao princípio de focalização forte que é um aspecto essencial de aceleradores modernos, como descrito na Patente US 2.736.799. A combinação de uma lente positiva (focagem) e de uma negativa retirada de foco é positiva se o campo magnético tiver um gradiente positivo. Uma lente dupla, quadripolar, com focagem forte, é ilustrada na Fig. 26. A primeira lente está focando na direção x e retirando foco na direção y. A segunda lente é similar com as propriedades X e Y trocadas. O campo magnético desaparece no eixo geométrico de simetria e possui um gradiente radial positivo. O resultado líquido para um feixe de íon passando através de ambas lentes é a focagem em todas as direções, independente da ordem de passagem.

Resultados similares foram relatados para um feixe passando através de uma cavidade ressonante contendo um campo magnético axial forte e operando no modo TE_{111} (veja Yoshikawa et al.). Este dispositivo é chamado de peniotron. No modo TE_{111} , a cavidade ressonante possui ondas imóveis nas quais o campo elétrico possui simetria quadripolar. Os resultados são qualitativamente similares a alguns dos resultados descritos neste documento. Existem diferenças quantitativas pelo fato de que a cavidade de ressonância é muito maior em tamanho (10 metros de comprimento), e opera em uma frequência (155 MHz) e campo magnético (10 T) muito mais elevados. A extração de energia a partir das ondas de alta frequência exige uma antena retificadora. Os espectro de energia do feixe reduz a eficiência da conversão. A existência de 2 tipos de íons é um problema mais sério, mas a eficiência da conversão é adequada para um reator D-He³ que produz prótons de 15 MeV.

Uma única órbita de partícula 422 para uma partícula dentro do ICC 420 é ilustrada na Fig. 22C. Este resultado foi obtido por simulação por computador e um resultado similar foi obtido para o peniotron. Um íon entrando em algum raio r_0 em espiral para baixo pelo comprimento do ICC e depois perdendo a energia rotacional inicial converge para um ponto

em um círculo do mesmo raio r_0 . As condições iniciais são assimétricas; o estado final reflete esta assimetria, mas é independente da fase inicial, de modo que todas as partículas são desaceleradas. O feixe na extremidade do coletor de íon do ICC é novamente anular e com dimensões similares. A velocidade axial seria reduzida por um fator de 10 e a densidade de forma correspondente aumentada. Para uma única partícula, uma eficiência de extração de 99% é razoável. Entretanto, vários fatores, tal como energia rotacional perpendicular do feixe anular antes de ele entrar no conversor, podem reduzir esta eficiência cerca de 5%. A extração de energia elétrica seria cerca de 1 até 10 MHz e de preferência, cerca de 5 até 10 MHz, com redução adicional na eficiência da conversão devido ao condicionamento de energia para conexão com uma grade de energia.

Como apresentado nas Figs. 23A e 23B, modalidades alternativas das estruturas de eletrodo 494 no ICC 420 podem incluir dois eletrodos simétricos semicirculares e / ou eletrodos cônicos 494 que afunilam em direção ao coletor de íon 492.

Ajustes junto às dinâmicas do íon dentro do campo magnético principal do ICC 420 podem ser implementados utilizando dois conjuntos de bobinas auxiliares 500 e 510, como apresentado nas Figs. 27A e 24B. Ambos conjuntos de bobinas 500 e 510 envolvem condutores adjacentes com correntes de forma oposta direcionadas, de modo que os campos magnéticos possuem um alcance curto. Um gradiente de campo magnético, como esquematicamente ilustrado na Fig. 27A, irá alterar a frequência e a fase de rotação do íon. Um campo magnético com vários pólos, como esquematicamente ilustrado na Fig. 27B, irá produzir agrupamento, como em um acelerador linear.

Reator

A Fig. 28 ilustra um reator de 100 MW. O corte do gerador ilustra uma região de núcleo de energia de fusão possuindo bobinas supercondutoras para aplicar um campo magnético uniforme e uma bobina de fluxo para formação de um campo magnético com topologia de campo reverso. Extremidades opostas adjacentes da região de núcleo de energia de fusão são conversores de energia ICC para conversão direta da energia cinética dos produtos da fusão para energia elétrica. O equipamento de suporte para tal reator é ilustrado na Fig. 29.

Sistema de Propulsão

A exploração do sistema solar (e além) requer capacidades de propulsão que excedam muito aos melhores sistemas de propulsão química ou elétrica disponíveis. Para aplicações de propulsão avançada, a presente invenção mantém a melhor promessa: simplicidade do projeto, impulso elevado, impulso específico elevado, densidade de energia específica elevada, massa do sistema baixa, e combustíveis que produzem pouca ou nenhuma radioatividade.

Um sistema de propulsão de impulso de plasma, de acordo com a presente inven-

ção, utiliza alta energia cinética embutida nos produtos da fusão à medida que eles são expelidos de forma axial para fora do núcleo de plasma da fusão. O sistema 800 é ilustrado esquematicamente nas Figs. 30 e 31. O sistema inclui um reator de fusão de feixe de colisão do núcleo de energia FRC 836 no qual um núcleo de combustível de fusão 835 está contido como descrito acima. O reator adicionalmente compreende um gerador de campo magnético 825, uma bobina de corrente (não apresentada) e os injetores de feixe de íon 840. Um conversor direto de energia ICC 820, como descrito acima, é acoplado com uma extremidade do núcleo de energia 836 e intercepta aproximadamente metade das partículas do produto da fusão que emergem a partir de ambas extremidades do núcleo de energia 836 na forma de feixes anulares 837. Como descrito acima, o ICC 820 desacelera os mesmos por um processo ciclotron inverso, e converte sua energia cinética para energia elétrica. Um bocal magnético 850 é posicionado adjacente à outra extremidade do núcleo de energia 836 e direciona as partículas do produto da fusão restantes para dentro do espaço como o empuxo T. O feixe anular 837 do fluxo dos produtos da fusão, fluem a partir de uma extremidade do núcleo de energia de fusão 836 ao longo das linhas do campo 837 para dentro do ICC 820 para conversão de energia e a partir da outra extremidade do núcleo de energia 836 ao longo das linhas do campo 837 para fora do bocal 850 para o empuxo T. A radiação de bremsstrahlung é convertida para energia elétrica por um conversor de energia termoelétrica (TEC) 870. A energia bremsstrahlung é rejeitada para o espaço. Um subsistema de controle de energia (810, veja a Fig. 32) monitora todas as fontes e pias de energia elétrica e calor para manter a operação do sistema no estado estável e para proporcionar uma fonte de energia independente (isto é, células - combustível, baterias, etc.) para iniciar a operação da nave espacial e do sistema de propulsão a partir de um estado não operacional. Desde que os produtos da fusão são partículas α carregadas, o sistema não requer o uso de radiação massiva e de coberturas de nêutron, e por consequência, é caracterizado por massa do sistema, de forma significativa reduzida, comparada com outros sistemas espaciais de propulsão nuclear.

A performance do sistema de propulsão por empuxo de plasma 800 é caracterizado pelos parâmetros cinéticos seguintes para um exemplo de núcleo de fusão p-B11 de 100 MW possuindo um projeto como representado na Fig. 31.

Impulso Específico, $I_{sp} 4 \times 10^6$ s

Força de Empuxo, $P_T 50,8$ MW

Força de Empuxo / Força de Saída total, $P_T / P_O 0,51$

Empuxo, $T 28,1$ N

Empuxo / Força de Saída Total, $T / P_O 281$ mN / MW

O sistema 800 exibe um impulso específico muito alto, o qual permite altas velocidades terminais de um nave espacial utilizando o sistema de propulsão por empuxo de

plasma.

Uma métrica chave de performance / limitação de missão para todos os veículos espaciais é a massa do sistema. Os componentes principais da massa no sistema de propulsão por empuxo de plasma 800 são ilustrados nas Figs. 31 e 32. O núcleo de fusão 835
 5 requer aproximadamente 50 MW de potência injetada para a operação de estado estacionário. O sistema gera aproximadamente 77 MW de potência nuclear (partícula), metade da qual é recuperada no conversor direto de energia 820 com até 90% de eficiência. Assim, uma potência de 11,5 MW adicional é necessária para sustentar o reator, a qual é proporcionada pelo TEC 870 e pelo motor de aquecimento de Brayton 880.

10 A fonte principal de calor no sistema de propulsão por empuxo de plasma 880 é devido à radiação de Breasstrahlung. O TEC 870 recupera aproximadamente 20% da radiação, ou 4,6 MW, transferindo aproximadamente 18.2 MW para o mecanismo de calor de Brayton de círculo fechado 880. O motor de calor de Brayton 880 compreende um trocador de calor 860, o turbo-alternador 884, o compressor 882 e os radiadores 886, como apresentado na Figura 31. O motor de Brayton 880 fornece os 7 MW restantes de potência necessá-
 15 rios para sustentar o reator, outros 11 MW são descarregados diretamente para o espaço por meio de radiadores.

Um motor de calor Brayton de círculo fechado é uma opção madura e eficiente para converter o calor em excesso rejeitado pelo TEC 870. Nos motores de Brayton, a temperatura do ciclo máximo é limitada pelas considerações materiais, as quais limitam a eficiência máxima do ciclo termodinâmico. Baseado em uma mapa de performance padrão para o motor de Brayton, vários pontos do projeto podem ser extraídos. Eficiências típicas podem alcançar até 60%. Para o presente caso, 7 MW precisam ser recuperados, e por consequência, somente uma eficiência de 40% ao se converter o calor residual é aceitável e boa dentro
 20 dos limites que podem ser atualmente obtidos para motores Brayton convencionais.

A massa de componente para todo o motor de Brayton (menos os radiadores de calor) é calculada baseada em parâmetros específicos da massa de tecnologias industriais avançadas, isto é, na faixa de 3 Kg/KWe. Máquinas turbo, incluindo compressores, turbinas de força e trocadores de calor, são combinados para uma massa total do subsistema de 18
 25 Toneladas Métrica.

A massa do radiador é estimada para ser 6 Toneladas Métrica, de preferência utilizando painéis condutores de calor com condutividade térmica elevada do estado da técnica.

O peso significativo do sistema também provém dos imã 825 confinando o núcleo de plasma 835. As bobinas magnéticas supercondutoras 825 de preferência são feitas de
 35 Nb₃Sn, o qual opera de forma estável em 4,5 K e em um campo de 12,5 até 13,5 T. Os requerimentos criogênicos para o Nb₃ Sn são menos rigorosos do que para outros materiais considerados. Com um requerimento de campo magnético de 7 Tesla e um comprimento de

dispositivo de aproximadamente 7,5 metros, a bobina precisa cerca de 1500 voltas de fios transportando 56 kA de corrente. Utilizando um raio de 0,5 cm, a massa total desta bobina é cerca de 3087 Kg. O sistema de resfriamento de hélio líquido é compreendido de duas bombas, uma em cada extremidade da bobina principal. A massa total desta bombas é aproximadamente 60 Kg. O casco estrutural eterno é utilizado para suportar os ímãs e todos os componentes internos fora do exterior. Ele é feito de composto espesso e Kevlar / carbono – carbono com uma massa total de cerca de 772 Kg. A camada mais externa, que é a sobre-capa de isolamento para proteger o interior de altas variações de temperatura no espaço, é estimada em 643 kg. A massa total do subsistema de ímã 825 é, portanto, cerca de 4,8 Toneladas Métrica.

No presente, o sistema de injeção de íon 840 mais apropriado para aplicações espaciais seria um acelerador linear de indução ou RFQ. Aproximadamente 15 anos atrás, um RFQ foi pilotado em um foguete científico e com sucesso demonstrado o uso da energia de alta tensão e da injeção feixes de íon no espaço. Em uma modalidade preferida, seis injetores 840 distribuídos ao longo do comprimento do CBFR, três para cada espécie de íon. Cada injetor 840 de preferência é um "Beamlet" RFQ com uma dimensão total de 0,3 metros de comprimento e com um raio de 0,020 metros. Cada injetor requer uma fonte de íon, de preferência, com 0,02 metros de comprimento e com 0,020 m de raio, que fornece hidrogênio ou boro ionizado. Uma fonte é necessária para cada acelerador. Tanto o injetor como a fonte estão dentro dos limites atualmente obteníveis; com refinamentos do projeto em relação ao espaço, sua massa total, incluindo as fontes e o acelerador, deve ser cerca de 60 kg.

O conversor direto de energia ICC em formato de cone 820 está localizado em uma extremidade do reator 836, o qual de preferência é feito de aço inoxidável. Com um raio da base de 0,5 metros e com um comprimento de 2 metros, a massa do ICC é aproximadamente 1690 kg. Um abastecimento de energia RF 820 (inversor / conversor) recupera o fluxo de íon direcionado, convertendo o mesmo para energia elétrica. A massa do abastecimento de energia é cerca de 30 kg. Um bateria de armazenamento 812 é utilizada para iniciar / reiniciar novamente o CBFR. A capacidade armazenada é cerca de 30 MJ. Sua massa é cerca de 500 kg. Alternativamente, uma célula de combustível também poderia ser utilizada. Unidades de controle adicionais coordenam a operação de todos os componentes. A massa do subsistema de controle é estimada como sendo 30 kg. Portanto, a massa total do subsistema iniciador / conversor de energia é estimada em cerca de 2,25 Toneladas Métrica.

O bocal magnético 850 está localizado em outra extremidade do núcleo de fusão 835. O bocal 850 foca o fluxo de produto da fusão como um fluxo de partícula direcionado. É estimado que a massa do bocal magnético e do ICC sejam quase igual; desde que ambos são compreendidos de ímãs supercondutores e de componentes estruturais com massa relativamente baixa.

O TEC 870 recupera energia a partir das emissões eletromagnéticas do núcleo de fusão. Ele, de preferência, é uma estrutura de película fina feita de carbureto de boro / silício – germânio, o qual possui uma densidade de massa de cerca de 5 g / cm^3 . O TEC 870 está localizado na primeira parede e de preferência completamente reveste a superfície interna do núcleo do reator; a massa do TEC 870 é estimada em cerca de 400 kg. O fluxo radiante sobre o TEC 870 é $1,2 \text{ MW/m}^2$ e sua temperatura pico de operação é assumida como sendo menos do que $2.780,33^\circ\text{F}$ (1800°K).

A massa total do sistema de propulsão por empuxo de plasma é assim estimada em cerca de 33 Toneladas métrica. Isto define os parâmetros críticos restantes para a unidade de 100 MW atualmente discutida:

$$\text{Massa Total / Energia Total, } M_T/P_0, 0,33 \times 10^{-3} \text{ kg/W}$$

$$\text{Empuxo / Massa, } T/M_T, 0,85 \times 10^{-3} \text{ N/kg}$$

Enquanto a invenção é suscetível a várias modificações e formas alternativas, um exemplo específico da mesma foi apresentado nos desenhos e descrito neste documento em detalhes. Entretanto, deve ser entendido que a invenção não é para ser limitada à forma particular descrita, mas ao contrário, a invenção é para cobrir todas as modificações, equivalentes e alternativas situando-se dentro do espírito e do escopo das reivindicações anexas.

REIVINDICAÇÕES

1. Sistema de geração de plasma, compreendendo:

uma bobina de descarga elétrica (1030), e

um bocal de Laval (1020) acoplado com a bobina de descarga elétrica,

5 o sistema sendo **CARACTERIZADO** pelo fato de que a bobina de descarga elétrica compreende um corpo em formato de disco anular (1022) e uma bobina com fios paralelos enrolados, ligada com a face do corpo.

2. Sistema de geração de plasma, de acordo com a reivindicação 1, **CARACTERIZADO** pelo fato de que a bobina é uma bobina de volta única.

10 3. Sistema de geração de plasma, de acordo com a reivindicação 2, **CARACTERIZADO** pelo fato de que a bobina é uma bobina com vários filamentos.

4. Sistema de geração de plasma, de acordo com a reivindicação 2, **CARACTERIZADO** pelo fato de que os fios da bobina (1042) começam adjacentes a um raio externo do corpo em pontos espaçados de forma angular e cercam a face do corpo terminando em um volta em um raio interno do corpo.

5. Sistema de geração de plasma, de acordo com a reivindicação 4, **CARACTERIZADO** pelo fato de que os fios da bobina começam no perímetro do corpo.

6. Sistema de geração de plasma, de acordo com a reivindicação 1, **CARACTERIZADO** pelo fato de que o corpo compreende um cubo (1036) formando o raio interno do corpo.

7. Sistema de geração de plasma, de acordo com a reivindicação 6, **CARACTERIZADO** pelo fato de que o bocal de Laval compreende um braço do bocal em formato de disco anular acoplado com o cubo.

8. Sistema de geração de plasma, de acordo com a reivindicação 7, **CARACTERIZADO** pelo fato de que uma face do braço voltada para o cubo forma um espaço repleto de gás (1025) em formato anular e um bocal se expandido de forma limitada com uma face do cubo.

9. Sistema de geração de plasma, de acordo com a reivindicação 8, **CARACTERIZADO** por adicionalmente compreender vários canais de gás (1052) formados no cubo e em comunicação com o espaço repleto de gás.

10. Sistema de geração de plasma, de acordo com a reivindicação 9, **CARACTERIZADO** por adicionalmente compreender um aro de assento de válvula (1050) possuindo vários assentos de válvula (1054) alinhados com os vários canais de gás.

11. Sistema de geração de plasma, de acordo com a reivindicação 1, **CARACTERIZADO** por adicionalmente compreender uma cobertura acoplada com o corpo.

12. Método para gerar um plasma usando o sistema conforme definido na reivindicação 1, **CARACTERIZADO** por compreender as etapas de:

distribuir um gás neutro sobre uma bobina com fios paralelos enrolados de uma bobina de descarga elétrica de baixa indutância,
energizar os enrolamentos da bobina, e
ionizar o gás dentro do plasma.

5 13. Método, de acordo com a reivindicação 12, **CARACTERIZADO** por adicionalmente compreender a etapa de ejetar o plasma formado a partir da bobina de descarga elétrica.

 14. Método, de acordo com a reivindicação 12, **CARACTERIZADO** pelo fato de que a etapa de energizar a bobina inclui energizar todos os fios da bobina.

10 15. Método, de acordo com a reivindicação 12, **CARACTERIZADO** pelo fato de que a etapa de energizar a bobina inclui energizar um primeiro conjunto de fios e energizar um segundo conjunto de fios após um período de tempo predeterminado.

 16. Método, de acordo com a reivindicação 13, **CARACTERIZADO** pelo fato de que a etapa de ejetar o plasma inclui ejetar um plasma em formato anular.

15 17. Sistema de geração de energia elétrica a partir do plasma, compreendendo:
uma câmara (310) possuindo um eixo geométrico fundamental (315),
um primeiro gerador de campo magnético (825) para criar um campo magnético de forma azimutal simétrico dentro de uma região central da câmara com um fluxo substancialmente paralelo ao eixo geométrico fundamental da câmara,
20 um gerador de plasma conforme definido na reivindicação 1 posicionado dentro da câmara, e

uma bobina de transporte de corrente (320) concêntrica com o eixo geométrico fundamental da câmara para criar um campo elétrico azimutal dentro da câmara,

o sistema sendo **CARACTERIZADO** pelo fato de que a bobina de descarga elétrica
25 compreende um corpo em formato de disco anular (1022) e uma bobina de fios paralelos enrolados, ligada com a face do corpo.

 18. Sistema, de acordo com a reivindicação 18, **CARACTERIZADO** pelo fato de que a câmara compreende

uma parede cilíndrica da câmara possuindo a primeira e a segunda extremidade, e
30 várias interrupções de isolamento se estendendo de forma axial ao longo da parede da câmara entre e em relação espaçada com a primeira e a segunda extremidade.

 19. Sistema, de acordo com a reivindicação 17, **CARACTERIZADO** pelo fato de que a bobina é uma bobina de volta única.

 20. Sistema, de acordo com a reivindicação 19, **CARACTERIZADO** pelo fato de
35 que os fios da bobina começam em um raio externo do corpo em pontos espaçados de forma angular e cercam a face do corpo terminando em uma volta em um raio interno do corpo.

 21. Sistema, de acordo com a reivindicação 20, **CARACTERIZADO** pelo fato de

que os fios da bobina começam no perímetro do corpo.

22. Sistema, de acordo com a reivindicação 17, **CHARACTERIZADO** pelo fato de que o corpo compreende um cubo (1036) formando o raio interno do corpo.

23. Sistema, de acordo com a reivindicação 22, **CHARACTERIZADO** pelo fato de que o bocal de Laval (1020) compreende um braço do bocal em formato de disco anular (1022) acoplado com o cubo.

24. Sistema, de acordo com a reivindicação 23, **CHARACTERIZADO** pelo fato de que uma face do braço voltada para o cubo forma um espaço repleto de gás (1025) em formato anular e um bocal se expandindo de forma limitada com uma face do cubo.

25. Sistema, de acordo com a reivindicação 24, **CHARACTERIZADO** por adicionalmente compreende vários canais de gás (1052) formados no cubo e em comunicação com o espaço repleto de gás.

26. Sistema, de acordo com a reivindicação 25, **CHARACTERIZADO** por adicionalmente compreende um aro de assento de válvula (1050) compreendendo vários assentos de válvula (1054) alinhados com os vários canais de gás.

27. Sistema, de acordo com a reivindicação 17, **CHARACTERIZADO** por adicionalmente compreende uma cobertura acoplada com o corpo.

28. Sistema, de acordo com a reivindicação 27, **CHARACTERIZADO** por adicionalmente compreende um sistema de conversão de energia dentro da câmara.

29. Sistema, de acordo com a reivindicação 28, **CHARACTERIZADO** pelo fato de que o sistema de conversão de energia compreende vários eletrodos semicilíndricos (494) formando uma superfície cilíndrica em uma primeira região de extremidade da câmara.

30. Sistema, de acordo com a reivindicação 29, **CHARACTERIZADO** pelo fato de que os vários eletrodos compreendem mais do que dois eletrodos em relação espaçada formando uma brecha entre eletrodos adjacentes.

31. Sistema, de acordo com a reivindicação 30, **CHARACTERIZADO** por adicionalmente compreender um segundo gerador de campo magnético para criar um campo magnético de forma azimutal simétrico dentro da primeira região de extremidade da câmara com um fluxo substancialmente paralelo ao eixo geométrico fundamental da câmara,

um coletor de elétron (490) colocando-se entre o primeiro e o segundo geradores de campo magnético e adjacente a uma primeira extremidade dos vários eletrodos, e

um coletor de íon (492) posicionado adjacente a uma segunda extremidade dos vários eletrodos.

32. Sistema, de acordo com a reivindicação 31, **CHARACTERIZADO** por adicionalmente compreender

uma segunda pluralidade de eletrodos semicilíndricos formando uma superfície cilíndrica em uma segunda região de extremidade da câmara, onde a segunda pluralidade de

eletrodos compreende mais do que dois eletrodos em relação espaçada formando uma brecha entre eletrodos adjacentes,

um terceiro gerador de campo magnético para criar um campo magnético de forma azimutal simétrico dentro da segunda região de extremidade da câmara com um fluxo substancialmente paralelo ao eixo geométrico fundamental da câmara,

um segundo coletor de elétron colocando-se entre o primeiro e o terceiro geradores de campo magnético e adjacente a uma primeira extremidade da segunda pluralidade de eletrodos, e

um segundo coletor de íon posicionado adjacente a uma segunda extremidade da segunda pluralidade de eletrodos.

33. Sistema, de acordo com a reivindicação 32, **CARACTERIZADO** por adicionalmente compreender injetores de feixe de íon acoplados com o vaso.

34. Sistema, de acordo com a reivindicação 33, **CARACTERIZADO** pelo fato de que os injetores de feixe de íon incluem um dispositivo para neutralizar a carga elétrica dos feixes de íon emitidos a partir dos injetores.

35. Método para formar um campo magnético com configuração de campo reverso dentro de uma câmara no sistema conforme definido na reivindicação 17, **CARACTERIZADO** por compreender as etapas de:

criar um campo magnético de orientação em uma câmara,

distribuir um gás neutro sobre uma bobina com fios paralelos enrolados de uma bobina de descarga elétrica de baixa indutância,

energizar os enrolamentos da bobina da bobina de descarga elétrica,

ionizar o gás dentro de um plasma,

ejetar o plasma formado a partir da bobina de descarga elétrica dentro da câmara ao longo das linhas do campo do campo de orientação,

criar um campo elétrico azimutal dentro da câmara fazendo com que o plasma gire e forme um autocampo magnético poloidal envolvendo o plasma,

aumentar a energia rotacional do plasma para aumentar a magnitude do autocampo até um nível que supere a magnitude do campo de orientação, e

unir as linhas do campo do campo de orientação com o autocampo em um campo magnético possuindo uma topologia de configuração de campo reverso (FRC).

36. Método, de acordo com a reivindicação 35, **CARACTERIZADO** pelo fato de que a etapa de energizar a bobina inclui energizar todos os fios da bobina.

37. Método, de acordo com a reivindicação 35, **CARACTERIZADO** pelo fato de que a etapa de energizar a bobina inclui energizar um primeiro conjunto de fios e energizar um segundo conjunto de fios após um período de tempo predeterminado.

38. Método, de acordo com a reivindicação 36, **CARACTERIZADO** pelo fato de que

a etapa de ejetar o plasma inclui ejetar um plasma em formato anular.

39. Método, de acordo com a reivindicação 35, **CARACTERIZADO** pelo fato de que etapa de criar o campo de orientação inclui energizar várias bobinas de campo e bobinas espelho se estendendo ao redor da câmara.

5 40. Método, de acordo com a reivindicação 35, **CARACTERIZADO** por adicionalmente compreender a etapa de aumentar a magnitude do campo de orientação para manter o plasma rotativo em um tamanho radial predeterminado.

41. Método, de acordo com a reivindicação 35, **CARACTERIZADO** pelo fato de que a etapa de criar o campo elétrico azimutal inclui a etapa de energizar uma bobina de fluxo
10 de bétatron dentro da câmara e aumentar a corrente passando através da bobina.

42. Método, de acordo com a reivindicação 41, **CARACTERIZADO** pelo fato de que a etapa de aumentar a energia de rotação do plasma rotativo inclui aumentar a taxa de alteração da corrente passando através da bobina.

43. Método, de acordo com a reivindicação 42, **CARACTERIZADO** por adicionalmente compreender a etapa de aumentar a taxa de alteração da corrente passando através da bobina de fluxo para acelerar o plasma rotativo até a energia de rotação de nível de fusão.
15

44. Método, de acordo com a reivindicação 35, **CARACTERIZADO** por adicionalmente compreender a etapa de criar um poço eletrostático dentro da câmara.

20 45. Método, de acordo com a reivindicação 44, **CARACTERIZADO** por adicionalmente compreender a etapa de ajustar o poço eletrostático.

46. Método, de acordo com a reivindicação 45, **CARACTERIZADO** pelo fato de que a etapa de ajustar o poço eletrostático inclui manipular a magnitude do campo de orientação.
25

47. Método, de acordo com a reivindicação 43, **CARACTERIZADO** por adicionalmente compreender as etapas de injetar feixes de íon com energia em nível de fusão dentro da FRC e capturar os feixes nas órbitas bétatron dentro da FRC.

48. Método, de acordo com a reivindicação 47, **CARACTERIZADO** pelo fato de que a etapa de injetar e capturar os feixes de íon adicionalmente compreende as etapas de:

30 neutralizar os feixes de íon,
drenar a polarização elétrica a partir dos feixes de íon neutralizados, e
exercer uma força de Lorentz devido ao campo magnético aplicado sobre os feixes de íon neutralizados para curvar os feixes de íons em órbitas bétatron.

49. Método, de acordo com a reivindicação 47, **CARACTERIZADO** por adicionalmente compreende as etapas de magneticamente confinar íons dentro da FRC e eletrostaticamente confinar elétrons dentro do poço eletrostático.
35

50. Método, de acordo com a reivindicação 49, **CARACTERIZADO** por adicional-

mente compreender a etapa de formar íons do produto da fusão.

51. Método, de acordo com a reivindicação 50, **CARACTERIZADO** por adicionalmente compreender a etapa dar saída aos íons do produto da fusão a partir da FRC em um feixe anular.

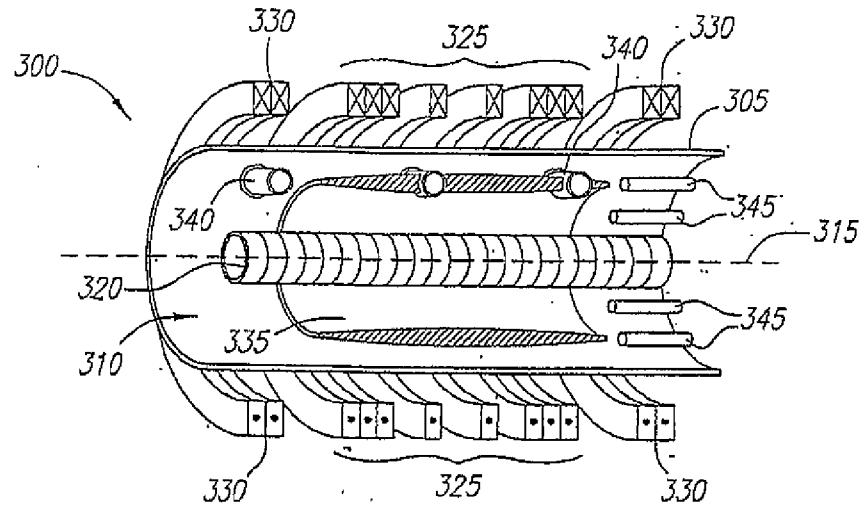


FIG. 1

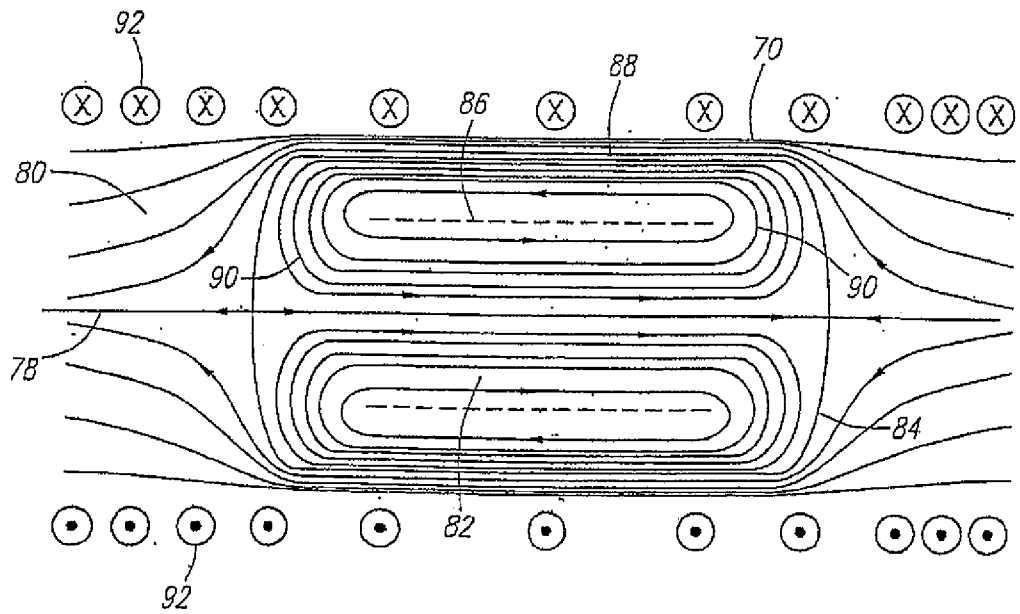
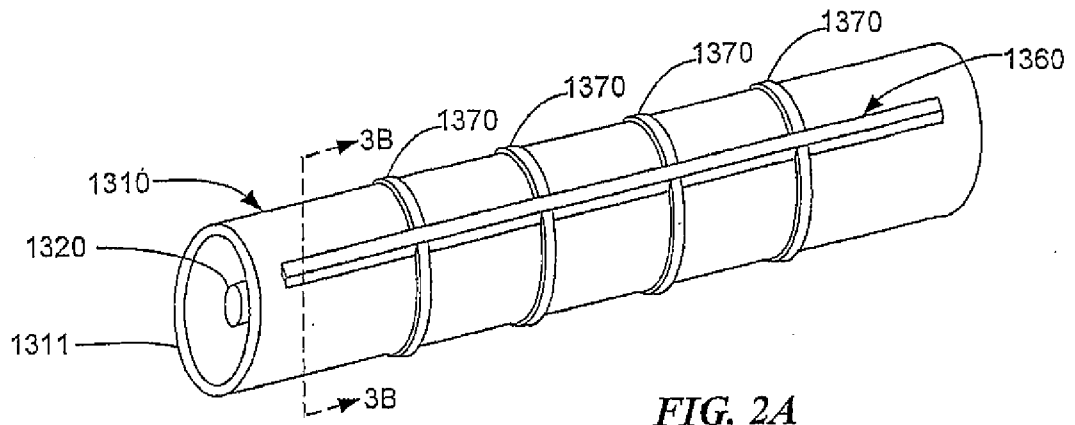
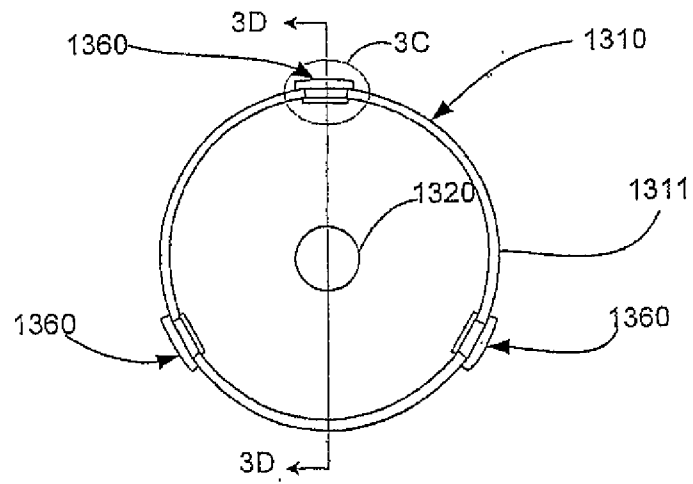


FIG. 3

*FIG. 2A**FIG. 2B*

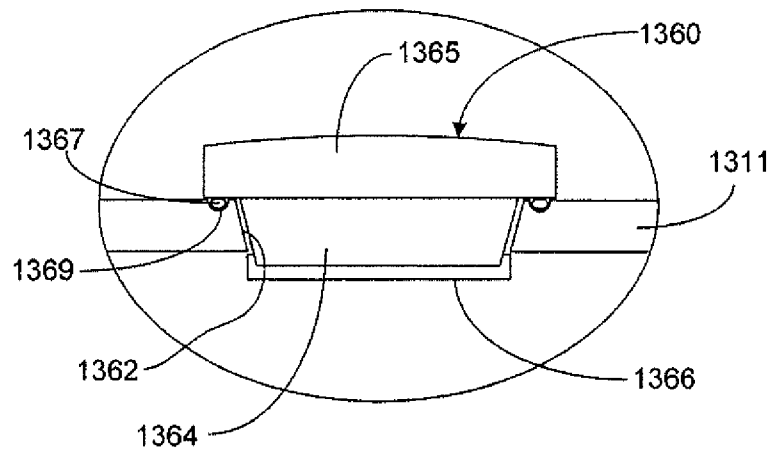


FIG. 2C

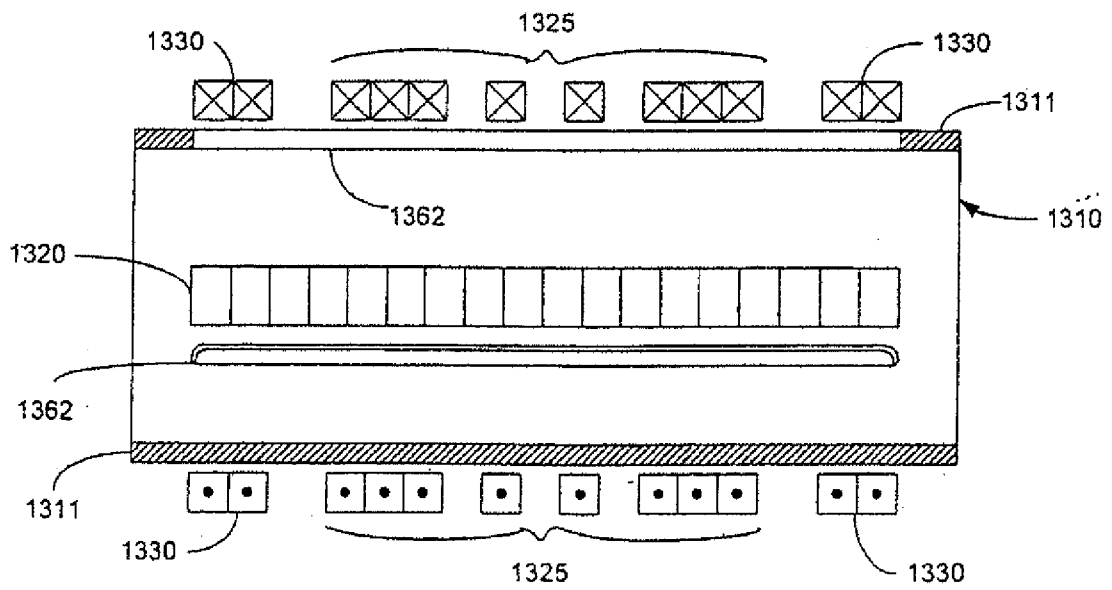


FIG. 2D

FIG. 4A

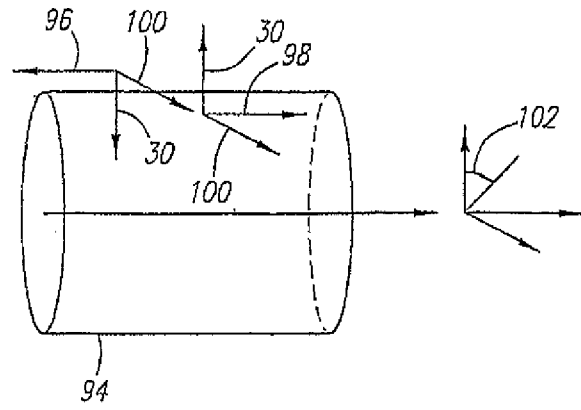


FIG. 4B

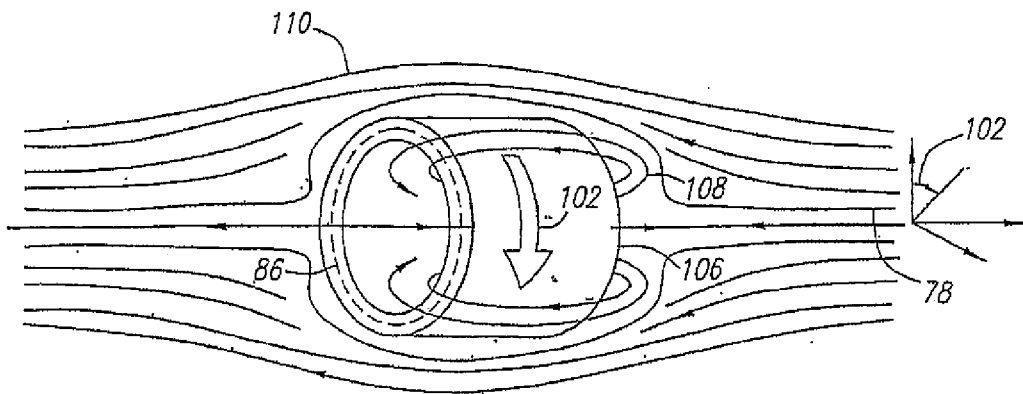
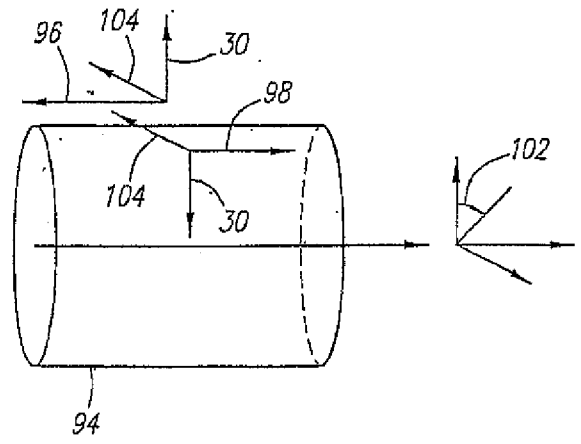


FIG. 5

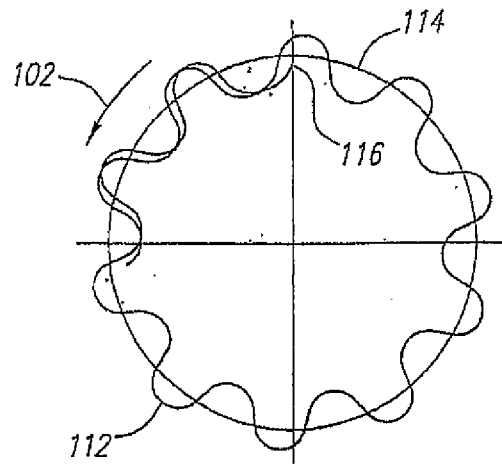


FIG. 6

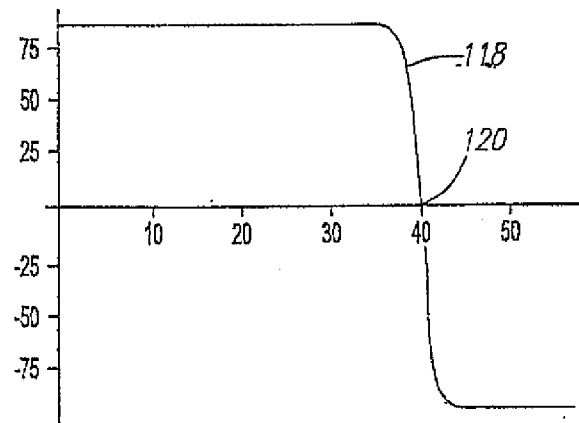


FIG. 7A

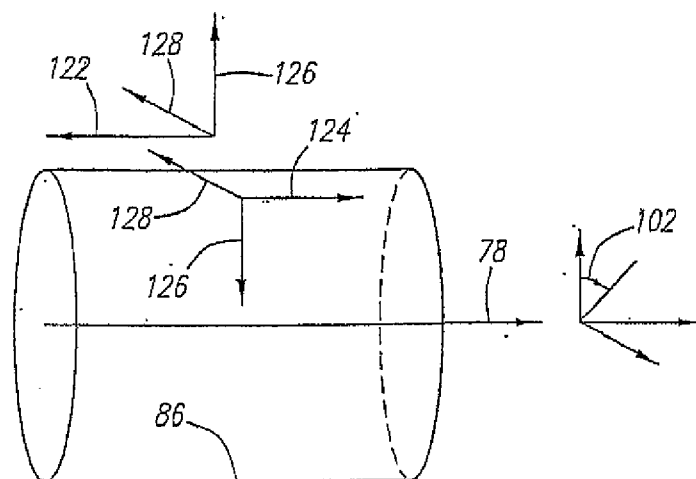


FIG. 7B

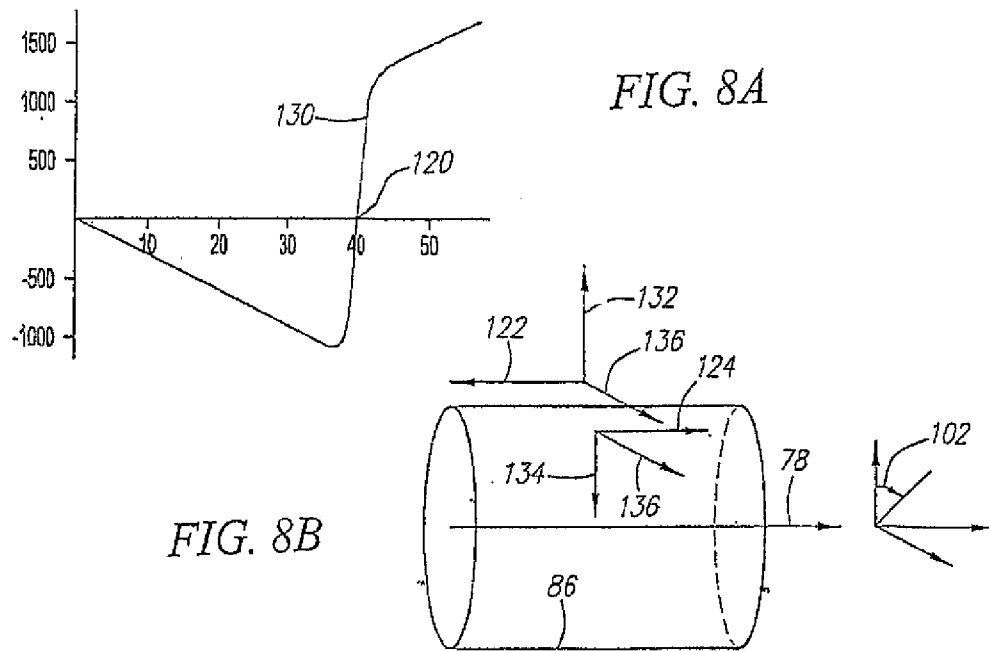


FIG. 8B

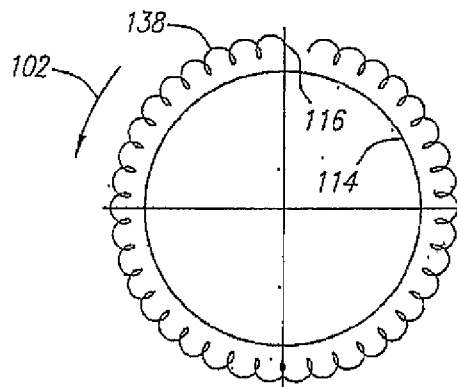


FIG. 9A

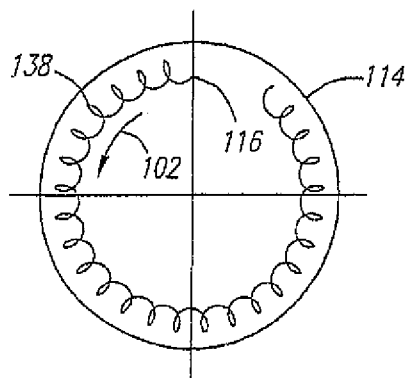


FIG. 9B

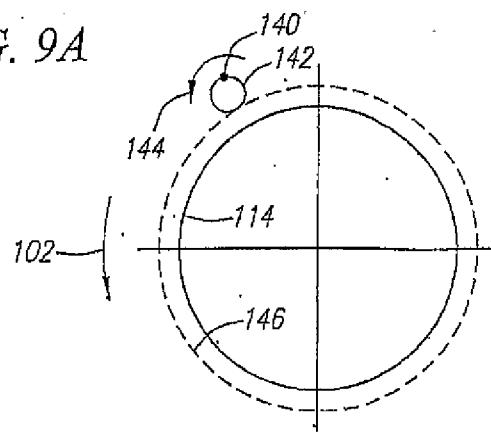


FIG. 9C

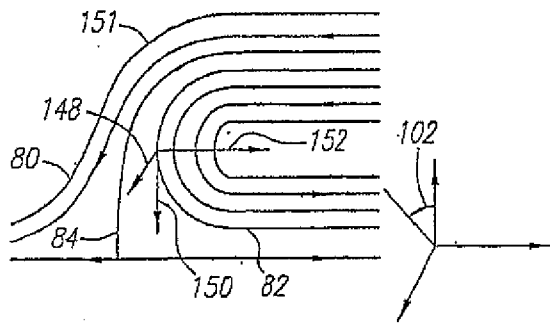


FIG. 10A

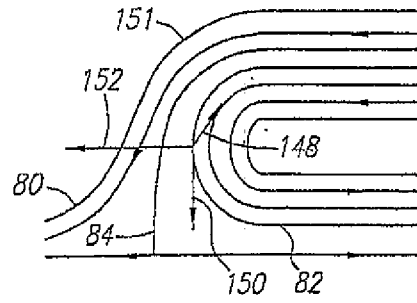


FIG. 10B

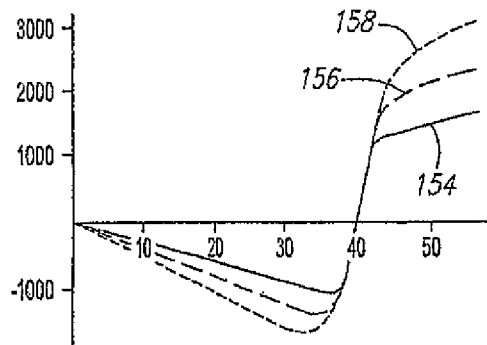


FIG. 11A

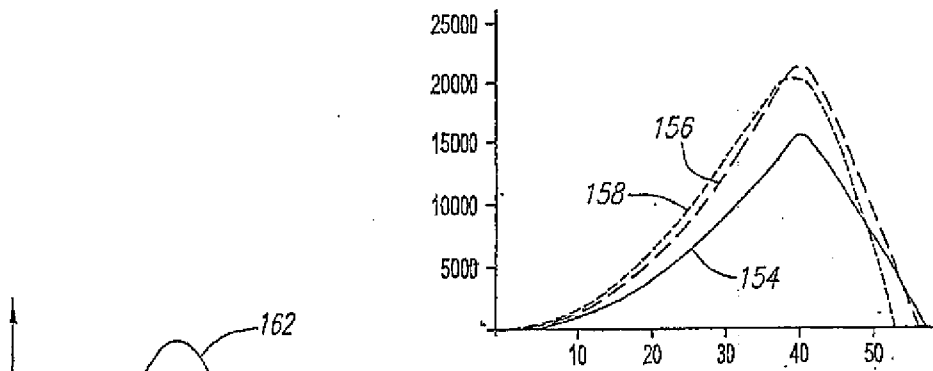


FIG. 11B

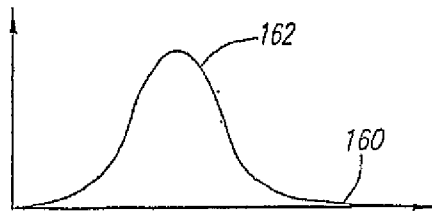


FIG. 12

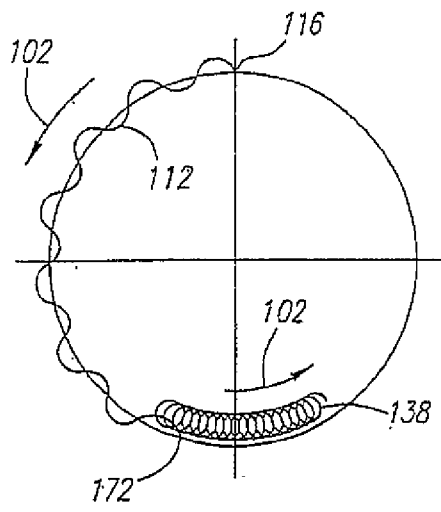


FIG. 13A

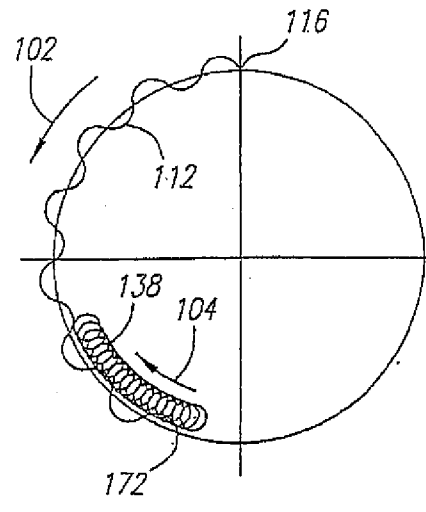


FIG. 13B

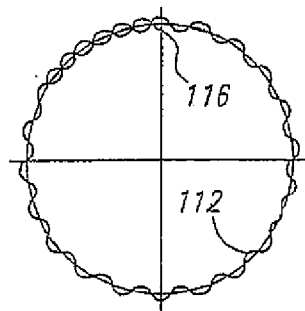


FIG. 14A

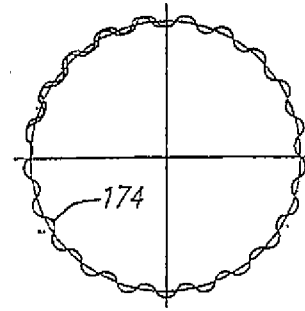


FIG. 14B

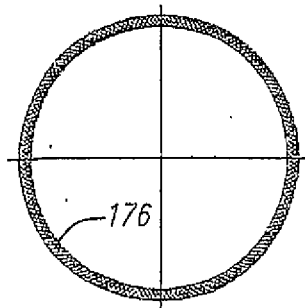


FIG. 14C

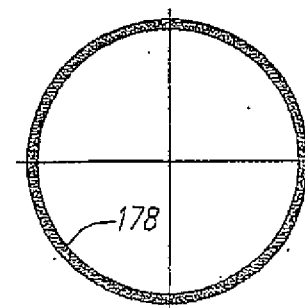


FIG. 14D

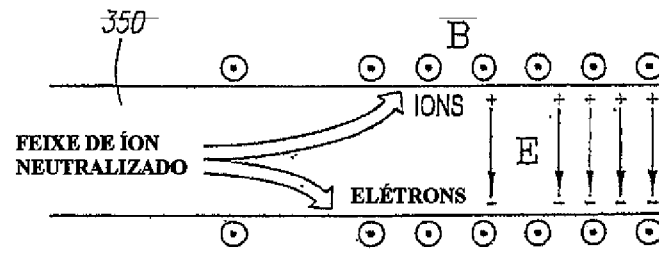


FIG. 15

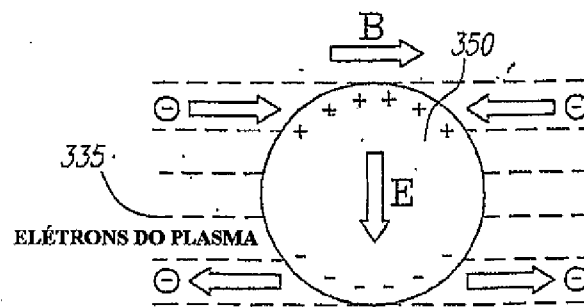


FIG. 16

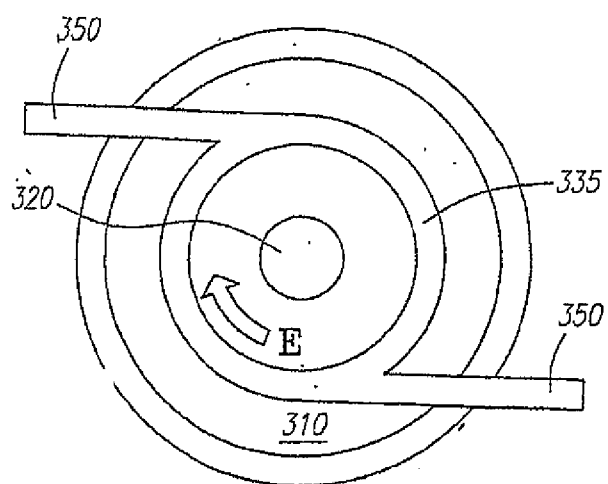


FIG. 17

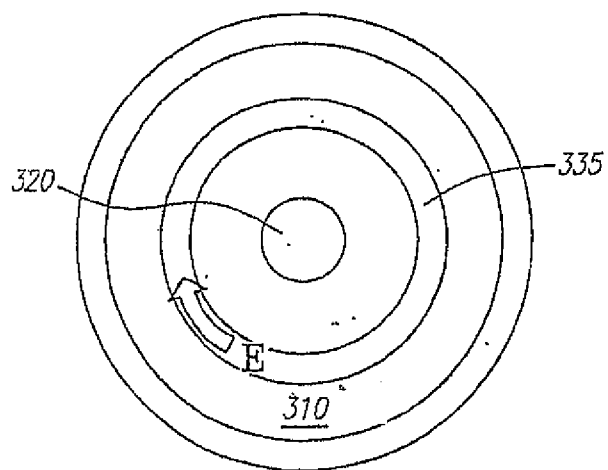


FIG. 18

A - DENTRO DA CAMADA DE COMBUSTÍVEL ; B - FORA DA CAMADA DE COMBUSTÍVEL

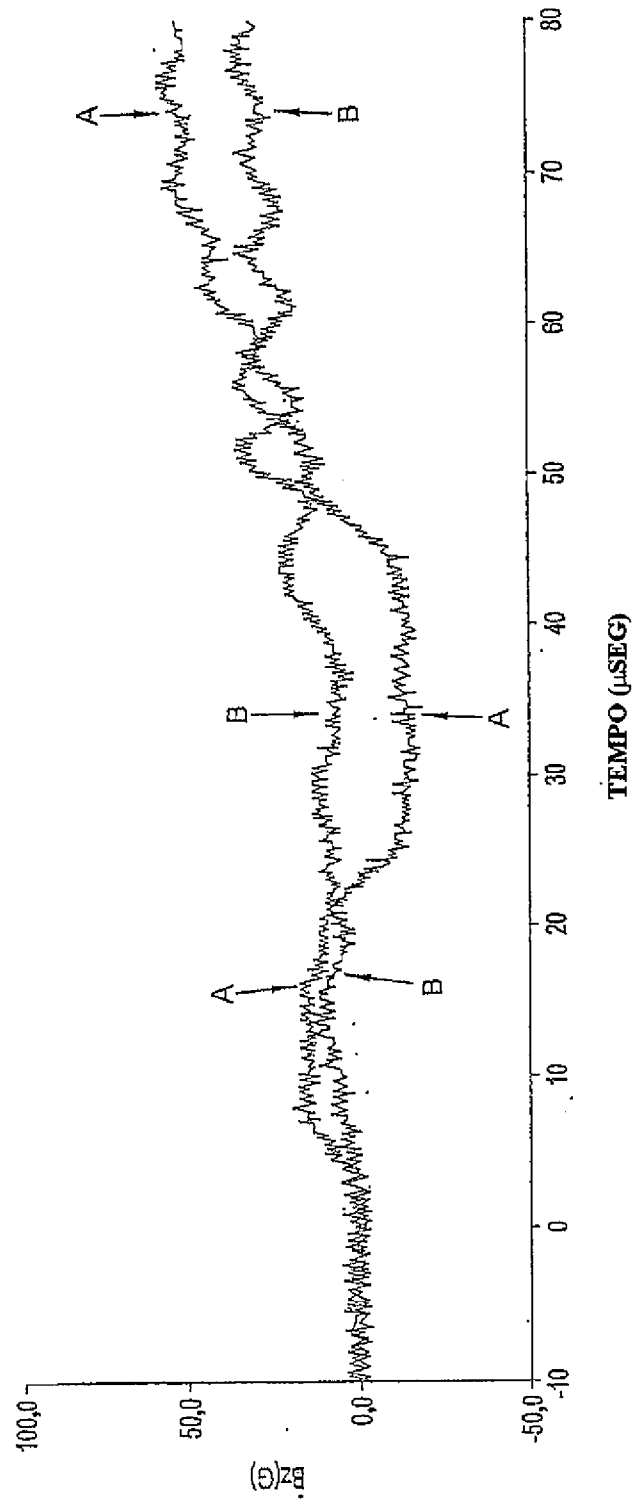


FIG. 19

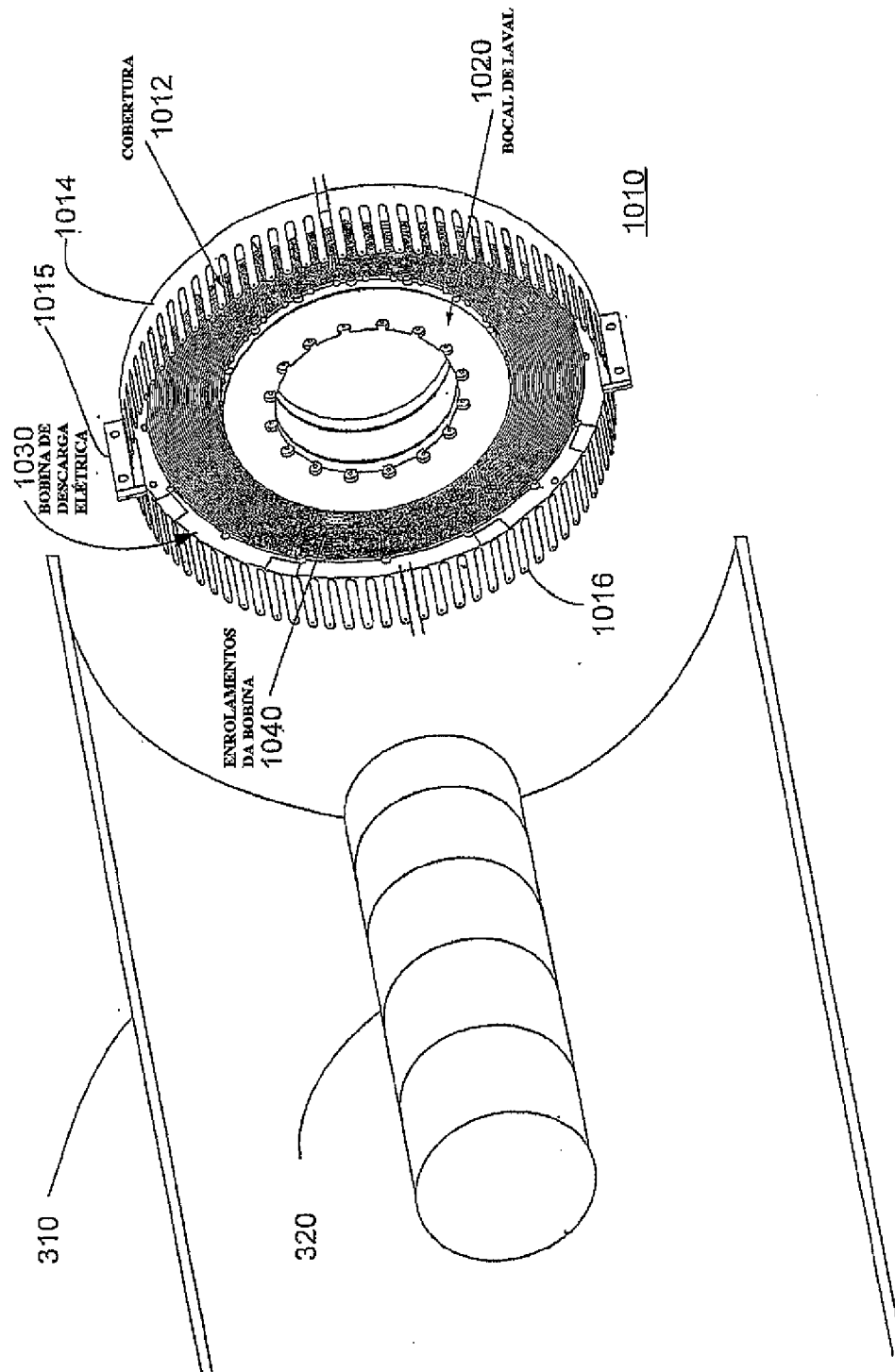


FIG. 20A

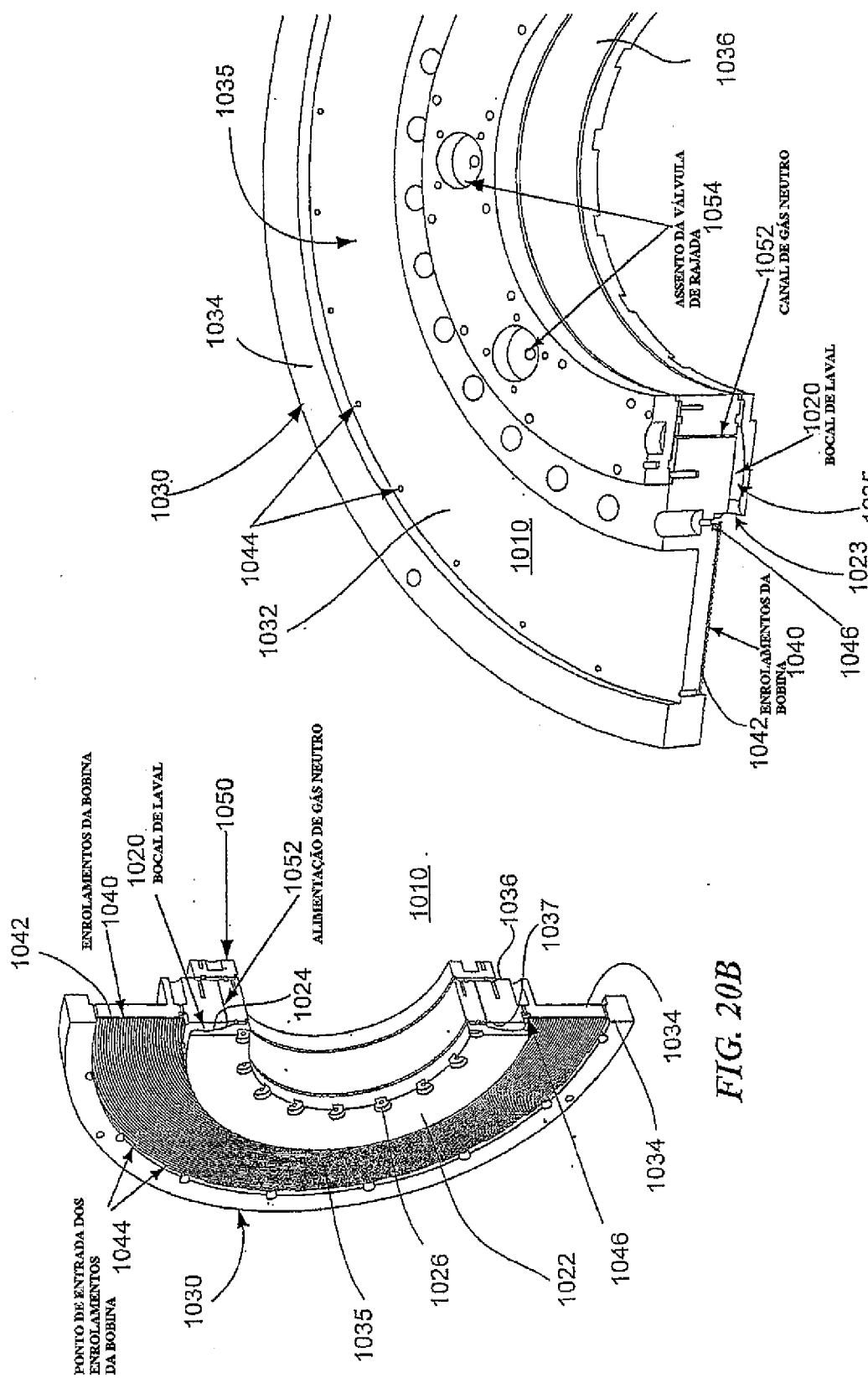


FIG. 20B

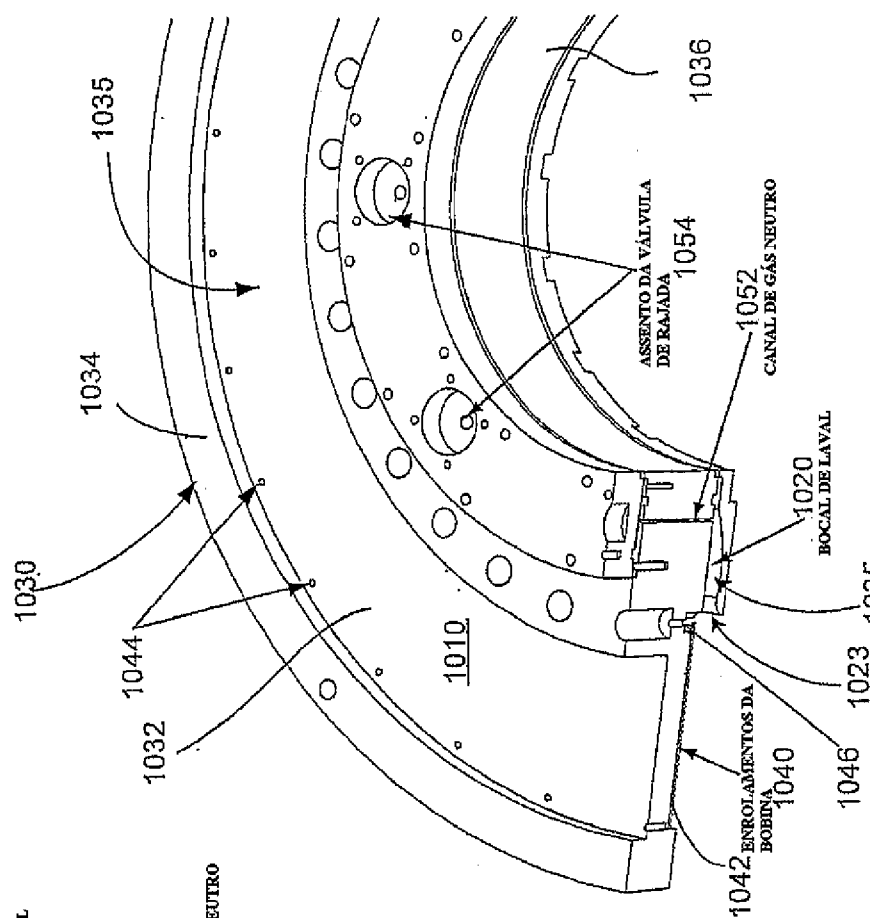
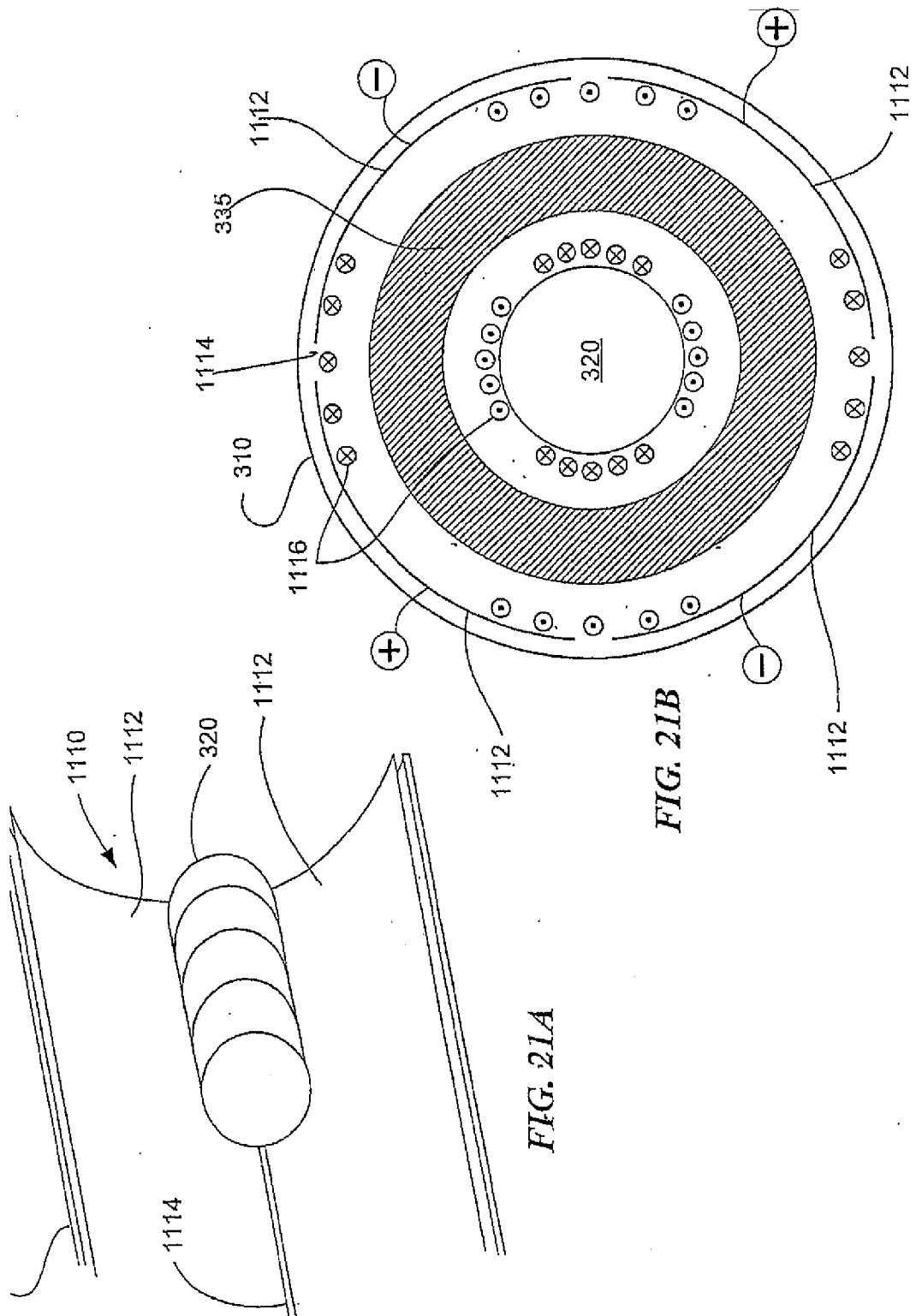
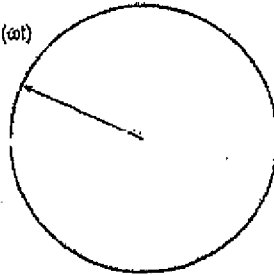


FIG. 20C



CÍCLOTRON BIPOLAR

$$\delta\phi(r_0, \theta; t) = -V_0 \cos(\omega t) \\ 0 \leq \theta \leq \pi$$

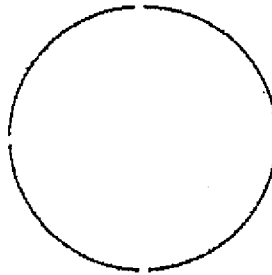


$$\delta\phi(r_0, \theta; t) = V_0 \cos(\omega t) \\ \pi \leq \theta \leq 2\pi$$

$$\phi_1(r, \theta; t) = (2V_0/\pi)(r/r_0)[\sin(\omega t + \theta) - \sin(\omega t - \theta)]$$

CÍCLOTRON QUADRIPOLEAR

$$\delta\phi(r_0, \theta; t) = -V_0 \cos(\omega t) \\ \pi/2 \leq \theta \leq \pi$$



$$\delta\phi(r_0, \theta; t) = V_0 \cos(\omega t) \\ 0 \leq \theta \leq \pi/2$$

$$\delta\phi(r_0, \theta; t) = V_0 \cos(\omega t) \\ \pi \leq \theta \leq 3\pi/2$$

$$\delta\phi(r_0, \theta; t) = -V_0 \cos(\omega t) \\ 3\pi/2 \leq \theta \leq 2\pi$$

$$\phi_1(r, \theta; t) = (2V_0/\pi)(r/r_0)^2[\sin(\omega t + 2\theta) - \sin(\omega t - 2\theta)]$$

FIG. 21C

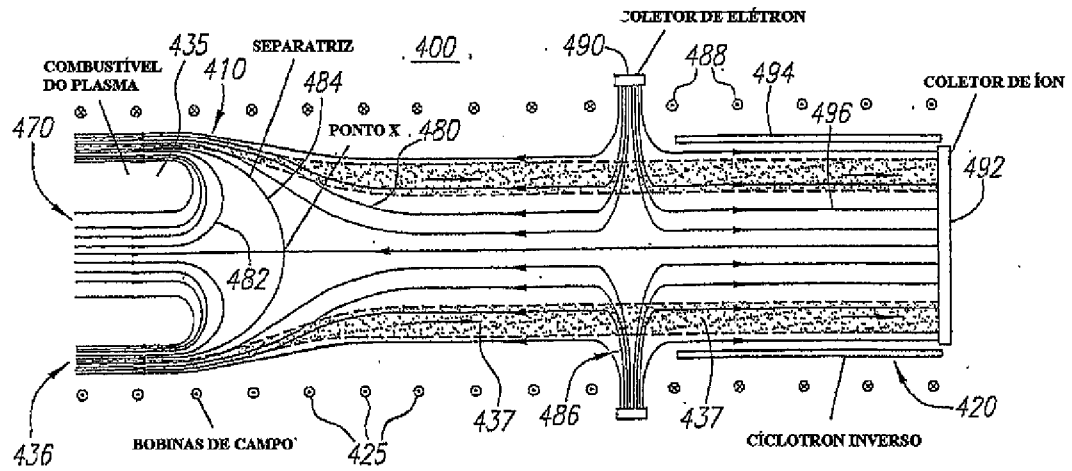


FIG. 22A

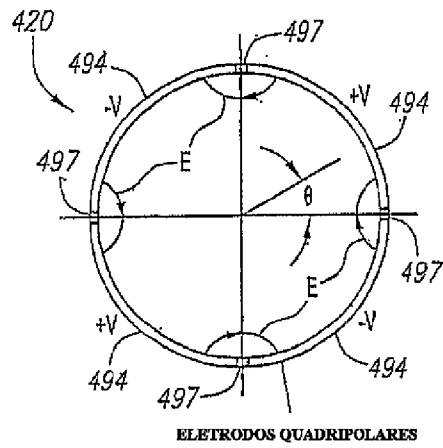
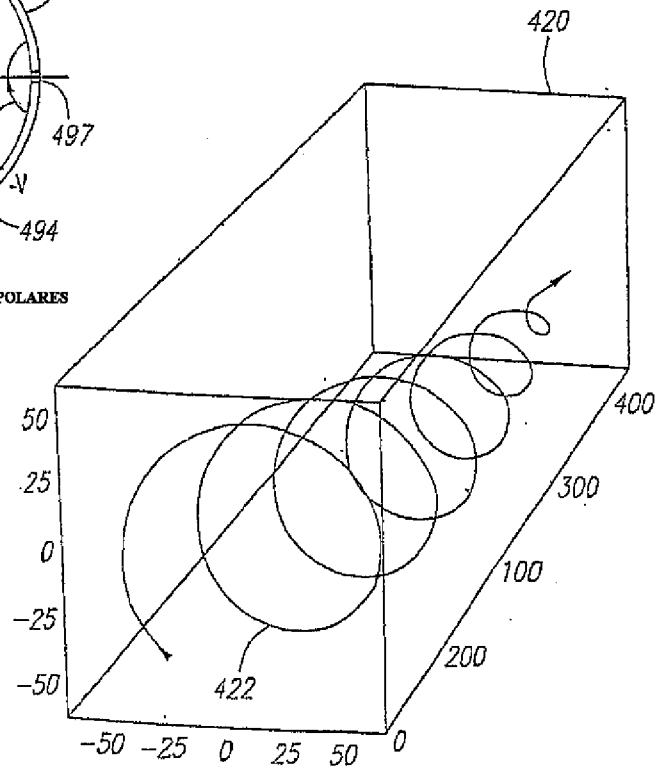


FIG. 22B

FIG. 22C



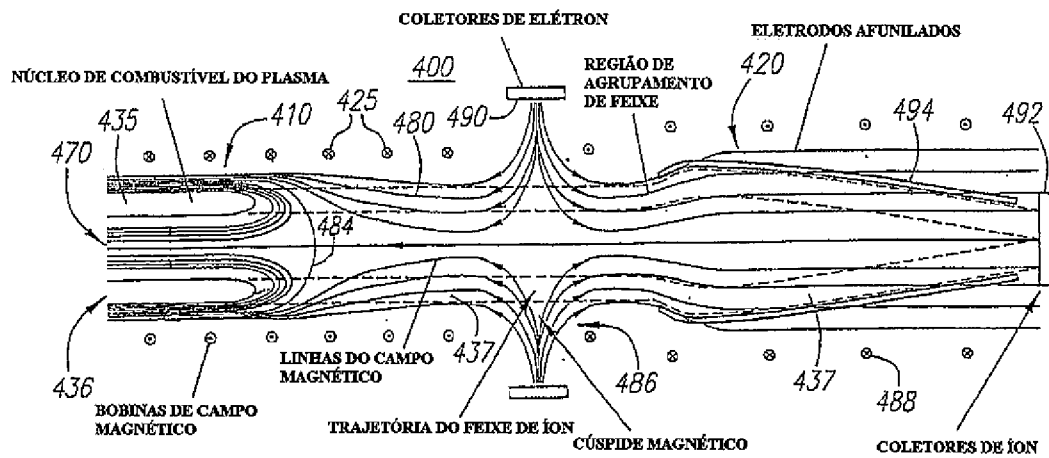


FIG. 23A

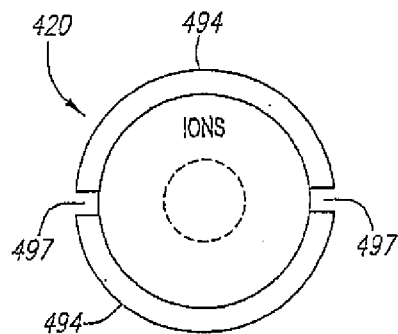


FIG. 23B

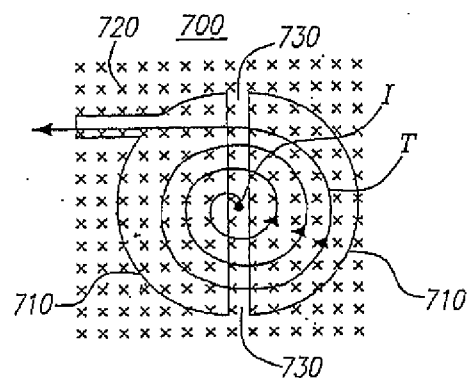


FIG. 24A

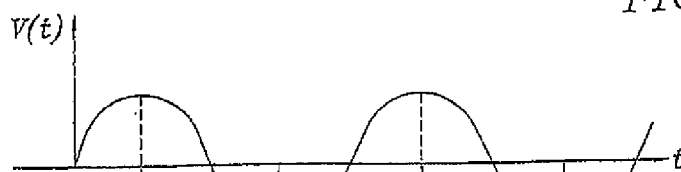


FIG. 24B



FIG. 24C

FIG. 26

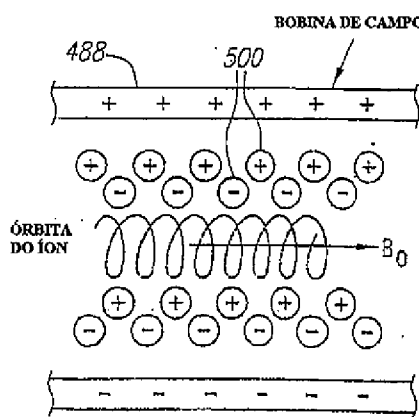
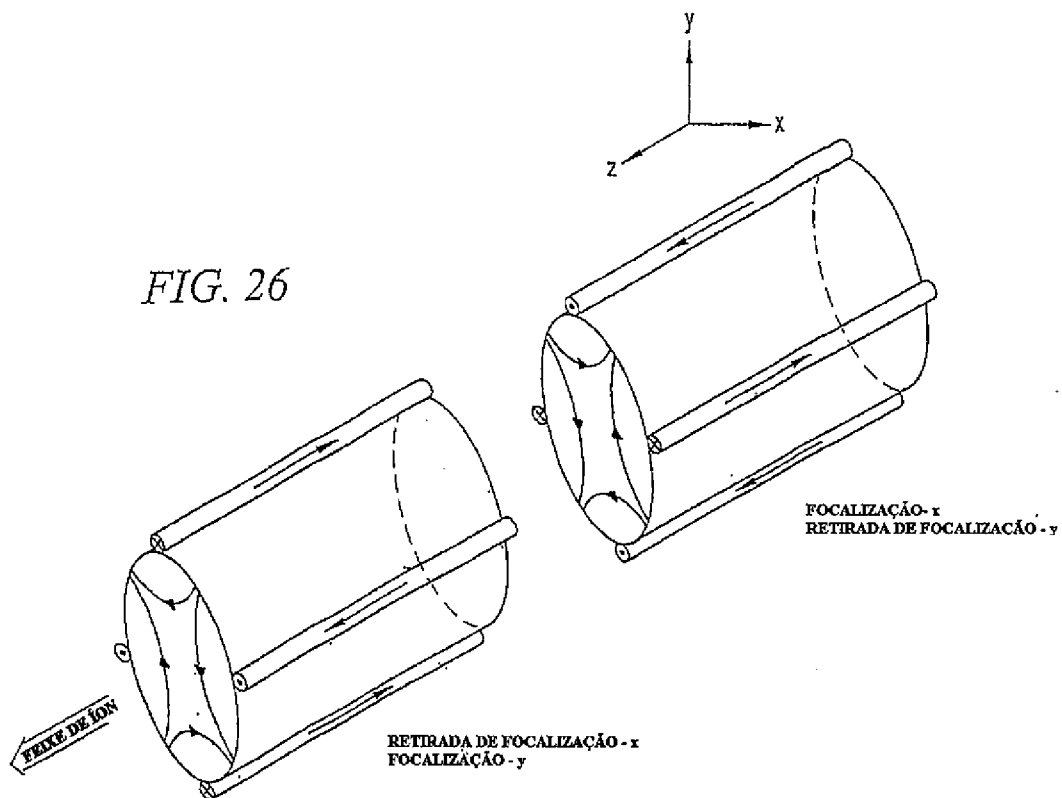


FIG. 27A

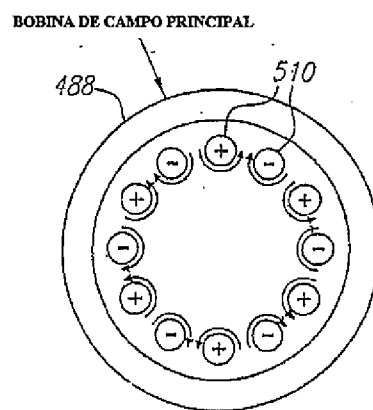


FIG. 27B

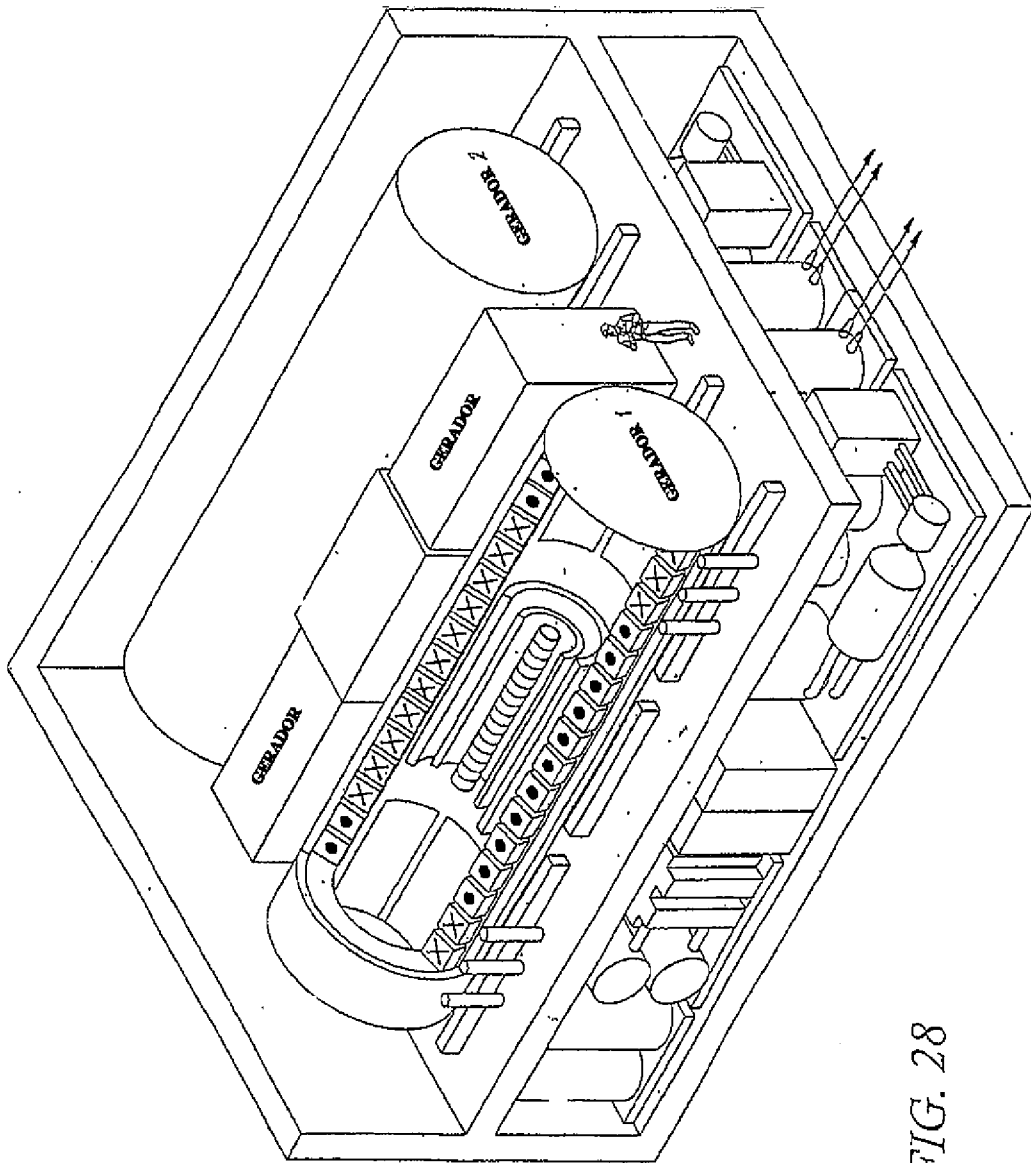
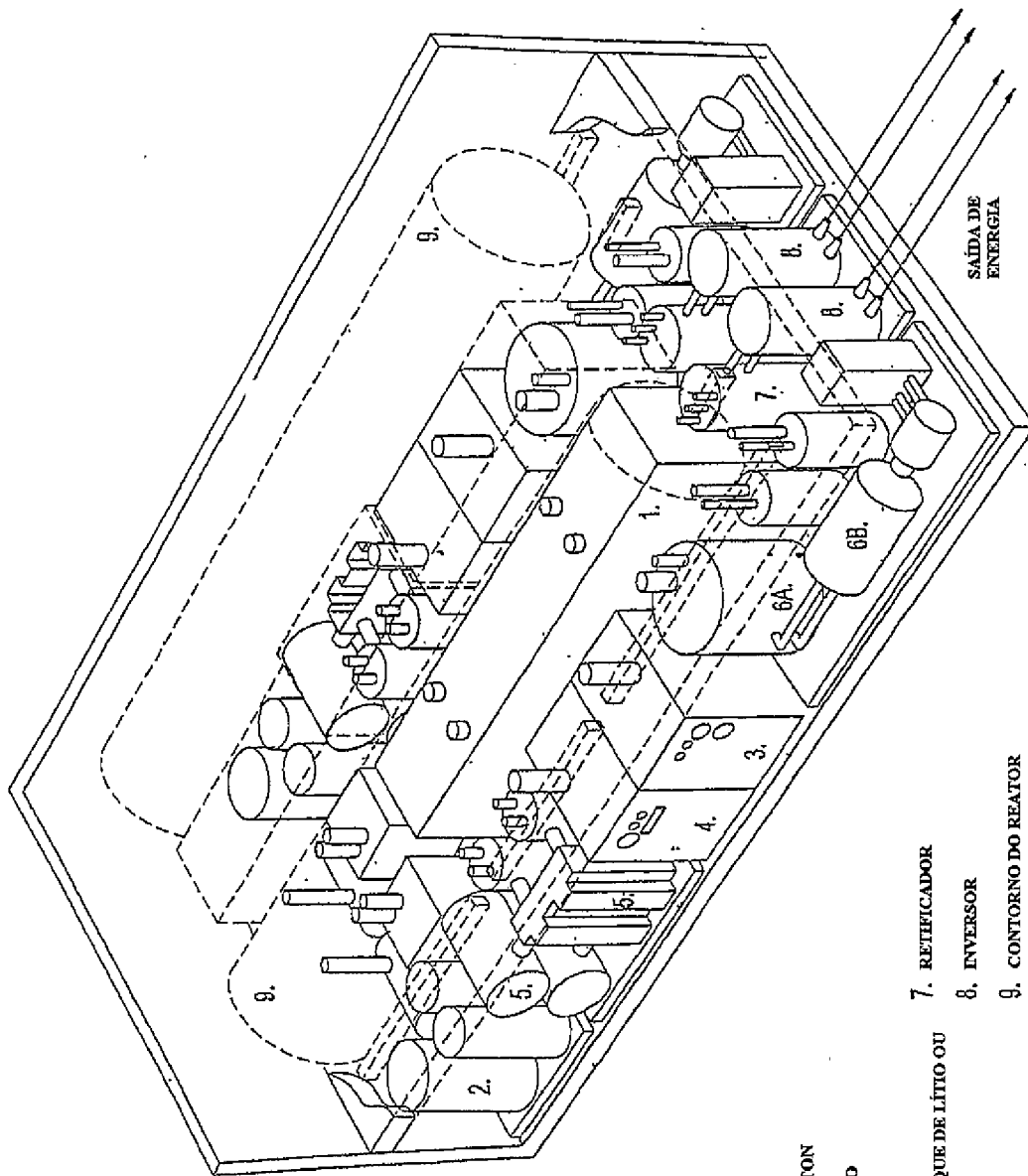


FIG. 28

FIG. 29



EQUIPAMENTO
DE SUPORTE DO
REATOR

1. BANCO CAPACITOR PARA
PARTIDA INDUTIVA

2. EQUIPAMENTO CRIOGENICO PARA
IMAS SUPERCONDUTORES

3. ACELERADOR PARA INJEÇÃO DE PRÓTON

4. ACELERADOR PARA INJEÇÃO DE BORO

5. BOMBAS DE VÁCUO

6A. BOMBA ELETROMAGNÉTICA DO TANQUE DE LÍTO OU
NAK E TROCADOR DE CALOR

6B. TURBINA A VAPOR E GERADOR

7. RETIFICADOR

8. INVERSOR

9. CONTOURNO DO REATOR

SAÍDA DE
ENERGIA

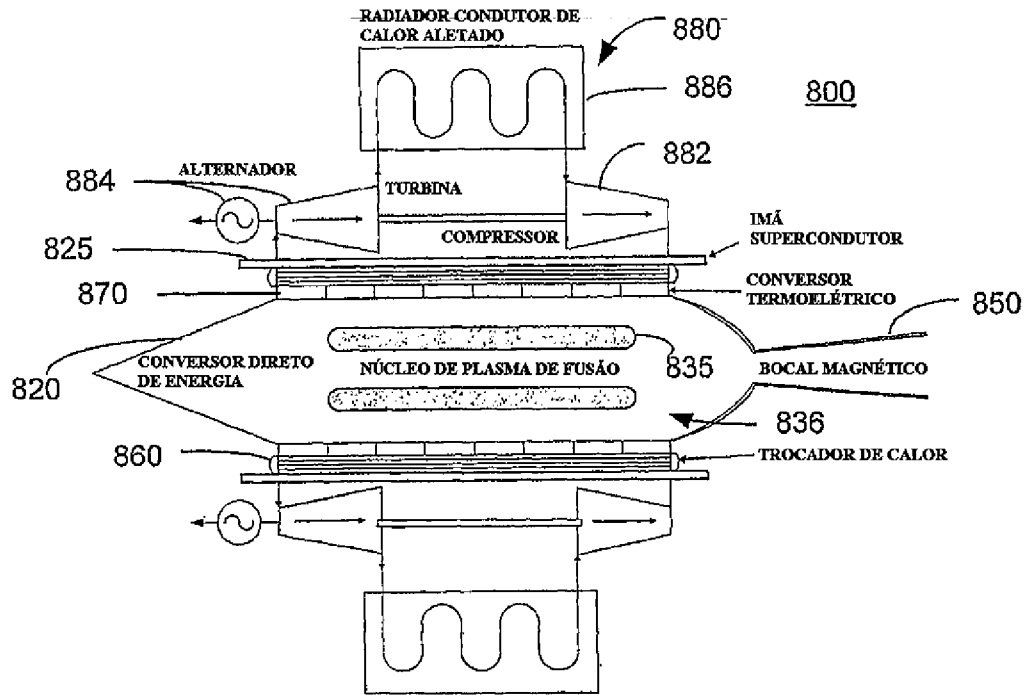


FIG. 31

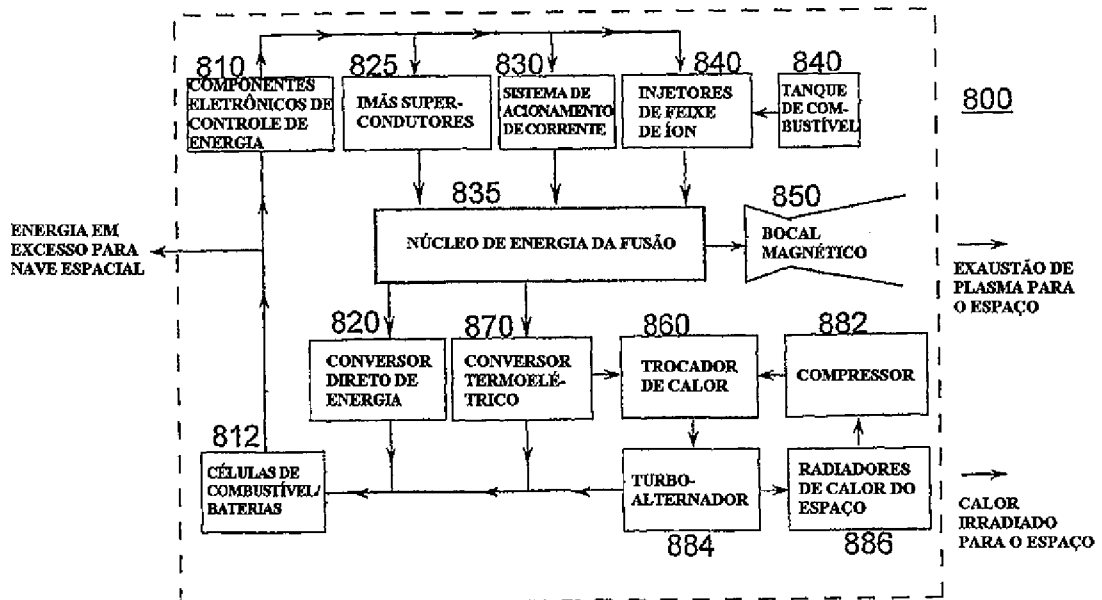


FIG. 32

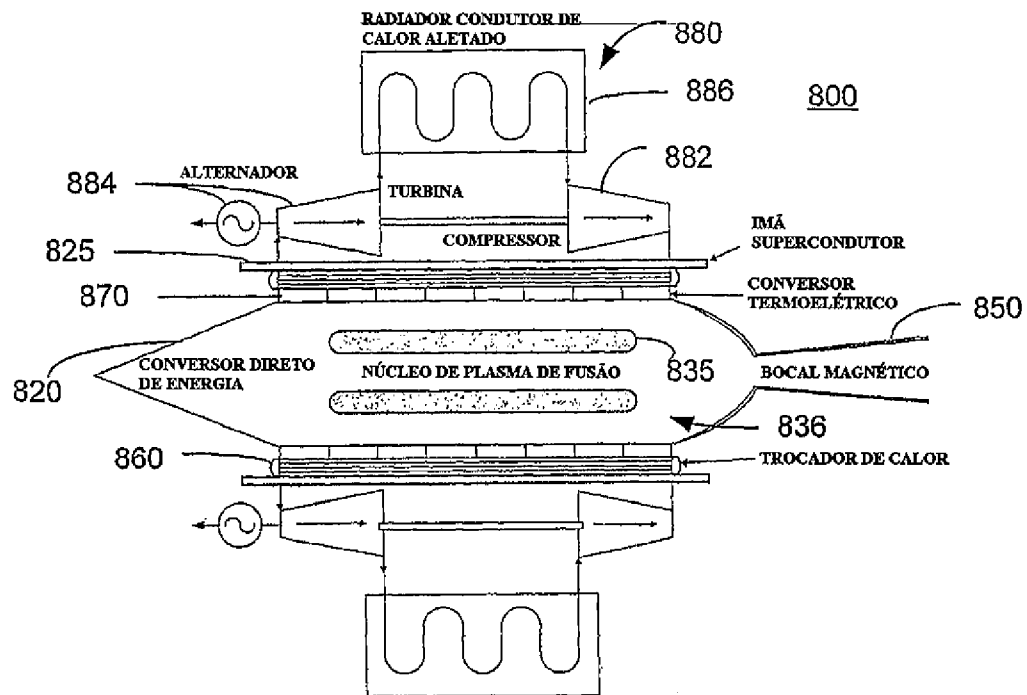


FIG. 31

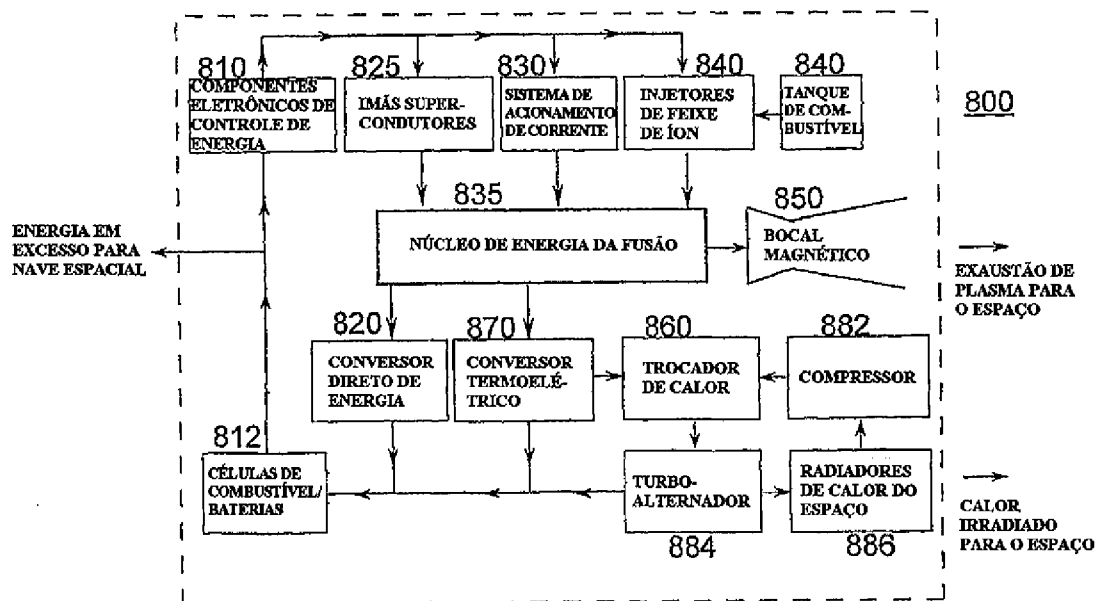


FIG. 32