

(12) FASCÍCULO DE PATENTE DE INVENÇÃO

(22) Data de pedido: 2006.03.07	(73) Titular(es): THE REGENTS OF THE UNIVERSITY OF CALIFORNIA 1111 FRANKLIN STREET 5TH FLOOR OAKLAND, CA 94607-5200 US
(30) Prioridade(s): 2005.03.07 US 659525 P 2005.03.07 US 659549 P 2005.03.07 US 659738 P 2005.03.07 US 659767 P	
(43) Data de publicação do pedido: 2007.11.21	(72) Inventor(es): EUSEBIO GARATE NORMAN ROSTOKER MICHL BINDERBAUER FRANK WESSEL ALEX CHEUNG US US US US US
(45) Data e BPI da concessão: 2012.07.18 192/2012	(74) Mandatário: LUÍS MANUEL DE ALMADA DA SILVA CARVALHO RUA VÍCTOR CORDON, 14 1249-103 LISBOA PT

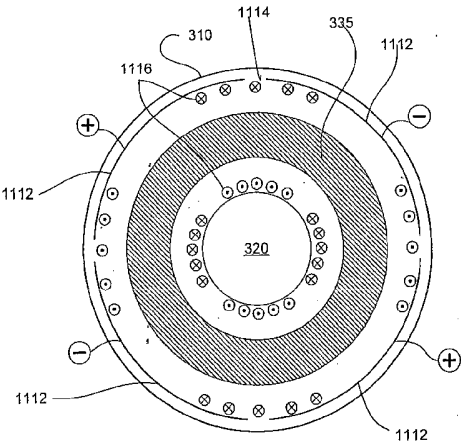
(54) Epígrafe: **SISTEMA DE GERAÇÃO ELÉCTRICA DE PLASMA**

(57) Resumo:

UM SISTEMA E EQUIPAMENTO PARA FUSÃO CONTROLADA NUMA TOPOLOGIA MAGNÉTICA DE CONFIGURAÇÃO DE CAMPO INVERTIDO (¿FIELD REVERSED CONFIGURATION¿ ¿FRC) E PARA CONVERSÃO DAS ENERGIAS DOS PRODUTOS DA FUSÃO DIRECTAMENTE EM ENERGIA ELÉCTRICA. PREFERENCIALMENTE, OS IÕES DO PLASMA SERÃO MAGNETICAMENTE CONFINADOS NA FRC, ENQUANTO OS ELECTRÕES DO PLASMA SERÃO CONFINADOS ELECTROSTATICAMENTE NUM POÇO PRONUNCIADO DE ENERGIA, CRIADO PELA ROTAÇÃO DE UM CAMPO MAGNÉTICO APLICADO EXTERIORMENTE. NESTA CONFIGURAÇÃO, OS IÕES E OS ELECTRÕES PODEM TER DENSIDADES E TEMPERATURAS ADEQUADAS PARA QUE, UMA VEZ QUE OCORRAM COLISÕES, ELES SEJAM CONJUNTAMENTE FUNDIDOS POR INTERMÉDIO DA FORÇA NUCLEAR, ASSIM FORMANDO PRODUTOS DE REACÇÃO QUE EMERGEM SOB A FORMA DE UM FEIXE ANELAR. A ENERGIA É RECOLHIDA A PARTIR DOS IÕES DOS PRODUTOS DE REACÇÃO, À MEDIDA QUE ELES PASSAM EM ESPIRAL PELOS ELÉCTRODOS DE UM CONVERSOR DE CICLOTRÃO INVERSO. NUMA PERSPECTIVA VANTAJOSA, NOS PLASMAS DO COMBUSTÍVEL DE FUSÃO QUE PODEM SER USADOS COM O PRESENTE SISTEMA DE CONFINAMENTO E DE CONVERSÃO DE ENERGIA INCLUEMSE OS COMBUSTÍVEIS AVANÇADOS (NÃO NEUTRÓNICOS).

RESUMO**"SISTEMA DE GERAÇÃO ELÉCTRICA DE PLASMA"**

Um sistema e equipamento para fusão controlada numa topologia magnética de configuração de campo invertido ("Field Reversed Configuration" - FRC) e para conversão das energias dos produtos da fusão directamente em energia eléctrica. Preferencialmente, os iões do plasma serão magneticamente confinados na FRC, enquanto os electrões do plasma serão confinados electrostaticamente num poço pronunciado de energia, criado pela rotação de um campo magnético aplicado exteriormente. Nesta configuração, os iões e os electrões podem ter densidades e temperaturas adequadas para que, uma vez que ocorram colisões, eles sejam conjuntamente fundidos por intermédio da força nuclear, assim formando produtos de reacção que emergem sob a forma de um feixe anelar. A energia é recolhida a partir dos iões dos produtos de reacção, à medida que eles passam em espiral pelos eléctrodos de um conversor de ciclotrão inverso. Numa perspectiva vantajosa, nos plasmas do combustível de fusão que podem ser usados com o presente sistema de confinamento e de conversão de energia incluem-se os combustíveis avançados (não neutrónicos).



DESCRIÇÃO

"SISTEMA DE GERAÇÃO ELÉCTRICA DE PLASMA"

DOMÍNIO DA INVENÇÃO

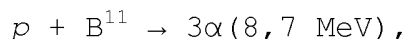
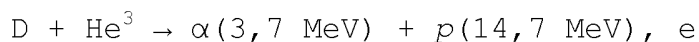
A invenção está relacionada com a área da física de plasmas em geral e, em particular, com os métodos e equipamentos para confinamento de plasmas de modo a proporcionar a fusão nuclear, e para conversão em electricidade da energia proveniente dos produtos de fusão.

ANTECEDENTES DA INVENÇÃO

A fusão consiste no processo pelo qual dois núcleos leves se combinam para formar um mais pesado. O processo de fusão liberta uma enorme quantidade de energia, sob a forma de partículas em rápido movimento. Em consequência do facto de os núcleos atómicos se encontrarem carregados positivamente - devido aos protões neles contidos - existe entre eles uma força electrostática repulsiva, ou de Coulomb. Para que dois núcleos se fundam, esta barreira repulsiva tem que ser superada, o que acontece quando dois núcleos são colocados suficientemente próximos um do outro, fazendo com que as forças nucleares de curto alcance se tornam suficientemente fortes para superar a força de Coulomb e fundir os núcleos. A energia

necessária para que os núcleos superem a barreira de Coulomb é fornecida pelas suas energias térmicas, que devem ser bastante elevadas. Por exemplo, a taxa de fusão pode ser apreciável se a temperatura for pelo menos da ordem de 10^4 eV - correspondendo grosso modo a 100 milhões de Kelvin. A velocidade de uma reacção de fusão é função da temperatura, e é caracterizada por uma grandeza denominada reactividade. A reactividade de uma reacção D-T, por exemplo, tem um pico largo entre 30 keV e 100 keV.

Entre as reacções de fusão típicas incluem-se:



onde D representa o deutério, T representa o trítio, α representa um núcleo de hélio, n representa um neutrão, p representa um protão, He representa o hélio, e B^{11} representa o Boro-11. Os números entre parêntesis em cada uma das equações indicam a energia cinética dos produtos de fusão.

As duas primeiras reacções acima indicadas - as reacções D-D e D-T - são neutrónicas, o que significa que a maior parte da energia dos seus produtos de fusão é transportada por neutrões rápidos. As desvantagens das reacções neutrónicas residem em que: (1) o fluxo de

neutrões rápidos cria muitos problemas, incluindo a deterioração estrutural das paredes do reactor e níveis altos de radioactividade, para a maior parte dos materiais de construção; e (2) a energia dos neutrões rápidos é recolhida convertendo a sua energia térmica em energia eléctrica, processo que é muito ineficiente (inferior a 30%). As vantagens das reacções neutrónicas residem em que: (1) os seus picos de reactividade se encontram a uma temperatura relativamente baixa; e (2) as suas perdas devidas a radiação são relativamente baixas, porque os números atómicos do deutério e do trítio são 1.

Os reagentes nas duas outras equações - $D-He^3$ e $p-B^{11}$ - são designados por combustíveis avançados. Em vez de produzirem neutrões rápidos, como nas reacções neutrónicas, os seus produtos de fusão consistem em partículas carregadas. Uma vantagem dos combustíveis avançados está em que eles produzem muito menos neutrões, e por isso sofrem pouco com as desvantagens que lhes estão associadas. No caso de $D-He^3$, alguns neutrões rápidos são produzidos por intermédio de reacções secundárias, mas estes neutrões apenas contribuem para aproximadamente 10 por cento da energia dos produtos de fusão. A reacção $p-B^{11}$ não apresenta neutrões rápidos, ainda que produza alguns neutrões lentos resultantes de reacções secundárias mas criando muito menos problemas. Outra vantagem dos combustíveis avançados é que os seus produtos de fusão consistem em partículas carregadas, cuja energia cinética pode ser directamente convertível em electricidade. Com um

adequado processo de conversão directa de energia, a energia dos produtos de fusão dos combustíveis avançados pode ser recolhida com uma elevada eficiência, possivelmente acima de 90 por cento.

Os combustíveis avançados também apresentam desvantagens. Por exemplo, os números atómicos dos combustíveis avançados são mais elevados (2 para o He^3 e 5 para o B^{11}). Consequentemente, as suas perdas por radiação são maiores do que nas reacções neutrónicas. Além disso, é também muito mais difícil provocar a fusão dos combustíveis avançados. Os seus picos de reactividade ocorrem a temperaturas muito mais elevadas e não atingem um valor de reactividade tão elevado como o que se verifica na reacção D-T. Provocar uma reacção de fusão com combustíveis avançados requer, portanto, que eles sejam levados até um mais elevado estado de energia, onde a sua reactividade seja significativa. Nestas circunstâncias, os combustíveis avançados necessitam de ficar retidos durante um período de tempo mais longo, de modo a que possam ser trazidos até às apropriadas condições de fusão.

O tempo de retenção para um plasma é dado por $\Delta t = r^2/D$, onde r é uma dimensão mínima de plasma e D é um coeficiente de difusão. O valor clássico do coeficiente de difusão é $D_C = \alpha_i^2/\tau_{ie}$, onde α_i é o raio de giração do ião e τ_{ie} é o tempo de colisão ião - electrão. A difusão em conformidade com o coeficiente de difusão clássico é designada por transporte clássico. O coeficiente de difusão

de Bohm, atribuído a instabilidades de pequeno comprimento de onda, é dado por $D_B = (1/16)\alpha_i^2 \Omega_i$, onde Ω_i é a frequência de giração do ião. A difusão em conformidade com esta relação é designada por transporte anómalo. Para as condições de fusão, $D_B/D_C = (1/16)\Omega_i \tau_{ie} \approx 10^8$, o transporte anómalo resulta num tempo de retenção muito menor do que no caso de transporte clássico. Esta relação determina qual deve ser a dimensão do plasma num reactor de fusão, com a exigência de que o tempo de retenção para uma determinada quantidade de plasma deve ser mais longo do que o tempo necessário para o plasma sofrer uma reacção de fusão nuclear. Consequentemente, a condição de transporte clássico é mais desejável num reactor de fusão, permitindo utilizar plasmas iniciais mais pequenos.

Em anteriores experiências com confinamento toroidal de plasma, observava-se um tempo de retenção $\Delta t \approx r^2/D_B$. Os progressos nos últimos 40 anos aumentaram o tempo de retenção para $\Delta t \approx 1000 r^2/D_B$. Um conceito já existente de reactor de fusão é o Tokamak. Nos últimos 30 anos, os trabalhos de fusão têm estado concentrados no reactor Tokamak usando um combustível D-T. Estes trabalhos culminaram no International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER). As experiências mais recentes com reactores Tokamak sugerem que é possível o transporte clássico, $\Delta t \approx r^2/D_C$, podendo em tal caso a dimensão mínima de plasma ser reduzida de metros para centímetros. Estas experiências envolveram a injeção de feixes energéticos (50 a 100 keV) para aquecer o plasma até temperaturas de 10 a 30 keV. Ver

W. Heidbrink & G. J. Sadler, 34 *Nuclear Fusion* 535 (1994). Observou-se nestas experiências que os feixes energéticos de iões abrandavam e se difundiam de forma clássica, ao mesmo tempo que o plasma térmico se continuava a difundir rapidamente em modo anómalo. A razão para isto está em que os iões do feixe energético apresentam um grande raio de giração e, como tal, tornam-se insensíveis a flutuações com comprimentos de onda mais pequenos que o raio de giração do ião ($\lambda < \alpha_i$). As flutuações de pequeno comprimento de onda tendem para o valor médio durante um ciclo, e desta forma cancelam-se. Porém, os electrões apresentam um raio de giração muito menor, e por isso eles respondem às flutuações e são transportados em modo anómalo.

Por causa do transporte anómalo, a dimensão mínima do plasma deve ser pelo menos de 2,8 metros. Devido a esta dimensão, o ITER foi construído com 30 metros de altura e 30 metros em diâmetro. Este é o mais pequeno reactor D-T do tipo Tokamak que é exequível. Para combustíveis avançados, tais como D-He³ e p-B¹¹, o reactor do tipo Tokamak teria que ser muito maior porque o tempo necessário para que um ião de combustível sofra uma reacção nuclear é muito mais longo. Um reactor Tokamak usando combustível D-T apresenta o problema adicional de a maioria da energia dos produtos de fusão ser transportada por neutrões de 14 MeV, o que provoca deteriorações por radiação e induz reactividade em quase todos os materiais de construção, devido ao fluxo de neutrões. Além disso, a conversão da sua energia em electricidade tem que ser feita

por um processo térmico, cuja eficiência não é superior a 30%.

Outra configuração de reactor proposta consiste num reactor de feixe de colisão. Num reactor de feixe de colisão, um plasma inicial é bombardeado por feixes de iões. Os feixes são compostos por iões com uma energia muito maior do que a do plasma térmico. A produção de reacções de fusão utilizáveis neste tipo de reactor tem sido impraticável, porque o plasma inicial reduz a velocidade dos feixes de iões. Têm sido apresentadas várias propostas para reduzir este problema e maximizar o número de reacções nucleares.

Por exemplo, a Patente norte-americana com o N° 4 065 351 atribuída a Jassby et al. faz a divulgação de um método para produção de feixes de colisão em contra corrente de deuterões e tritiões, num sistema de confinamento toroidal. Na Patente norte-americana com o N° 4 057 462 atribuída a Jassby et al., é injectada energia electromagnética para contrariar os efeitos de arrasto do plasma em equilíbrio global sobre uma das espécies de ião. O sistema de confinamento toroidal é identificado como sendo um Tokamak. Na Patente norte-americana com o N° 4 894 199 atribuída a Rostoker, feixes de deutério e de trítio são injectados e capturados com a mesma velocidade média numa configuração de Tokamak, de espelho magnético ou de campo invertido. Existe um plasma inicial frio e de baixa densidade com a finalidade única de capturar os

feixes. Os feixes reagem porque têm uma temperatura elevada, e o abrandamento é provocado principalmente pelos electrões que acompanham os iões injectados. Os electrões são aquecidos pelos iões e, nesse caso, a redução de velocidade é mínima.

No entanto, em nenhum destes dispositivos existe um campo eléctrico de equilíbrio a desempenhar qualquer papel. Além disso, não se verifica qualquer tentativa para reduzir, ou até mesmo considerar, o transporte anómalo.

Outras patentes consideram o confinamento electrostático de iões e, nalguns casos, o confinamento magnético de electrões. Entre estas patentes incluem-se: a Patente norte-americana com o N° 3 258 402 atribuída a Farnsworth e a Patente norte-americana com o N° 3 386 883 atribuída a Farnsworth, que divulgam o confinamento electrostático de iões e o confinamento inercial de electrões; a Patente norte-americana com o N° 3 530 036 atribuída a Hirsch et al. e a Patente norte-americana com o N° 3 530 497 atribuída a Hirsch et al., que são semelhantes às de Farnsworth; a Patente norte-americana com o N° 4 233 537 atribuída a Limpacher, que divulga o confinamento electrostático de iões e o confinamento magnético de electrões com paredes reflectoras com ponteiros multipolares; e a Patente norte-americana com o N° 4 826 646 atribuída a Bussard, que é semelhante à patente de Limpacher mas envolvendo ponteiros unipolares. Nenhuma destas patentes considera o confinamento electrostático de

electrões e o confinamento magnético de iões. Embora tenham existido muitos projectos de investigação sobre o confinamento electrostático de iões, nenhum deles conseguiu estabelecer os necessários campos electrostáticos quando os iões possuem a densidade requerida para um reactor de fusão. Por último, nenhuma das patentes atrás citadas descreve uma topologia magnética com configuração de campo invertido.

A configuração de campo invertido (*"Field Reversed Configuration - FRC"*) foi acidentalmente descoberta por volta de 1960 no Naval Research Laboratory, no decurso de experiências de constrição azimutal (*"theta pinch"*). Uma típica topologia com FRC, na qual o campo magnético interno inverte o seu sentido, encontra-se ilustrada na Figura 3 e na Figura 5, e nas Figura 6 e Figura 9 ilustram-se órbitas de partículas numa FRC. No que se refere à FRC, muitos programas de investigação têm sido apoiados nos Estados Unidos e no Japão. Está publicado um sistematizado artigo de revisão sobre a investigação teórica e experimental em FRC entre 1960-1988 Ver M. Tuszewski, 28 *Nuclear Fusion* 2033, (1988). Um "livro branco" acerca do desenvolvimento em FRC's descreve a investigação em 1996 e dá recomendações para pesquisas futuras. Ver L.C. Steinhauer et al., 30 *Fusion Technology* 116 (1996)). Até ao presente, nas experiências em FRC's, estas FRC's têm sido feitas recorrendo ao método de constrição azimutal. Uma consequência deste método de formação está em que tantos os iões como os electrões

transportam metade da corrente, donde resulta um campo electrostático desprezável no plasma e a ausência de confinamento electrostático. Os iões e os electrões nestas FRC's eram contidos por via magnética. Em praticamente todas as experiências em FRC's foi assumido o transporte anómalo. *Ver, a título de exemplo, Tuszewski, no início da secção 1.5.2, na página 2072.*

Nestas circunstâncias, torna-se desejável proporcionar um sistema de fusão apresentando um sistema de confinamento que tenda a reduzir substancialmente ou a eliminar, o transporte anómalo de iões e de electrões, e um sistema de conversão de energia que converta a energia dos produtos de fusão em electricidade, com uma eficiência elevada.

O documento US 2003150710 faz a divulgação de um circuito de condução por radiofrequência e de uma configuração/conjunto de antena ortogonal, como fazendo parte de um método e sistema para geração de plasma de elevada densidade. O conjunto de antena consiste num sistema de antena ortogonal que pode ser conduzido por circuitos/gerador de radiofrequência com uma adequada impedância que seja concordante com a apresentação de uma baixa impedância. O circuito de condução por radiofrequência divulgado utiliza elementos amplificadores do tipo comutador e apresenta uma baixa impedância de saída. Os circuitos de condução por radiofrequência com baixa impedância de saída divulgados eliminam a necessidade

da existência de um circuito concordante destinado a estabelecer interface com as inerentes variações de impedância associadas com o plasma. Igualmente divulgada é a escolha de um valor de capacitância ou de um valor de indutância que proporcione ajustamento para a fonte de plasma por radiofrequência.

O documento US2004/0047442 faz a divulgação de um já conhecido tipo de sistema e equipamento de FCR para fusão controlada, e para conversão das energias dos produtos de fusão directamente em energia eléctrica, usando combustíveis avançados (não neutrónicos)

Sumário

O presente Pedido de patente proporciona um sistema para condução de iões e electrões de plasma num campo magnético de configuração de campo invertido (FRC), e um método para condução de iões e electrões numa FRC, de acordo com as reivindicações adiante apresentadas.

Outras vertentes e características da presente invenção ir-se-ão tornar compreensíveis a partir das considerações da descrição que se vai seguir, consideradas em conjugação com os desenhos anexos.

BREVE DESCRIÇÃO DOS DESENHOS

Os modelos de realização preferidos são

ilustrados, a título de exemplo mas não constituindo uma limitação, nas Figuras dos desenhos anexos, para as quais os números de referências idênticos dizem respeito a componentes idênticos.

A Figura 1 mostra uma vista parcial de uma câmara de confinamento exemplificativa.

A Figura 2A mostra uma vista parcial de uma outra câmara de confinamento exemplificativa.

A Figura 2B mostra uma vista parcial em secção de corte realizado ao longo do plano 2B-2B na Figura 2A.

A Figura 2C mostra uma vista do pormenor destacado pela linha 2C na Figura 2B.

A Figura 2D mostra uma vista parcial em secção de corte realizado ao longo do plano 2D-2D na Figura 2B.

A Figura 3 mostra o campo magnético de uma FRC.

As Figuras 4A e 4B mostram, respectivamente, os sentidos diamagnéticos e contra diamagnéticos numa FRC.

A Figura 5 mostra um sistema de feixes de colisão.

A Figura 6 mostra uma órbita de betatrão.

As Figuras 7A e 7B mostram, respectivamente, o campo magnético e o sentido da deriva de gradiente numa FRC.

As Figuras 8A e 8B mostram, respectivamente, o campo eléctrico e o sentido da deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ numa FRC.

As Figuras 9A, 9B e 9C mostram as órbitas de deriva dos iões.

As Figuras 10A e 10B ilustram a força de Lorentz nas extremidades de uma FRC.

As Figuras 11A e 11B mostram o ajustamento do campo eléctrico e do potencial eléctrico no sistema de feixes de colisão.

A Figura 12 ilustra uma distribuição de Maxwell.

As Figuras 13A e 13B mostram as transições de órbitas de betatrão para órbitas de deriva, devidas às colisões ião-ião com grande ângulo.

As Figuras 14 mostram - em A, B, C e D - as órbitas de betatrão quando são consideradas colisões electrão-ião com pequeno ângulo.

A Figura 15 mostra um feixe de iões neutralizado a ser electricamente polarizado.

A Figura 16 representa uma vista de topo de um feixe de íões neutralizado, quando entra em contacto com o plasma numa câmara de confinamento.

A Figura 17 representa uma esquemática vista traseira de uma câmara de confinamento, em conformidade com um modelo de realização preferido para um processamento de arranque.

A Figura 18 representa uma esquemática vista traseira de uma câmara de confinamento, em conformidade com outro modelo de realização preferido para um processamento de arranque

A Figura 19 mostra as marcas da sonda pontual de campo-B, indicando a formação de uma FRC.

A Figura 20A mostra uma vista de uma fonte indutora de plasma que pode ser montada dentro de uma câmara.

As Figuras 20B e 20C mostram vistas parciais da fonte indutora de plasma

As Figuras 21A e 21B mostram vistas parciais de um sistema de condução por radiofrequência.

A Figura 21C mostra uma vista esquemática para configurações de dipolo e quadripolo.

A Figura 22A mostra parcialmente um sistema gerador de energia plasma-eléctrica, constituído por um reactor de fusão com feixes de colisão acoplado a um conversor directo de energia de ciclotrão inverso.

A Figura 22B mostra uma vista traseira do conversor de ciclotrão inverso da Figura 19A.

A Figura 22C mostra uma órbita de um ião no conversor de ciclotrão inverso.

A Figura 23A mostra parcialmente um sistema gerador de energia plasma-eléctrica, constituído por um reactor de fusão com feixes de colisão acoplado a um modelo de realização alternativo para o conversor de ciclotrão inverso.

A Figura 23B mostra uma vista traseira do conversor de ciclotrão inverso da Figura 20A.

A Figura 24A mostra uma órbita de partícula no interior de um ciclotrão convencional.

A Figura 24B mostra um campo eléctrico oscilante.

A Figura 24C mostra a variação de energia numa partícula em aceleração.

A Figura 25 mostra um campo eléctrico azimuthal

nos espaçamentos entre os eléctrodos do ICC, a que está submetido um ião com velocidade angular.

A Figura 26 mostra um emparelhamento de lentes para focagem de quadripolo.

As Figuras 27A e 27B mostram o sistema auxiliar da bobina de campo magnético.

A Figura 28 mostra um reactor de 100 MW.

A Figura 29 mostra o equipamento auxiliar do reactor.

A Figura 30 mostra um sistema de propulsão por impulso de plasma.

A Figura 31 mostra os componentes principais de um sistema de propulsão por impulso de plasma.

A Figura 32 mostra um diagrama de blocos para o sistema de propulsão por impulso de plasma.

DESCRIÇÃO DETALHADA DOS MODELOS DE REALIZAÇÃO PREFERIDOS

Como se ilustra nas Figuras, um sistema gerador de energia plasma-eléctrica ("plasma-electric power generation - PEG") da presente invenção será preferencialmente constituído por um reactor de fusão com

feixes de colisão ("colliding beam fusion reactor - CBFR"), acoplado a um sistema de conversão directa de energia. Tal como se aludiu anteriormente, um reactor de fusão ideal resolve o problema do transporte anómalo, tanto para iões como para electrões. A solução para o problema do transporte anómalo aqui encontrada utiliza um sistema de contenção com um campo magnético apresentando uma configuração de campo invertido (FRC). O transporte anómalo de iões é evitado pelo confinamento magnético na FRC, de tal modo que a maioria dos iões têm órbitas grandes e não adiabáticas, tornando-os insensíveis às flutuações de pequeno comprimento de onda que provocam o transporte anómalo de iões adiabáticos. Em particular, a existência de uma região na FRC onde o campo magnético se anula torna possível ter um plasma constituído por uma maioria de iões não adiabáticos. No caso dos electrões, o transporte anómalo de energia é evitado pelo ajustamento do campo magnético aplicado exteriormente, de modo a desenvolver um campo eléctrico intenso que os confina electrostaticamente num poço de potencial pronunciado.

Os plasmas de combustível de fusão que podem ser usados com os presentes equipamento e método de confinamento não se limitam a combustíveis neutrónicos - como o D-D (Deutério-Deutério) ou D-T (Deutério-Trítio) - mas também poderão vantajosamente incluir combustíveis avançados ou não neutrónicos, tais como D-He³ (Deutério-Hélio-3) ou p-B¹¹ (Hidrogénio-Boro-11). [Para uma discussão de combustíveis avançados, ver R. Feldbacher & M. Heindler,

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A271 (1988) JJ-64 (North Holland Amsterdam)]. Para tais combustíveis não neutrónicos, a energia da reacção de fusão encontra-se quase inteiramente sob a forma de partículas carregadas, ou seja, iões energéticos, que podem ser manipuladas num campo magnético e, dependendo do combustível, provocar uma radioactividade diminuta ou mesmo nenhuma. A reacção $D-He^3$ produz um ião H e um ião He^4 com 18,2 MeV de energia, enquanto a reacção $p-B^{11}$ produz três iões He^4 e 8,7 MeV de energia. Tomando como base a modelação teórica para um dispositivo de fusão utilizando combustíveis não neutrónicos, o rendimento na conversão da energia produzida pode atingir valores de aproximadamente 90%, conforme é descrito, a título de exemplo, por K. Yoshikawa, T. Noma e Y. Yamamoto em *Fusion Technology*, 19, 870 (1991). Tais rendimentos fazem avançar decisivamente as perspectivas para a fusão não neutrónica, numa configuração ajustável (1 a 1000 MW), compacta e de baixo custo.

Num processo de conversão directa de energia para a presente invenção, as partículas carregadas dos produtos de fusão podem ser abrandadas e a sua energia cinética convertida directamente em energia eléctrica. Uma das vantagens é que o sistema de conversão directa de energia da presente invenção possui os rendimentos, as tolerâncias partícula-energia e a capacidade electrónica necessárias para converter a frequência e a fase da potência produzida na fusão a cerca de 5 MHz, de modo a sincronizá-la com a frequência e fase de uma rede eléctrica externa de 60

Hertz.

Sistema de Contenção de Fusão

A Figura 1 ilustra um modelo de realização preferido para um sistema de contenção **300** de acordo com a presente invenção. O sistema de contenção **300** é constituído por uma parede de câmara **305** definindo no seu interior uma câmara de confinamento **310**. Preferencialmente, a câmara **310** apresentará um formato cilíndrico, com um eixo principal **315** ao longo do centro da câmara **310**. Para aplicação deste sistema de contenção **300** a um reactor de fusão, é necessário criar um vácuo absoluto, ou próximo disso, no interior da câmara **310**. Concentricamente com o eixo principal **315** situa-se uma bobina de fluxo de betatrão **320**, localizada dentro da câmara **310**. A bobina de fluxo de betatrão **320** consiste num meio de transporte de corrente eléctrica adaptado para direccionar a corrente em torno de uma comprida bobina, conforme é mostrado, que irá preferencialmente consistir em enrolamentos paralelos de múltiplas bobinas distintas e, com maior grau de preferência, enrolamentos paralelos de cerca de quatro bobinas separadas, para constituírem uma bobina comprida. Para as pessoas especializadas nesta tecnologia será compreensível que, da corrente que atravessa a bobina de betatrão **320** venha a resultar um campo magnético dentro da bobina de betatrão **320**, essencialmente na direcção do eixo principal **315**.

Em redor do lado de fora da parede de câmara **305** encontra-se uma bobina externa **325**. A bobina externa **325** produz um campo magnético relativamente constante, tendo um fluxo essencialmente paralelo ao eixo principal **315**. Este campo magnético apresenta simetria azimutal. A aproximação que consiste em considerar o campo magnético produzido pela bobina externa **325** como sendo constante e paralelo ao eixo **315** é sobretudo válida em zonas afastadas das extremidades da câmara **310**. Em cada uma das extremidades da câmara **310** encontra-se uma bobina de espelho magnético **330**. As bobinas de espelho magnético **330** estão preparadas para produzir um campo magnético de intensidade crescente no interior da câmara **310**, em cada extremidade, encurvando assim as linhas de campo magnético para o lado de dentro, em cada extremidade (Ver Figuras 3 e 5). Como foi explicado, esta curvatura para dentro das linhas de campo ajuda a conter o plasma **335** numa região de contenção dentro da câmara **310**, genericamente situada entre as bobinas de espelho magnético **330**, empurrando-o no sentido do afastamento das extremidades onde ele poderia escapar-se do sistema de contenção **300**. As bobinas de espelho magnético **330** podem ser adaptadas para produzir um campo magnético de intensidade crescente nas extremidades, por intermédio de uma diversidade de métodos conhecidos nesta tecnologia, incluindo o aumento do número de espiras dos enrolamentos nas bobinas de espelho magnético **330**, o aumento da corrente que atravessa estas bobinas de espelho magnético **330**, ou a sobreposição das bobinas de espelho magnético **330** com a bobina externa **325**.

A bobina externa **325** e as bobinas de espelho magnético **330** estão ilustradas na Figura 1 implementadas do lado de fora da parede de câmara **305**; no entanto, elas podem localizar-se no lado de dentro da câmara **310**. Nas situações em que a parede de câmara **305** é feita num material condutor, por exemplo metálico, poderá ser vantajoso colocar as bobinas **325**, **330** no interior da parede de câmara **305**, porque o tempo que leva a que o campo magnético se difunda através da parede **305** poderá ser relativamente prolongado, e consequentemente fazer com que o sistema **300** vá reagir lentamente. De um modo semelhante, a câmara **310** poderá assumir o formato de um cilindro oco, onde a parede de câmara **305** constitui um longo anel circular. Nessa situação, a bobina de fluxo de betatrão **320** poderá ser implementada do lado de fora da parede de câmara **305**, no centro do referido anel circular. Preferencialmente, a parede interior que constitui o centro do anel circular poderá integrar um material não condutor, como o vidro. Como será compreensível, a câmara **310** deve ter um tamanho suficiente e uma forma adequada para permitir que o feixe ou camada **335** de plasma circulante rode em torno do eixo principal **315**, a um determinado raio.

A parede de câmara **305** pode ser feita num material com uma alta permeabilidade magnética, como o aço. Nessa situação, a parede de câmara **305** irá contribuir para evitar que o fluxo magnético se escape da câmara **310**, "comprimindo-o", devido às contra-correntes induzidas no material. Se a parede da câmara fosse feita num material

com baixa permeabilidade magnética, como o acrílico, seria necessário outro dispositivo para contenção do fluxo magnético. Nessa situação, poderia ser utilizada uma série de anéis metálicos achatados em espiras fechadas. Estes anéis, conhecidos nesta tecnologia como delimitadores de fluxo, iriam ser instalados no interior das bobinas externas **325**, mas do lado de fora do feixe de plasma circulante **335**. Por outro lado, estes delimitadores de fluxo poderão ser passivos ou activos, em que os delimitadores de fluxo activos serão percorridos por uma determinada corrente para melhor facilitar a contenção do fluxo magnético dentro da câmara **310**. Como alternativa, as próprias bobinas externas **325** poderão servir como delimitadores de fluxo.

Como será mais adiante explicado em maior detalhe, um feixe de plasma circulante **335**, contendo partículas carregadas, poderá ficar contido dentro de uma câmara **310**, por intermédio da força de Lorenz provocada pelo campo magnético gerado pela bobina externa **325**. Nestas circunstâncias, os iões no feixe de plasma **335** ficam magneticamente contidos em grandes órbitas de betatrão, em torno das linhas de fluxo geradas pela bobina externa **325**, as quais são paralelas ao eixo principal **315**. Uma ou mais portas de injeção **340** de feixes estão também previstas para adicionar iões de plasma ao feixe de plasma circulante **335** na câmara **310**. Num modelo de realização preferido, as portas de injeção **340** estão preparadas para injectar um feixe de iões, aproximadamente na mesma posição radial

relativamente ao eixo principal **315** onde o feixe de plasma circulante **335** está contido (ou seja, em redor de uma superfície nula adiante descrita). Além disso, as portas de injeção **340** estão adaptadas para injectar feixes de iões **350** [Ver Figura 17] tangencialmente à órbita de betatrão do feixe de plasma contido **335**, e no mesmo sentido.

Também está prevista uma ou mais fontes de plasma inicial **345**, para injeção de uma nuvem de plasma não energético para dentro da câmara **310**. Num modelo de realização preferido, as fontes do plasma inicial **345** estão preparadas para enviar o plasma **335** em direcção ao centro axial da câmara **310**. Descobriu-se que o facto de se direccionar o plasma deste modo ajuda a melhor conter o plasma **335**, e conduz a uma mais elevada densidade do plasma **335** na região de contenção no interior da câmara **310**.

Câmara de Vácuo

Como foi atrás descrito, na aplicação do sistema de contenção de um CBFR, torna-se necessário criar um vácuo absoluto, ou próximo disso, dentro da câmara. Dado que as interacções (dispersão, permutas de carga) entre neutros e combustível de plasma irão sempre constituir um canal para perda de energia, é fundamental limitar a densidade residual na câmara do reactor. Além disso, as impurezas resultantes de câmaras que tenham sido mal evacuadas podem conduzir a reacções laterais contaminantes durante o funcionamento, e podem drenar uma quantidade extraordinária

de energia durante o arranque, uma vez que o sistema tem que queimar completamente estes resíduos.

Para alcançar um bom nível de vácuo, é normalmente envolvida a utilização de câmaras e portas de aço inoxidável, bem como materiais de baixa desgaseificação. No caso de metais, às boas propriedades de vácuo são ainda acrescentadas boas características estruturais. No entanto, os materiais condutores - tais como o aço inoxidável e outros semelhantes - apresentam vários problemas no que diz respeito às respectivas propriedades eléctricas. Embora tais efeitos negativos estejam todos ligados, eles manifestam-se de formas diferentes. Entre as características mais negativas, referem-se: a difusão retardada de campos magnéticos através das paredes da câmara; a acumulação de cargas eléctricas sobre as superfícies; a alteração drástica dos tempos de resposta do sistema a sinais transientes, bem como a formação de correntes de imagem nas superfícies, o que causa impacto na desejada topologia magnética. Os materiais que não apresentam estas indesejáveis características e exibem boas propriedades de vácuo são isoladores, tais como os materiais cerâmicos, vidro, quartzo e, em menor grau, as fibras de carbono. O principal problema com estes materiais reside na integridade estrutural, bem como no seu potencial para deteriorações acidentais. Outras limitações são constituídas pelos problemas de fabricação, como por exemplo a fraca maquinabilidade dos materiais cerâmicos.

Num determinado modelo de realização - conforme ilustrado nas Figuras 2A, 2B, 2C e 2D - é proporcionada uma câmara alternativa **1310** que minimiza esses problemas. A câmara **1310** do CBFR será de preferência constituída principalmente por um metal, preferencialmente aço inoxidável ou outro semelhante, para proporcionar resistência estrutural e boas propriedades de vácuo. Entretanto, a parede cilíndrica **1311** da câmara **1310** irá incluir quebras axiais de isolamento **1360** na parede **1311** que se desenvolvem ao longo de quase todo o comprimento da câmara **1310**, no troço central da câmara **1310**, ou seja a região nuclear de potência do CBFR. De preferência, conforme ilustrado na Figura 2B, existirão três quebras **1360**, que estão separadas umas das outras por cerca de 120 graus. As quebras **1360**, tal como ilustrado na Figura 2C, consistem numa ranhura ou fenda **1362** na parede **1311** da câmara **1310**, existindo um sulco ou sede de vedação **1369** formado em torno da periferia da ranhura **1362**. No sulco **1369**, é recebida uma anilha de vedação ("O-ring") **1367**. As ranhuras **1362**, tal como ilustrado na Figura 2D, estendem-se ao longo de quase todo o comprimento da câmara **1310**, deixando suficiente material de aço inoxidável para formação de um troço de parede **1311**, contínuo na direcção azimutal junto das duas extremidades, para proporcionar integridade estrutural e para permitir uma boa capacidade de vedação relativamente ao vácuo nas extremidades. Para melhorar a integridade estrutural e evitar a implosão, a câmara **1310** irá de preferência incluir, conforme ilustrado na Figura 2A, uma multiplicidade de conjuntos de nervuras

azimutais parciais **1370** que são formadas como fazendo parte integrante da parede de câmara **1311**, ou são acoplados à superfície da parede de câmara **1311** por intermédio de soldadura ou processo semelhante.

Como representado na Figura 2C, a fenda **1362** é preenchida com uma peça de inserção **1364** feita em material cerâmico. A peça de inserção **1364** prolonga-se ligeiramente para dentro da câmara **1310** e está coberta, no seu lado de dentro, por uma protecção metálica **1366**, para evitar a emissão de plasma secundário proveniente de colisões com o material cerâmico dos iões de plasma primário que saem do feixe de plasma circulante. Pelo lado de fora da câmara **1310**, a peça de inserção **1364** está ligada a um painel de vedação **1365** que constitui uma barreira para o vácuo, por intermédio de uma anilha de vedação ("O-ring") **1367**, conjuntamente com a superfície do aço inoxidável da parede de câmara **1311**. Para preservar as desejáveis propriedades de vácuo, o painel de vedação **1365** será preferencialmente formado a partir de um de substrato, de preferência em fibra de vidro ou algo semelhante, que seja mais flexível e crie uma mais apertada vedação com a anilha de vedação ("O-ring") **1367** da que seria proporcionada por um material cerâmico, em particular quando a pressão interna deformar ligeiramente a câmara **1310**.

As peças de inserção ou isoladores cerâmicos **1364** dentro das ranhuras **1362** irão de preferência evitar que a corrente estabeleça arcos que atravessem as ranhuras **1362**

e, conseqüentemente, irão impedir a formação de correntes de imagem azimutal na parede de câmara **1311**. As correntes de imagem são uma manifestação da Lei de Lenz, que interpreta a tendência natural para contrariar qualquer alteração no fluxo: por exemplo, a alteração no fluxo que ocorre na bobina de fluxo **1320** durante a formação de uma FRC, como será adiante descrito. Se não existissem ranhuras **1362** na parede cilíndrica **1311** da câmara **1310**, a alteração de fluxo na bobina de fluxo **1320** iria provocar a formação de uma corrente igual e oposta, induzida por indução, na parede de aço inoxidável **1311**, que levaria ao anulamento da mudança de fluxo magnético no interior da câmara **1310**. Embora as correntes de imagem induzidas tendam a ser mais fracas (devido a perdas indutivas) do que a corrente aplicada à bobina de fluxo **1320**, a corrente de imagem tem tendência para reduzir significativamente o campo magnético aplicado ou de confinamento dentro da câmara **1310** que, se não for resolvido, tende a produzir um impacto negativo na topologia de campo magnético e a alterar as características de confinamento no interior da câmara **1310**. A existência das fendas **1362** evita que as correntes de imagem azimutais se formem na parede **1311**, em direcção ao plano médio da câmara **1310** e no sentido do afastamento das extremidades da câmara **1310**, no sector contínuo segundo a direcção azimutal da parede **1311**. As únicas correntes de imagem que podem ser transportadas pela parede de câmara **1311**, em direcção ao plano médio e no sentido do afastamento das extremidades da câmara **1310**, serão correntes muito fracas que se escoam paralelamente ao eixo longitudinal das fendas **1362**. Tais

correntes não têm qualquer impacto sobre os campos de confinamento magnético axial da FRC, dado que os campos de imagem magnética produzidos pelas correntes de imagem que atravessam longitudinalmente a parede de câmara **1311** apenas apresentam componentes segundo as direcções radial e azimutal. As correntes de imagem azimutais - formadas no sector contínuo segundo a direcção azimutal da parede **1311**, junto das extremidades da câmara **1310** - não têm tendência a ter um impacto negativo e/ou a alterar as características de confinamento no interior da câmara **1310**, já que a topologia magnética nesta região não é importante para o confinamento do plasma.

Para além de impedir a formação de correntes de imagem azimutal na parede de câmara **1311**, as ranhuras **1362** proporcionam uma trajectória para que o fluxo magnético proveniente das bobinas de campo e de espelho magnético **1325** e **1330** penetre na câmara **1310** numa rápida escala de tempos. As ranhuras **1362** tornam possível um ajustamento fino a nível dos sub-milissegundos e, como resultado, o controlo retroactivo do campo magnético aplicado.

Partículas Carregadas numa FRC

A Figura 3 mostra um campo magnético de uma FRC **70**. O sistema apresenta simetria cilíndrica relativamente ao seu eixo **78**. Na FRC, existem duas regiões de linhas de

campo magnético: abertas **80** e fechadas **82**. A superfície que separa as duas regiões é designada por separatriz **84**. A FRC forma uma superfície cilíndrica nula **86** na qual o campo magnético desaparece. Na parte central **88** da FRC, o campo magnético não se altera apreciavelmente na direcção axial. Nas extremidades **90**, o campo magnético varia efectivamente de forma apreciável na direcção axial. O campo magnético ao longo do eixo central **78** inverte o sentido na FRC, o que justifica o termo "Invertido" na designação de Configuração de Campo Invertido (FRC).

Na Figura 4A, o campo magnético do lado de fora da superfície nula **94** apresenta-se num primeiro sentido **96**. O campo magnético no interior da superfície nula **94** apresenta-se num segundo sentido **96** oposto ao primeiro. Se um ião se mover no sentido **100**, a força de Lorentz **30** que sobre ele actua irá apontar em direcção à superfície nula **94**. Isto é facilmente confirmado aplicando a regra da mão direita. Para partículas que se movam no sentido diamagnético **102**, a força de Lorentz aponta sempre em direcção à superfície nula **94**. Este fenómeno dá lugar a uma órbita de partícula designada órbita de betatrão, a ser adiante descrita.

A Figura 4B mostra um ião movendo-se num sentido contra diamagnético **104**. A força de Lorentz neste caso aponta no sentido do afastamento relativamente à superfície nula **94**. Este fenómeno dá lugar a um tipo de órbita denominada órbita de deriva, a ser descrita mais à frente.

O sentido diamagnético para os iões é o sentido contra diamagnético para os electrões, e vice-versa.

A Figura 5 mostra um anel ou camada anelar de plasma **106** rodando no sentido diamagnético dos iões **102**. O anel **106** está localizado em redor da superfície nula **86**. O campo magnético **108** gerado pela camada anelar de plasma **106**, em combinação com um campo magnético externamente aplicado **110**, forma um campo magnético apresentando a topologia de uma FRC (A topologia está representada na Figura 3).

O feixe de iões que forma a camada de plasma **106** encontra-se a uma determinada temperatura; por isso, as velocidades dos iões formam uma distribuição de Maxwell num enquadramento que roda à velocidade angular média do feixe de iões. As colisões entre iões com diferentes velocidades conduzem a reacções de fusão. Por esta razão, a camada do feixe de plasma, ou núcleo energético **106**, é designada por sistema de feixe de colisão.

A Figura 6 mostra os principais tipos de órbitas de iões num sistema de feixe de colisão, designados por órbitas de betatrão **112**. Uma órbita de betatrão **112** pode ser representada sob a forma de uma onda sinusoidal centrada no círculo nulo **114**. Como se explicou anteriormente, o campo magnético sobre o círculo nulo **114** desaparece. O plano da órbita **112** é perpendicular ao eixo **78** da FRC. Os iões que estão nesta órbita **112** movem-se no

respectivo sentido diamagnético **102**, a partir de um ponto inicial **116**. Um ião numa órbita de betatrão tem dois movimentos: uma oscilação na direcção radial (perpendicular ao círculo nulo **114**), e uma translação ao longo do círculo nulo **114**.

A Figura 7A consiste num gráfico do campo magnético **118** numa FRC. No eixo horizontal do gráfico representa-se a distância, em centímetros, contada a partir do eixo **78** da FRC. O campo magnético está expresso em kilogauss. Tal como o gráfico mostra, o campo magnético **118** anula-se para o raio **120** do círculo nulo.

Como se mostra na Figura 7B, uma partícula que se mova junto do círculo nulo irá ver um gradiente **126** do campo magnético a apontar no sentido do afastamento em relação à superfície nula **86**. O campo magnético do lado de fora do círculo nulo apresenta-se num primeiro sentido **122**, enquanto o campo magnético dentro do círculo nulo se apresenta num segundo sentido **124** oposto ao primeiro. O sentido de uma deriva de gradiente é dado pelo produto externo $\vec{B} \times \nabla B$, onde ∇B representa o gradiente do campo magnético; nestas circunstâncias, pode ser verificado pela aplicação da regra da mão direita que o sentido da deriva de gradiente coincide com o sentido contra diamagnético, quer o ião esteja do lado de fora ou do lado de dentro do círculo nulo **128**.

A Figura 8A mostra um gráfico do campo eléctrico

130 numa FRC. O eixo horizontal do gráfico representa a distância, em centímetros, contada a partir do eixo **78** da FRC. O campo eléctrico está expresso em Volts/cm. Como o gráfico mostra, o campo eléctrico **130** anula-se junto do raio **120** do círculo nulo.

Tal como se mostra na Figura 8B, o campo eléctrico no caso dos iões é não confinante; ele aponta nos sentidos **132**, **134** de afastamento relativamente à superfície nula **86**. O campo magnético, como anteriormente, apresenta sentidos opostos **122**, **124**, do lado de dentro e do lado de fora da superfície nula **86**. Pode ser verificado pela aplicação da regra da mão direita que o sentido da deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ consiste no sentido diamagnético **102**, quer o ião esteja do lado de fora ou do lado de dentro da superfície nula **136**.

As Figura 9A e 9B mostram outro tipo de órbita habitual numa FRC, designada por órbita de deriva **138**. As órbitas de deriva **138** podem encontrar-se do lado de fora da superfície nula **114**, como se mostra na Figura 9A, ou do lado de dentro da mesma, como se mostra na Figura 9B. As órbitas de deriva **138** rodam no sentido diamagnético se a deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ dominar, ou no sentido contra diamagnético se dominar a deriva de gradiente. As órbitas de deriva **138** representadas nas Figuras 9A e 9B rodam no sentido diamagnético **102** a partir de um ponto inicial **116**.

Uma órbita de deriva, como se mostra na Figura

9C, pode ser imaginada como consistindo num pequeno círculo que rola sobre um círculo relativamente maior. O círculo pequeno **142** gira em torno do seu eixo no sentido **144**. Ele simultaneamente rola relativamente ao círculo grande **146** no sentido **102**. O ponto **140** irá traçar no espaço uma trajectória semelhante a **138**.

As Figuras 10A e 10B mostram o sentido da força de Lorentz nas extremidades de uma FRC **151**. Na Figura 10A, mostra-se um ião que se move no sentido diamagnético **102** com uma velocidade **148** num campo magnético **150**. Pode ser verificado pela aplicação da regra da mão direita que a força de Lorentz **152** tende a empurrar o ião para trás, para dentro da região de linhas de campo fechadas. Neste caso, portanto, a força de Lorentz **152** é confinante para os iões. Na Figura 10B, representa-se um ião que se move no sentido contra diamagnético com uma velocidade **148** num campo magnético **150**. Pode ser verificado pela aplicação da regra da mão direita que a força de Lorentz **152** tende a empurrar o ião para dentro da região de linhas de campo abertas. Neste caso, portanto, a força de Lorentz **152** é não confinante para os iões.

Confinamento magnético e electrostático numa FRC

Uma camada de plasma **106** (ver Figura 5) pode ser formada numa FRC pela injeção de feixes de iões energéticos em redor da superfície nula **86** no sentido

diamagnético **102** dos iões. (Uma discussão detalhada dos diferentes métodos para formação da FRC e do anel de plasma é adiante apresentada). Na camada de plasma circulante **106**, a maior parte dos iões apresenta órbitas de betatrão **112** [ver Figura 6], é energética, e não é adiabática; nestas circunstâncias, estes iões são insensíveis às flutuações de pequeno comprimento de onda que provocam o transporte anómalo.

Numa camada de plasma **106** formada numa FRC, e sob condições de equilíbrio, a conservação de momento impõe uma relação entre a velocidade angular dos iões ω_i e a velocidade angular dos electrões ω_e . Essa relação é dada por

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

Na Equação 1, Z representa o número atómico do ião, m_i representa a massa do ião, e representa a carga do electrão, B_0 representa a intensidade do campo magnético aplicado, e c representa a velocidade de luz. Há três parâmetros livres nesta relação: o campo magnético aplicado B_0 , a velocidade angular do electrão ω_e , e a velocidade angular do ião ω_i . Se dois deles forem conhecidos, o terceiro pode ser determinado a partir da Equação 1.

Dado que a camada de plasma **106** é formada pela injeção de feixes de ião para dentro da FRC, a velocidade

angular dos iões ω_i será determinada pela energia cinética de injeção do feixe W_i , a qual é dada por

$$W_i = \frac{1}{2} m_i V_i^2 = \frac{1}{2} m_i (\omega_i r_0)^2 \quad (2)$$

Aqui, $V_i = \omega_i r_0$, onde V_i é a velocidade de injeção dos iões, ω_i é a frequência de ciclotrão dos iões, e r_0 é o raio da superfície nula **86**. A energia cinética dos electrões no feixe foi ignorada, porque a massa do electrão m_e é muito mais pequena do que a massa do ião m_i .

Para uma velocidade de injeção do feixe constante (ω_i constante), o campo magnético aplicado B_0 pode ser ajustado de modo a que possam ser obtidos diferentes valores para ω_e . Como irá ser mostrado, o ajustamento do campo magnético externo B_0 também irá dar lugar a diferentes valores do campo electrostático dentro da camada de plasma. Esta característica da invenção é ilustrada nas Figuras 11A e 11B. A Figura 11A mostra três curvas do campo eléctrico (expresso em Volts/cm) obtidas para a mesma velocidade de injeção $\omega_i = 1,35 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, mas para três diferentes valores de campo magnético aplicado B_0 :

Curva	Campo magnético aplicado (B_0)	Velocidade angular dos electrões (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	$B_0 = 15,5 \text{ kG}$	$\omega_e = 1,11 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$

Os valores de ω_e na tabela anterior foram determinados de acordo com a Equação 1. Pode-se verificar que, na Equação 1, $\omega_e > 0$ implica que $\Omega_0 > \omega_i$, pelo que os electrões rodam no respectivo sentido contra diamagnético. A Figura 11B representa o potencial eléctrico (expresso em Volts) para o mesmo conjunto de valores de B_0 e ω_e . O eixo horizontal, nas Figura 11A e 11B, representa a distância relativamente ao eixo **78** da FRC, expresso no gráfico em centímetros. O campo eléctrico e o potencial eléctrico dependem fortemente de ω_e .

Os resultados anteriores podem ser explicados numa base puramente física. Quando os iões giram no sentido diamagnético, os iões ficam magneticamente confinados pela força de Lorentz. Isto foi representado na Figura 4A. Para electrões que rodem no mesmo sentido que os iões, a força de Lorentz exerce-se no sentido oposto, de modo que os electrões não irão ficar confinados. Os electrões deixam o plasma e, como resultado, é criado um excesso de carga positiva. Isto estabelece um campo eléctrico que impede que outros electrões deixem o plasma. O sentido e a intensidade deste campo eléctrico, em situação de equilíbrio, são determinados pela conservação do momento.

O campo electrostático desempenha um papel essencial no transporte tanto de electrões como de iões. Nestas circunstâncias, uma importante vertente desta invenção reside na criação de um intenso campo electrostático dentro da camada de plasma **106**, sendo a intensidade deste campo electrostático controlada pelo

valor do campo magnético aplicado B_0 , que pode ser facilmente ajustado.

Tal como foi explicado, o campo electrostático é confinante para os electrões se $\omega_e > 0$. Como se mostra na Figura 11B, a profundidade do poço pode ser aumentada pelo ajustamento do campo magnético aplicado B_0 . À excepção de uma região bastante estreita junto do círculo nulo, os electrões têm sempre um pequeno raio de giração. Consequentemente, os electrões respondem às flutuações de pequeno comprimento de onda com uma anormalmente rápida taxa de difusão. Na realidade, esta difusão ajuda a manter o poço de potencial, uma vez que a reacção de fusão tenha ocorrido. Os iões dos produtos de fusão, possuindo uma muito maior energia, deixam o plasma. Para manter a quasi-neutralidade da carga, os produtos de fusão devem arrastar consigo os electrões para fora do plasma, agarrando principalmente os electrões provindo da superfície da camada de plasma. A densidade de electrões na superfície do plasma é bastante baixa, e os electrões que deixam o plasma com os produtos de fusão têm de ser substituídos; de outra forma, o poço de potencial iria desaparecer.

A Figura 12 mostra uma distribuição de Maxwell **162** de electrões. Somente os electrões muito energéticos no extremo **160** da distribuição de Maxwell podem atingir a superfície do plasma, e sair com os iões de fusão. O extremo **160** da distribuição **162** está portanto a ser continuamente criado por colisões electrão-electrão na

região de alta densidade, junto da superfície nula. Os electrões energéticos continuam a apresentar um pequeno raio de giração, de forma que a difusão em modo anómalo permite que eles atinjam a superfície num tempo suficientemente rápido para aceitar os iões dos produtos de fusão que vão saindo. Os electrões energéticos perdem a sua energia ao subir o poço de potencial, e deixam-no com muito pouca energia. Apesar de os electrões poderem atravessar o campo magnético rapidamente, devido ao transporte anómalo, as perdas de energia em modo anómalo tendem a ser evitadas porque é transportada pouca energia.

Outra consequência do poço de potencial consiste num forte mecanismo de arrefecimento para os electrões, que é semelhante a um arrefecimento evaporativo. Quer dizer, para a água se evaporar deve-lhe ser fornecido o calor latente de vaporização. Este calor é fornecido pela restante água líquida e pelo meio envolvente, o qual irá então rapidamente estabilizar termicamente a uma temperatura mais baixa, a uma velocidade superior àquela com que os processos de transporte de calor poderiam substituir a energia. De forma semelhante, para os electrões, a profundidade do poço de potencial é equivalente ao calor latente de vaporização da água. Os electrões fornecem a energia necessária para subir o poço de potencial pelo processo de estabilização térmica, que volta a fornecer a energia do extremo da distribuição de Maxwell, de modo a que electrões possam escapar. O processo de estabilização térmica resulta por isso numa mais baixa

temperatura de electrão, uma vez que é muito mais rápido do que qualquer processo de aquecimento. Devido à diferença de massa entre electrões e protões, o período de transferência da energia a partir dos protões é cerca de 1800 vezes menor que o período de estabilização térmica dos electrões. Este mecanismo de arrefecimento também reduz as perdas por radiação dos electrões. Isto é particularmente importante para os combustíveis avançados, onde as perdas por radiação são aumentadas pelos iões do combustível possuindo um número atómico Z maior do que 1; $Z > 1$.

O campo electrostático também afecta o transporte de iões. Na sua maioria, as órbitas de partícula na camada de plasma **106** são órbitas de betatrão **112**. As colisões de grande ângulo, isto é colisões com ângulos de dispersão entre 90° e 180° , podem alterar uma órbita de betatrão para uma órbita de deriva. Como foi anteriormente descrito, o sentido de rotação da órbita de deriva é determinado por uma competição entre a deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ e a deriva de gradiente. Quando a deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ domina, a órbita de deriva roda no sentido diamagnético. Se for a deriva de gradiente a dominar, a órbita de deriva irá rodar no sentido contra diamagnético. Isto está representado nas Figuras 13A e 13B. A Figura 13A mostra uma transição desde uma órbita de betatrão até uma órbita de deriva, devida a uma colisão de 180° que ocorre no ponto **172**. A órbita de deriva continua a rodar no sentido diamagnético, porque a deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ domina. A Figura 13B mostra outra colisão de 180° , mas neste caso o campo electrostático é fraco e a deriva de

gradiente domina. A órbita de deriva roda por isso no sentido contra diamagnético.

O sentido de rotação da órbita de deriva determina se ela fica confinada ou não. Uma partícula movendo-se numa órbita de deriva irá também apresentar uma velocidade paralela ao eixo da FRC. O tempo que uma partícula demora a deslocar-se de uma extremidade à outra da FRC, em resultado do seu movimento paralelo, é designado por tempo de trânsito; portanto, as órbitas de deriva atingem uma extremidade da FRC num intervalo de tempo da ordem do tempo de trânsito. Como é mostrado em relação com a Figura 10A, a força de Lorentz nas extremidades da FRC é confinante apenas para órbitas de deriva que rodam no sentido diamagnético. Decorrido um tempo de trânsito, os iões que estão em órbitas de deriva rodando no sentido contra diamagnético serão consequentemente perdidos.

Este fenómeno é contabilizado num mecanismo de perda para os iões, que se supõe ter existido em todas as experiências com FRC. De facto, nestas experiências, os iões transportavam metade da corrente e os electrões a outra metade. Nestas condições, o campo eléctrico no interior do plasma era desprezável, e a deriva de gradiente era sempre dominadora relativamente à deriva $\vec{E} \times \vec{B}$. Por este motivo, todas as órbitas de deriva produzidas por colisões de grande ângulo se perdiam após um determinado tempo de trânsito. Estas experiências faziam referência a velocidades de difusão de iões que eram mais rápidas do que

aquelas que foram previstas pelas clássicas estimativas de difusão.

Se existir um campo electrostático forte, a deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ domina sobre a deriva de gradiente, e as órbitas de deriva rodam no sentido diamagnético. Isto foi anteriormente mostrado fazendo referência à Figura 13A. Quando estas órbitas atingem as extremidades da FRC, elas são reflectidas para trás, para dentro da região de linhas de campo fechadas, pela força de Lorentz; por isso, elas mantêm-se confinadas no sistema.

Os campos electrostáticos no sistema de feixes de colisão podem ser suficientemente fortes, de modo que a deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ domine sobre a deriva de gradiente. Nestas circunstâncias, o campo electrostático do sistema irá evitar o transporte de iões por intermédio da eliminação deste mecanismo de perda de iões, que é semelhante a um cone de perdas num dispositivo de espelho magnético.

Outra vertente da difusão de iões pode ser apercebida, ao considerar o efeito das colisões electrão-ião de pequeno ângulo sobre as órbitas de betatrão. A Figura 14A mostra uma órbita de betatrão **112**; a Figura 14B mostra a mesma órbita **112** quando são consideradas colisões electrão-ião de pequeno ângulo **174**; a Figura 14C mostra a órbita da Figura 14B decorrido um espaço de tempo dez vezes superior **176**; e a Figura 14D mostra a órbita da Figura 14B decorrido um espaço de tempo vinte vezes superior **178**. Pode

ser observado que a topologia das órbitas de betatrão não se altera devido às colisões electrão-ião de pequeno ângulo; no entanto, a amplitude das respectivas oscilações radiais cresce com o tempo. De facto, as órbitas representadas nas Figura 14A a 14D vão engrossando com o decorrer do tempo, o que indica uma difusão clássica.

Formação da FRC

Os métodos convencionais usados para formar uma FRC empregavam inicialmente o método de campo inverso de constrição azimutal. Neste método convencional, é aplicado um campo magnético de polarização, por intermédio de bobinas externas que envolvem uma câmara previamente enchida com um gás neutro. Uma vez que isto tenha ocorrido, o gás será ionizado e o campo magnético de polarização fica congelado no plasma. De seguida, a corrente nas bobinas externas é rapidamente invertida e as linhas de campo magnético que estão orientadas em sentidos opostos ligam-se com as linhas previamente congeladas, para formar a topologia fechada da FRC (ver Figura 3). Este método de formação é largamente empírico, e quase não existem meios para controlar a formação da FRC. Consequentemente, o método tem pouca reprodutibilidade e nenhuma possibilidade de ajustamento.

Pelo contrário, os métodos de formação da FRC da presente invenção permitem um amplo controlo, e proporcionam processos muito mais transparentes e

reprodutíveis. De facto, a FRC formada pelos métodos da presente invenção pode ser ajustada, e o seu formato assim como outras propriedades poderão ser directamente influenciadas por intermédio da manipulação do campo magnético aplicado pelas bobinas de campo externo **325**. Da formação da FRC por métodos da presente invenção pode também resultar a formação do campo eléctrico e do poço de potencial, da maneira anteriormente descrita em detalhe. Além disso, os presentes métodos podem ser facilmente desenvolvidos de modo a acelerar a FRC até ao nível dos parâmetros de reactor e para as correntes de combustíveis de alta energia, e de modo a permitir de forma vantajosa o confinamento clássico dos iões. Para além disso, a técnica pode ser aplicada num dispositivo compacto e é suficientemente robusta bem como fácil de implementar - tudo isto constituindo características altamente desejáveis em sistemas de reactores.

Nos presentes métodos, a formação da FRC está relacionada com o feixe de plasma circulante **335**. Como será compreensível, o feixe de plasma circulante **335**, porque consiste numa corrente, irá criar um campo magnético poloidal, tal como seria criado por uma corrente eléctrica num fio circular. No interior do feixe de plasma circulante **335**, o campo magnético auto induzido por ele opõe-se ao campo magnético aplicado externamente por intermédio da bobina externa **325**. Do lado de fora do feixe de plasma **335**, o campo magnético auto induzido apresenta o mesmo sentido do campo magnético aplicado. Quando a corrente de plasma de

iões for suficientemente grande, o campo auto induzido irá superar o campo aplicado e o campo magnético inverte-se no interior do feixe de plasma circulante **335**, assim constituindo a topologia da FRC tal como ilustrada nas Figura 3 e 5.

Os requisitos para a inversão de campo podem ser calculados com um modelo simples. Considere-se uma corrente eléctrica I_p transportada por um anel de raio exterior r_0 e de raio interior $a \ll r_0$. O campo magnético no centro do anel e que é perpendicular ao anel é dado por $B_p = 2\pi I_p / (cr_0)$. Assuma-se que a corrente do anel $I_p = N_p e (\Omega_0 / 2\pi)$ é transportada por N_p iões que têm uma velocidade angular Ω_0 . Para um único ião que circule a um raio $r_0 = V_0 / \Omega_0$, a velocidade $\Omega_0 = eB_0 / m_i c$ representa a frequência de ciclotrão para um campo magnético externo B_0 . Assume-se que V_0 é a velocidade média dos iões do feixe. A inversão de campo é definida por

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

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

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

onde $\alpha_i = e^2 / m_i c^2 = 1,57 \times 10^{-16} \text{ cm}$, e a energia do feixe de iões é $\frac{1}{2} m_i V_0^2$. No modelo unidimensional, o campo magnético gerado pela corrente de plasma é $B_p = (2\pi / c) i_p$, onde i_p é a corrente por unidade de comprimento. O requisito de inversão de campo é $i_p > eV_0 / \pi r_0 \alpha_i = 0,225 \text{ kA/cm}$,

onde $B_0 = 69,3 \text{ G}$ e $\frac{1}{2} m_i V_0^2 = 100 \text{ eV}$. Para um modelo com anéis periódicos e sendo B_z a média ao longo da coordenada axial $\langle B_z \rangle = (2\pi / c) (I_p / s)$ (s é o espaçamento dos anéis), se $s = r_0$, este modelo deverá ter o mesmo valor médio de campo magnético que o modelo unidimensional com $i_p = I_p / s$.

Técnica de Formação Combinada Feixe/Betatrão

Um método preferido para formar uma FRC no interior de um sistema de confinamento **300** atrás descrito é aqui designado por técnica combinada feixe/betatrão. Esta abordagem combina feixes de baixa energia de iões de plasma com a aceleração de betatrão, utilizando a bobina de fluxo de betatrão **320**.

A primeira etapa neste método consiste na injeção de uma camada em nuvem de plasma inicial de forma essencialmente anelar na câmara **310**, usando as fontes **345** de plasma inicial. A bobina externa **325** produz um campo magnético no interior da câmara **310**, o qual magnetiza o plasma inicial. Em curtos intervalos, são injectados feixes de iões de baixa energia para dentro da câmara **310**, através das portas de injeção **340** essencialmente transversais relativamente ao campo magnético externamente aplicado dentro da câmara **310**. Como foi atrás explicado, os feixes de iões são capturados em grandes órbitas de betatrão no interior da câmara **310**, por intermédio deste campo magnético. Os feixes de iões podem ser gerados por um

acelerador de iões, por exemplo um acelerador compreendendo um díodo de iões e um gerador de Marx [ver R.B. Miller, *An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams*, (1982)). Como será compreensível para os especialistas nesta tecnologia, o campo magnético aplicado irá exercer uma força de Lorentz sobre o feixe de iões injectados, assim que este entrar na câmara **310**; no entanto, é desejável que o feixe não sofra nenhuma deflexão, e portanto não entre numa órbita de betatrão, até que o feixe de iões atinja o feixe de plasma circulante **335**. Para resolver este problema, os feixes de iões são neutralizados com electrões e, tal como se ilustra na Figura 15, quando o feixe de iões **350** é direccionado por intermédio de um campo magnético apropriado - tal como o campo magnético aplicado unidireccionalmente dentro da câmara **310** - os iões carregados positivamente e os iões carregados negativamente separam-se. O feixe de iões **350** adquire por isso uma auto-polarização eléctrica devido ao campo magnético. Este campo magnético pode igualmente ser gerado por intermédio de, por exemplo, um íman permanente - ou por um electroíman - ao longo da trajectória do feixe de iões. Quando for subsequentemente introduzido na câmara de confinamento **310**, o campo eléctrico resultante equilibra a força magnética sobre as partículas do feixe, permitindo que o feixe de iões derive sem ser deflectido. A Figura 16 mostra uma vista de topo do feixe de iões **350**, quando ele entra em contacto com o plasma **335**. Conforme é ilustrado, os electrões do plasma **335** deslocam-se ao longo das linhas do campo magnético, pelo lado de dentro ou pelo lado de

fora do feixe **350**, o que consequentemente provoca a exaustão da polarização eléctrica do feixe. Quando o feixe deixar de estar electricamente polarizado, o feixe junta-se ao feixe de plasma circulante **335** numa órbita de betatrão em redor do eixo principal **315**, como se mostra na Figura 1 (ver também a Figura 5).

Quando o feixe de plasma **335** se desloca na sua órbita de betatrão, os iões em movimento formam uma corrente que, por seu lado, dá lugar a um campo magnético poloidal auto induzido. Para produzir a topologia da FRC no interior da câmara **310**, torna-se necessário aumentar a velocidade do feixe de plasma **335**, aumentando desta forma a intensidade do campo magnético auto induzido que o feixe de plasma **335** gera. Quando o campo magnético auto induzido for suficientemente grande, inverte-se o sentido do campo magnético dentro do feixe de plasma **335**, para determinadas distâncias radiais relativamente ao eixo **315**, dando lugar a uma FRC (ver Figuras 3 e 5). Como será compreensível, para manter a distância radial do feixe de plasma circulante **335** na órbita de betatrão, é necessário aumentar o campo magnético aplicado gerado pela bobina externa **325**, à medida que o feixe de plasma circulante **335** aumenta de velocidade. Para tal, é então fornecido um sistema de controlo que mantém um apropriado campo magnético aplicado, comandado pela corrente que atravessa a bobina externa **325**. Como alternativa, pode ser utilizada uma segunda bobina externa para providenciar o adicional campo magnético aplicado, que é requerido para manter o raio da órbita do feixe de plasma

quando este é acelerado.

Para aumentar a velocidade do feixe de plasma circulante **335** na respectiva órbita, é instalada a bobina de fluxo de betatrão **320**. Fazendo referência à Figura 17, pode ser observado que o aumento da corrente que atravessa a bobina de fluxo de betatrão **320**, com base na Lei de Ampere, induz um campo eléctrico azimutal, E , no interior da câmara **310**. Os iões carregados positivamente no feixe de plasma **335** são acelerados por este campo eléctrico induzido, conduzindo à inversão de campo como foi atrás descrito. Quando são adicionados ao feixe de plasma circulante **335** feixes de iões **350**, os quais são neutralizados e polarizados como foi atrás descrito, o feixe de plasma **335** despolariza os feixes de iões.

Para que haja inversão de campo, o feixe de plasma circulante **335** será preferencialmente acelerado até uma energia de rotação de cerca de 100 eV, e com maior grau de preferência num intervalo entre cerca de 75 eV e 125 eV. Para atingir significativas condições de fusão, o feixe de plasma circulante **335** será preferencialmente acelerado até cerca de 200 keV, e com maior grau de preferência num intervalo entre cerca 100 keV e 3,3 MeV.

A formação da FRC foi demonstrada com sucesso, utilizando a técnica de formação combinada feixe/betatrão. A técnica de formação combinada feixe/betatrão foi realizada experimentalmente numa câmara com 1m de diâmetro e 1,5m de comprimento, usando um campo magnético aplicado

externamente que atingiu os 500 G, um campo magnético gerado pelo plasma em rotação induzido pela bobina de fluxo de betatrão **320** que atingiu os 5 kG), e um vácuo com um valor de $1,2 \times 10^{-5}$ torr. Nesta experiência, o plasma inicial tinha uma densidade de 10^{13} cm^{-3} e o feixe de iões utilizado foi um feixe de Hidrogénio neutralizado apresentando uma densidade de $1,2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, uma velocidade de $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$, e uma duração de impulso com cerca de $20 \mu\text{s}$ (a meia altura). Foi observada a inversão de campo.

Técnica de Formação do Betatrão

Outro método preferido para formação de uma FRC dentro do sistema de confinamento **300** é aqui designado por técnica de formação do betatrão. Esta técnica é baseada na condução da corrente induzida do betatrão directamente, com o intuito de acelerar um feixe de plasma circulante **335**, usando a bobina de fluxo de betatrão **320**. Um modelo de realização preferido para esta técnica utiliza o sistema de confinamento **300** mostrado na Figura 1, com a excepção de não ser necessária a injeção de feixes de iões de baixa energia.

Como foi indicado, o principal componente na técnica de formação de betatrão é a bobina de fluxo de betatrão **320** montada no centro e ao longo do eixo da câmara **310**. Devido à sua construção, com enrolamentos paralelos separados, a bobina **320** apresenta uma indutância muito baixa e, quando acoplada a uma fonte de energia adequada,

apresenta uma baixa constante de tempo LC, o que permite um rápido crescimento em rampa da corrente na bobina de fluxo **320**.

Preferencialmente, a formação da FRC inicia-se pela alimentação energética das bobinas de campo externas **325, 330**. Isto proporciona um campo de guiamento axial, assim como componentes radiais de campo magnético junto das extremidades, para confinar axialmente o plasma injectado para dentro da câmara **310**. Uma vez que esteja estabelecido um campo magnético suficiente, as fontes de plasma inicial **345** são alimentadas energeticamente a partir das suas próprias fontes de energia. O plasma que emerge dos canhões escoia-se ao longo do campo de guiamento axial e dispersa-se ligeiramente devido à sua temperatura. Assim que o plasma atingir o plano médio da câmara **310**, estabelece-se uma camada anelar contínua que se desenvolve axialmente, de plasma frio em movimento lento.

Neste momento, a bobina de fluxo de betatrão **320** é alimentada energeticamente. O rápido crescimento da corrente da bobina **320** provoca uma rápida variação de fluxo axial no interior da bobina. Graças aos efeitos indutores, este rápido crescimento do fluxo axial provoca a geração de um campo eléctrico azimuthal **E** (ver Figura 18), o qual atravessa o espaço em torno da bobina de fluxo. Pelas equações de Maxwell, este campo eléctrico **E** é directamente proporcional à variação da intensidade do fluxo magnético no interior da bobina, isto é, uma mais rápida subida em

rampa da corrente na bobina de betatrão irá conduzir a um campo eléctrico mais intenso.

O campo eléctrico **E** gerado indutivamente acopla-se às partículas carregadas no plasma e provoca uma força motriz ponderada, a qual acelera as partículas na camada anelar de plasma. Os electrões, em virtude da sua mais pequena massa, são os primeiros elementos a submeter-se a esta aceleração. Portanto, a corrente inicial formada por este processo é em primeiro lugar devida aos electrões. No entanto, com o decurso de um tempo de aceleração suficiente (à volta de centenas de microssegundos) ir-se-á também eventualmente obter uma corrente de iões. Fazendo referência à Figura 18, este campo eléctrico **E** acelera os electrões e os iões em sentidos opostos. Uma vez que ambos os elementos atinjam as suas velocidades terminais, a corrente será transportada praticamente de forma igual tanto por iões como por electrões.

Como foi atrás referido, a corrente transportada pelo plasma em rotação dá lugar a um campo magnético auto induzido. A criação da presente topologia de FRC é estabelecida no momento em que o campo magnético auto induzido, gerado pela corrente na camada de plasma, se torna comparável com o campo magnético aplicado gerado pelas bobinas de campo externas **325, 330**. Neste momento, ocorre a religação magnética e as linhas de campo abertas, do campo magnético inicial produzido externamente, começam a fechar-se e a formar as superfícies de fluxo da FRC [ver

Figura 3 e 5].

A FRC básica estabelecida por este método apresenta um modesto campo magnético e energias de partícula que não se encontram normalmente ao nível dos parâmetros de funcionamento relevantes para o reactor. No entanto, o campo eléctrico indutor de aceleração irá permanecer, enquanto a corrente na bobina de fluxo de betatrão **320** continuar a aumentar a uma taxa rápida. O efeito deste processo é que a energia e a intensidade total do campo magnético da FRC continuam a aumentar. O prolongamento deste processo fica, por isso, limitado em primeiro lugar pelo fornecimento de energia à bobina de fluxo, uma vez que o fornecimento continuado de corrente requer um banco de armazenamento de energia de grande capacidade. No entanto, será, em princípio, um processo apropriado para acelerar o sistema até às condições relevantes para o reactor.

Para a inversão de campo, o feixe de plasma circulante **335** será preferencialmente acelerado até uma energia de rotação de cerca de 100 eV, e de preferência num intervalo entre cerca de 75 eV e 125 eV. Para atingir as condições relevantes de fusão, o feixe de plasma circulante **335** será preferencialmente acelerado até cerca de 200 keV, e de preferência num intervalo entre cerca de 100 keV e 3,3 MeV. Quando forem adicionados feixes de iões ao feixe de plasma circulante **325**, como foi anteriormente descrito, o feixe de plasma **335** irá despolarizar os feixes de iões.

A formação da FRC utilizando a técnica de formação de betatrão foi demonstrada com sucesso para os seguintes níveis de parâmetros:

- Dimensões da câmara de vácuo: cerca de 1m de diâmetro e 1,5m de comprimento.
- Raio da bobina de betatrão com 10 cm.
- Raio da órbita de plasma com 20 cm.
- O valor médio do campo magnético externo produzido na câmara de vácuo atingiu os 100 Gauss, com um período de crescimento em rampa de 150 μ s e uma razão de espelho magnético de 2 para 1. (Fonte: Bobinas exteriores e bobinas de betatrão).
- O plasma inicial (essencialmente Hidrogénio gasoso) era caracterizado por uma densidade média de cerca de 10^{13} cm^{-3} e uma temperatura cinética menor que 10 eV.
- O tempo de vida da configuração ficou limitado pela energia total armazenada na experiência e de um modo geral andou à volta de 30 μ s.

As experiências desenvolveram-se, tendo começado pela injeção de uma camada de plasma inicial por intermédio de dois conjuntos de canhões de cabos coaxiais, montados de forma circular dentro da câmara. Cada conjunto de 8 canhões estava instalado numa das duas montagens de bobina de espelho magnético. Os canhões encontravam-se afastados na direcção azimutal de forma equidistante, e

desalinhados relativamente ao outro conjunto. Esta disposição permite que os canhões sejam disparados simultaneamente, sendo desta forma criada uma camada de plasma anelar.

Uma vez estabelecida esta camada, a bobina de fluxo de betatrão foi energeticamente alimentada. O aumento de corrente nas espiras da bobina de betatrão provocou um aumento no fluxo dentro da bobina, o que deu lugar a um campo eléctrico azimuthal deslocando-se em espiral em torno da bobina de betatrão. A rápida subida em rampa e a elevada corrente na bobina de fluxo de betatrão produziram um campo eléctrico intenso, que acelerou a camada de plasma anelar e consequentemente induziu uma corrente considerável. Uma corrente de plasma suficientemente intensa conseguiu produzir um campo magnético auto-induzido que alterou o campo fornecido exteriormente e levou à criação da configuração de campo invertido. Medições detalhadas com espiras pontuais de campo-B identificaram a extensão, a intensidade e a duração da FRC.

Um exemplo de dados típicos é ilustrado pelas marcas dos sinais da sonda pontual de campo-B na Figura 19. A curva de dados **A** representa a intensidade absoluta da componente axial do campo magnético, no plano axial médio (75 cm distante de cada placa de extremidade) da câmara experimental e numa posição radial de 15 cm. A curva de dados **B** representa a intensidade absoluta da componente axial do campo magnético, no plano axial médio da câmara e

numa posição radial de 30 cm. O conjunto de dados da curva **A** indica portanto a intensidade do campo magnético do lado de dentro da camada de plasma do combustível (entre a bobina de betatrão e o plasma), enquanto o conjunto de dados da curva **B** representa a intensidade do campo magnético do lado de fora da camada de plasma do combustível. Os dados indicam claramente que o campo magnético interno inverte a sua orientação (passando a ser negativo) entre cerca de 23 e 47 μs , enquanto o campo exterior se mantém positivo, isto é, não inverte a sua orientação. O período de inversão ficou limitado pela subida em rampa da corrente na bobina de betatrão. Uma vez atingido o pico de corrente na bobina de betatrão, a corrente induzida na camada de plasma do combustível começa a decrescer e a FRC decai rapidamente. Até este momento, o tempo de vida da FRC está limitado pela energia que pode ser armazenada na experiência. Tal como acontece nas experiências de injeção e de captura, o sistema pode ser melhorado no sentido de proporcionar um maior tempo de vida da FRC, e uma aceleração até parâmetros relevantes para o reactor.

Acima de tudo, esta técnica não produz apenas uma FRC compacta, mas é também robusta e de implementação apropriada. Mais importante ainda, a FRC básica criada por este método pode ser facilmente acelerada até qualquer nível desejado de energia de rotação e de intensidade de campo magnético. Este aspecto é crucial para aplicações de fusão e de confinamento clássico de feixes de combustível

com elevada energia.

Fonte Indutora de Plasma

Ambas as técnicas de formação de FRC - combinada feixe/betatrão e de betatrão - que acabam de ser descritas se baseiam na transmissão de energia a um plasma inicial por intermédio da bobina de fluxo **320**. De forma análoga à de um transformador, a bobina de fluxo realiza as funções dos enrolamentos do primário do transformador, enquanto o plasma actua como os enrolamentos do secundário. Para que este sistema indutor trabalhe de forma eficiente, é imperativo que o plasma seja um bom condutor.

Ao contrário do que acontece nos condutores típicos, por exemplo os metais, um plasma torna-se menos resistivo, e portanto melhor condutor, à medida que a sua temperatura aumenta. A temperatura dos electrões do plasma, em particular, desempenha um papel importante e, em grande medida, determina a dissipação, a qual é uma função das colisões electrão-ião. No essencial, a dissipação é devida à resistência que é causada pelas colisões electrão-ião: quanto mais elevada for a frequência de colisão, maior será a resistividade. Isto é devido aos fenómenos colectivos num plasma, onde a secção transversal da colisão de coulomb é blindada. A frequência de colisão (a taxa segundo a qual ocorrem colisões sucessivas) é essencialmente uma função de densidade, da secção transversal da dispersão de coulomb blindada, e da velocidade térmica (ou média) das cargas de

colisão/dispersão, ou seja, $\nu_c = n\sigma v$. Por definição, v é da mesma ordem de grandeza que $T^{1/2}$, σ é proporcional a v^{-4} , ou então a T^{-2} . A frequência de colisão ν_c é por conseguinte proporcional a $nT^{-3/2}$. A resistividade está relacionada com a frequência de colisão pela expressão $\eta = \nu_c m / ne^2$. Assim sendo, a resistividade será proporcional a $T^{-3/2}$ e, significativamente, independente da densidade, o que é um resultado directo do facto de que, mesmo sabendo que o número de portadoras de carga aumenta com a densidade, o número de centros de dispersão também aumenta. Como consequência, uma temperatura mais elevada conduz a uma mais elevada condutividade de plasma e a menos perdas dissipativas.

Para atingir um melhor desempenho no que diz respeito ao confinamento numa FRC torna-se portanto altamente desejável um plasma quente. No caso do sistema PEG, uma temperatura de electrões aumentada conduz a um melhor arranque de FRC (quanto melhor condutor for o plasma, tanto melhor será o acoplamento indutivo entre o plasma e a bobina de fluxo), a uma melhor sustentação de corrente (uma reduzida resistividade de plasma provoca menos perdas por atrito/dissipação e, portanto, conduz a menos perdas de corrente) e a uma mais elevada intensidade de campo magnético (quanto mais intensa for a corrente, tanto mais auto indutora será). Uma adequada temperatura de electrão durante a formação do plasma inicial, e antes de a bobina de fluxo estar acoplada, irá conduzir a um melhor acoplamento da bobina de fluxo ao plasma (o que

vantajosamente tenderá a reduzir a formação de correntes de imagem azimutais na parede da câmara). Daqui irá por sua vez resultar uma aceleração de betatrão aumentada (menor resistividade leva a uma melhor transferência indutora de energia da bobina de fluxo para o plasma), e o aquecimento do plasma (uma parte da energia direccionada transmitida que é representada pelo fluxo de corrente em rotação ir-se-á transformar em energia térmica e passar a energia aleatória - levando em última análise ao aquecimento do plasma pela bobina de fluxo), o que vai consequentemente aumentar o tempo de colisão ião-electrão (devido a mais elevada temperatura), reduzir a dissipação (menor resistividade) e em última análise permitir alcançar mais elevados campos de FRC (correntes mais altas levam a campos mais intenso).

Para conseguir uma melhor temperatura do plasma inicial, é disponibilizada uma fonte indutora de plasma. Como representado nas Figuras 20A, 20B e 20C, a fonte indutora de plasma **1010** pode ser montada dentro da câmara **310** à volta da extremidade da bobina de fluxo **320**, e inclui uma montagem numa única volta de bobinas de choque **1030**, que será de preferência alimentada por uma fonte de alimentação (não representada) com voltagem elevada (à volta de 5 a 15 kV). É introduzida gás neutro, como o hidrogénio (ou outro apropriado combustível de fusão gasoso), dentro da fonte **1010** por intermédio de alimentações directas de gás através de um bico de Laval **1020**. O escoamento de gás será de preferência controlado por conjuntos de válvulas de sopro ultra-rápidas destinadas

a produzir uma frente de choque limpa. Assim que o gás emana do bico **1020** e se distribui ao longo da superfície dos enrolamentos de bobina **1040** da bobina de choque **1030**, os enrolamentos **1040** serão alimentados energeticamente. O ultra rápido crescimento em rampa da corrente e do fluxo na bobina de choque **1030** com baixa indutância conduz a um campo eléctrico muito elevado no seio do gás que provoca a separação, ionização e subsequente ejeção do plasma formado a partir da superfície da bobina de choque **1030** em direcção ao centro da câmara **310**.

Num modelo de realização preferido, a bobina de choque **1030** compreende um corpo em forma de disco anelar **1032** circundado por um aro exterior **1034** formado em redor da sua periferia externa e por um cubo anelar **1036** formado em redor da sua periferia interna. O aro **1034** e o cubo **1036** desenvolvem-se axialmente para lá da superfície do corpo **1032**, constituindo as bordas de um canal anelar de topo aberto **1035**. O corpo **1032**, o aro **1034** e o cubo **1036** serão de preferência formados por intermédio de uma construção moldada unitária feita num adequado material não condutor com boas propriedades de vácuo e baixas propriedades de desgaseificação, como por exemplo vidro, acrílico, pirex, quartzo, cerâmica, ou outros semelhantes.

Uma protecção multissegmentada **1012** será de preferência acoplada ao aro **1034** da bobina de choque **1030** para limitar o plasma produzido relativamente à deriva radial. Cada segmento **1014** da protecção **1012** inclui uma

multiplicidade de dedos **1016** que se estendem axialmente. As extremidades de cada segmento **1014** incluem uma braçadeira de montagem **1015**.

Os enrolamentos de bobina **1040** serão de preferência fixados na face do corpo de bobina **1032**, no canal **1035**, usando material epóxico ou qualquer outra cola apropriada. Para se obterem rápidas capacidades electromagnéticas da bobina de choque **1030**, torna-se importante manter a sua indutância tão baixa quanto possível. Isto é conseguido por intermédio da utilização de tão poucas espiras no enrolamento **1040** quanto possível, bem como pela construção do enrolamento **1040** com múltiplos cordões de arame **1042** que são enrolados em paralelo. Num modelo de realização exemplificativo, o enrolamento **1040** era composto por 24 cordões de arame **1042** paralelos, cada um dos quais executava uma espira. Cada um dos cordões **1042** começa em pontos de entrada **1044** que estarão localizados, de preferência com cerca de 15 graus de separação, sobre o perímetro externo do corpo **1032** e termina, somente depois de uma volta envolvendo o eixo, nos pontos saída **1046** sobre o raio interno do corpo **1032**. Por conseguinte, os enrolamentos de bobina **1040** irão cobrir toda a área entre as bordas internas e externas do canal **1035**. Preferivelmente, estarão ligados grupos de cordões **1042** ao mesmo banco de armazenamento capacitivo. De um modo geral, a energia eléctrica pode alimentar todos os cordões **1042** a partir do mesmo banco de armazenamento capacitivo ou, como acontece num modelo de realização exemplificativo, são

ligados entre si 8 grupos cada um com 3 cordões **1042**, e são conjuntamente alimentados por um de 2 bancos de armazenamento capacitivo separados.

Um corpo de bicos **1022** em forma de disco anelar está acoplado, em torno do seu perímetro interno, ao cubo **1036** de modo a formar o bico de Laval **1020**. A superfície **1024** do corpo de bicos **1022** que fica virada para o cubo **1036** apresenta um perfil de secção média em expansão para definição de uma câmara anelar de distribuição ("plenum") gasosa **1025** entre a superfície **1024** e a face **1037** do cubo **1036**. Adjacente à periferia externa do corpo de bicos **1022**, a superfície **1024** apresenta um perfil de contracção para expansão definindo uma saída **1023** do bico de tipo Laval, que se estende na direcção azimutal entre a superfície **1024** e a face **1037** do cubo **1036**.

Fixado no lado oposto do cubo **1036**, encontra-se um anel sede de válvula **1050** dispondo de várias sedes de válvula **1054** formadas na face externa desse anel **1050**. As sedes de válvula **1054** estão alinhadas com condutas de alimentação de gás **1052** formadas de maneira a atravessar o cubo **1036**.

No decurso do funcionamento, é feita a alimentação de gás neutro através de válvulas de sopro ultra-rápidas montadas nas sedes de válvulas **1054**, para as condutas de gás **1052** que se estendem através do cubo **1036**. Graças ao troço de estreitamento da saída de bico **1023**, o gás tem tendência a entrar para dentro da câmara anelar de

distribuição **1025** e a enchê-la, antes de emanar a partir do bico **1020**. Uma vez que o gás tenha emanado para fora do bico **1020** e se tenha distribuído ao longo da superfície das espiras de enrolamentos **1040** da bobina de choque **1030**, os enrolamentos **1040** serão alimentados energeticamente. O ultra-rápido crescimento em rampa da corrente e do fluxo na bobina de choque **1030** de baixa indutância conduz a um campo eléctrico muito elevado no seio do gás que provoca a separação, ionização e subsequente ejeção do plasma formado a partir da superfície da bobina de choque **1030** em direcção ao centro da câmara **310**.

O crescimento em rampa da corrente será de preferência bem sincronizado em todos os cordões **1042** ou grupos de cordões **1042** que estão destinados a ser conjuntamente disparados. Uma outra opção, que é possível e potencialmente vantajosa, consiste em disparar diferentes grupos de cordões em momentos diferentes. Poderá ser deliberadamente instituído um atraso entre o acoplamento de diferentes grupos de cordões **1042**, para disparar diferentes grupos de cordões em diferentes momentos. Ao disparar diferentes grupos de cordões em momentos diferentes, é importante agrupar os cordões de tal forma que o conjunto seja simétrico na direcção azimutal e proporcione uma suficiente cobertura da superfície do enrolamento **1040**, estando os cordões **1042** que transportam a corrente a um qualquer impulso de potência. Desta forma, torna-se possível criar pelo menos dois impulsos de plasma consecutivos mas distintos. O atraso entre impulsos é

limitado pela quantidade de gás neutro que estiver disponível. Na prática, é possível disparar separadamente esses impulsos com um intervalo de tempo situado entre cerca de 5 e 600 microssegundos.

Na prática, os parâmetros operacionais de entrada serão de preferência os seguintes:

Voltagem de carregamento: alimentação dividida de cerca de 10 a 25 kV

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

Impulso/Tempo de Subida: até cerca de 2 microssegundos

Pressão de gás: cerca de -20 a 50 psi

Dimensão da câmara de distribuição: cerca de 0,5 a 1 cm³ por válvula, ou seja, cerca de 4 a 8 cm³ de volume total de gás por disparo.

Num modelo de realização exemplificativo, os parâmetros operacionais de entrada foram os seguintes:

Voltagem de carregamento: alimentação dividida de cerca de 12 a 17 kV, ou seja desde -12 kV até +12 kV

Corrente: 2 a 4,5 kA por grupo de 3 cordões, ou seja 16 a 36 kA de corrente global através de todos os enrolamentos combinados

Impulso/Tempo de Subida: 1 a 15 microssegundos

Pressão de gás: -15 a 30 psi

Dimensão da câmara de distribuição: 0,5 a 1 cm³ por válvula, ou seja, 4 a 8 cm³ de volume total de gás por

disparo.

O plasma criado por este método operacional da fonte indutora de plasma **1010** utilizando os parâmetros mencionados atrás apresentou as seguintes características vantajosas:

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

Temperatura ~ 10 a 20 eV

Gama anelar ~ 40 a 50 cm de diâmetro

Velocidade de deriva axial ~ 5 a 10 eV .

Devido ao formato e orientação da fonte **1010**, a forma do plasma emergente é anelar e apresenta um diâmetro que tende a ser igual ao da coroa circular do plasma em rotação da FRC a ser formada. Num presente sistema PEG, serão de preferência colocadas duas destas fontes indutoras de plasma **1010** em cada uma das extremidades axiais da câmara **310**, e serão preferivelmente disparadas em paralelo. As duas distribuições do plasma formadas irão derivar axialmente em direcção ao centro da câmara **310**, onde elas formam a camada anelar de plasma que é depois acelerada por intermédio da bobina de fluxo **320**, como foi atrás descrito.

Condução por radiofrequência para iões e electrões na FRC

Tem sido utilizado uma condução de corrente por radiofrequência, designada por rotomak, para FRC's em que a corrente é transportada principalmente por electrões. Isso envolve um campo magnético radial rotativo produzido por

duas antenas em fase. Os electrões são magnetizados e congelados para as linhas de campo magnético rotativo. Isso irá manter a corrente até que as colisões de Coulomb de iões com electrões façam com que os iões sejam acelerados e reduzam a corrente. No entanto, o rotomak não é adequado para uma manutenção indefinida da corrente, embora tenha sido bem sucedido para milissegundos.

Nas FRC's do presente sistema, a corrente é principalmente transportada por iões que se encontram em órbitas de betatrão que não irão ser congeladas para linhas de campo magnético rotativo. Os iões de órbita grande são importantes para estabilidade e difusão clássica. Em vez de antenas, são empregues eléctrodos como em ciclotrões, e os iões são conduzidos por uma onda electrostática. O problema é completamente electrostático porque a frequência da radiofrequência é inferior a 10 Megaciclos, de modo que o comprimento de onda (30 m) é muito maior do que qualquer dimensão do plasma. Os campos electrostáticos podem penetrar no plasma de FRC muito mais facilmente do que as ondas electromagnéticas.

A onda electrostática produzida pelos eléctrodos é projectada de maneira a se deslocar a uma velocidade que é próxima da velocidade azimutal média dos iões, ou dos electrões. Se a onda se deslocar mais rapidamente do que a velocidade média dos iões, ela irá acelerá-los e, consequentemente, compensar o arrasto que é devido às colisões ião-electrão. No entanto, os electrões são

acelerados por colisões de Coulomb com os iões. Neste caso, a onda deverá ter uma velocidade mais pequena do que a velocidade média dos electrões, e os electrões irão acelerar a onda. A velocidade média dos electrões é menor do que a velocidade média dos iões, pelo que os electrões devem ser conduzidos a duas frequências diferentes. A frequência mais elevada destina-se aos iões e a energia será de preferência fornecida pelo circuito externo. Para os electrões, a energia pode ser extraída à frequência mais baixa.

Sistemas de eléctrodos

Um sistema de condução por radiofrequência de quadripolo é mostrado na Figura 21A e na Figura 21B. Como está ilustrado, a condução por radiofrequência compreende um ciclotrão quadripolar **1110** localizado no interior da câmara **310** e apresentando quatro eléctrodos simétricos **1112**, alongados segundo a direcção azimutal com lacunas **1114** entre si. O ciclotrão quadripolar **1110** irá de preferência produzir uma onda de potencial eléctrico que roda no mesmo sentido que a velocidade azimutal de iões, mas a uma maior velocidade. Nesta onda, podem ser capturados iões com velocidade apropriada e reflectidos periodicamente. Este processo aumenta o momento e a energia dos iões de combustível, e este aumento é transmitido para os iões de combustível que não foram capturados por colisões. Os iões de combustível provenientes do plasma de combustível **335** podem ser substituídos pela injeção de

neutros a uma qualquer velocidade conveniente.

Um método alternativo e complementar para conduzir corrente consiste em aumentar o sistema de eléctrodos com adicionais bobinas de campo magnético **1116** posicionadas em redor da bobina de fluxo **325** e do ciclotrão de quadripolo **1110**, e que são conduzidas a metade da frequência dos eléctrodos de ciclotrão **1112**. A discussão que a seguir se apresenta é no entanto dedicada a ilustrar a versão somente com eléctrodos (sem bobinas de campo magnético **1116**).

Na Figura 21C, os eléctrodos são ilustrados para configurações de dois e quatro eléctrodos.

O potencial criado pelos eléctrodos com as voltagens aplicadas que são indicadas está indicado na Figura 21C para vácuo no espaço $r < r_b$. As expressões referem-se à harmónica mais baixa. Elas foram obtidas por resolução da equação de Laplace

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

com adequadas condições de fronteira. Por exemplo, para o ciclotrão de dipolo

$$\begin{aligned} \Phi(r_b, t) &= -V_0 \cos \omega t & \text{para } 0 \leq \theta \leq \pi \\ &= V_0 \cos \omega t & \text{para } \pi \leq \theta \leq 2\pi \end{aligned} \quad (6)$$

$\Phi(r, \theta; t)$ é finito.

Dado que $\Phi(r, \theta; t)$ é periódica em θ com um período de 2π , ela pode ser expandida numa série de Fourier, ou seja

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

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

e u_n satisfaz a equação

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

$$u_n(r_0, t) = \frac{V_0 \cos \omega t}{in\pi} (e^{-in\pi} - 1) \quad \text{se } n = 2, 4, \dots \text{ etc.}$$

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

$$\Phi(r, \theta; t) = \frac{4V_0 \cos \omega t}{\pi} \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{\sin(2\ell - 1)\theta}{2\ell - 1} \left(\frac{r}{r_b} \right)^{2\ell - 1} \quad (10)$$

A harmónica mais baixa é

$$\Phi_1(r, \theta; t) = \frac{2V_0}{\pi} \frac{r}{r_b} [\sin(\omega t + \theta) - \sin(\omega t - \theta)] \quad (11)$$

Harmónicas mais elevadas serão

$$\Phi_1(r, \theta; t) = \frac{2V_0}{\pi} \left(\frac{r}{r_b} \right)^{2\ell-1} \{ \sin[\omega t + (2\ell - 1)\theta] - \sin[\omega t - (2\ell - 1)\theta] \} \quad (12)$$

A velocidade de onda na direcção azimutal é $\dot{\theta} = \pm\omega / (2\ell - 1)$ de modo que harmónicas mais elevadas terão menores velocidade de fase e amplitude. Estes comentários aplicam-se a ambos os casos na Figura 21C. A frequência ω será próxima de ω_i - a frequência de rotação dos iões - num equilíbrio de rotor rígido para a FRC. Nestas circunstâncias, $\dot{\theta} = \omega_i$ para $\ell = 1$. Para $\ell = 2$ $\dot{\theta} = \omega_i / 3$ e a amplitude de onda seria substancialmente menor; trata-se portanto de uma boa aproximação a consideração de apenas a harmónica mais baixa.

Efeito de Plasma

A resposta do plasma pode ser descrita por um tensor dieléctrico. O campo eléctrico produz correntes de plasma que provocam separação de carga de acordo com a equação de conservação da carga

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

onde \vec{J} representa densidade de corrente e ρ representa densidade de carga. A equação apropriada é

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

ou

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

onde $\vec{\epsilon} = \vec{1} + 4\pi\vec{\chi}$ representa o tensor dieléctrico e χ

representa a polarização. Se for apenas incluída a contribuição dos electrões, o tensor $\vec{\epsilon}$ é diagonal com uma 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 de FRC. As grandezas n e B variam rapidamente com r , e $B=0$ sobre uma superfície para $r=r_0$ no seio do plasma. A expressão para ϵ_{\perp} foi deduzida assumindo que os electrões têm um pequeno raio de giração e que o campo eléctrico varia lentamente em comparação com $\Omega_e = eB/mc$, a frequência de giração. Esta aproximação deixa de ser válida junto da superfície nula. As órbitas características mudam de órbitas de deriva para órbitas de betatrão, as quais apresentam uma resposta muito mais pequena ao campo eléctrico, ou seja, $\epsilon_{\perp} \cong 1$ junto da superfície nula para $r=r_0$. Os iões irão principalmente apresentar órbitas de betatrão e, para as órbitas de deriva, a resposta ao campo eléctrico é pequena, devido às mudanças de campo eléctrico à velocidade $\omega \cong \omega_i$.

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

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

que tem de ser resolvida numericamente. O termo adicional anula-se junto de $r=r_0$. O potencial para a harmónica mais baixa no caso do quadripolo apresenta a forma

$$\Phi = V_0 \frac{F(r)}{2} \sin(2\theta - \omega t) \quad (17)$$

e uma forma semelhante no caso de dipolo. Serão desprezadas as ondas sonoras que se desloquem no sentido oposto ao dos iões (ou electrões).

Aceleração devida a iões capturados numa onda electrostática

Assume-se que $\omega = 2\omega_i + \Delta\omega$, de modo que a onda $\dot{\theta} = \omega/2 = \omega_i + \Delta\omega/2$ é um pouco mais rápida do que os iões. Assume-se a função de distribuição normal de rotor rígido para os iões

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

A função de distribuição reduzida com 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 de onda da onda electrostática produzida pelo ciclotrão de quadripolo é dada por $v_w = r\omega/2 = r\omega_i + \Delta v_w$. Os iões ir-se-ão movimentar com uma velocidade maior daquela com que a onda se reflecte, quando

$$v_\theta - v_w < \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{m_i}} \quad (19)$$

Isto aumenta a energia de onda, ou seja

$$\frac{dW_+}{dt} = \sum_{i=1,2} \frac{n_i m_i}{\lambda} \int_{v_\theta=v_w}^{v_\theta=v_w + \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{m_i}}} dv_\theta F_i(r, v_\theta) \left[\frac{v_\theta^2}{2} - \frac{(2v_w - v_\theta)^2}{2} \right] (v_\theta - v_w) \quad (20)$$

Os iões ir-se-ão movimentar com uma velocidade menor daquela com que a onda se reflecte, quando

$$v_w - v_\theta < \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{m_i}}$$

e a onda perde energia à taxa de

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

Os resultados finais aparecem simplificados fazendo a mudança de variável $v'_\theta = v_\theta - v_w$, ou seja,

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

A aproximação

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

tem como resultado

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

Isto tem uma forma semelhante ao amortecimento de Landau, mas não se trata fisicamente o mesmo, porque o amortecimento de Landau (crescimento) é um fenómeno linear e isto é claramente não-linear.

Dado que

$$\frac{\partial F_i}{\partial v_\theta} \Big|_{v_w} = \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{1/2} \frac{m_i}{T_0} (v_w - r\omega_i) \exp \left[- \frac{m_i}{2T_i} (v_w - r\omega_i)^2 \right] \quad (25)$$

Se $v_w = r\omega_i$ não haverá qualquer mudança na energia de onda. Se $v_w > r\omega_i$ ou $\Delta v_w > 0$, a energia de onda decresce; para $\Delta v_w < 0$ a energia de onda cresce. Isto é semelhante à interpretação do amortecimento de Landau. No primeiro caso, $\Delta v_w > 0$, serão mais os iões que se deslocam a uma velocidade menor do que a da onda do que aqueles que vão mais depressa. Consequentemente, a energia de onda decresce. No caso oposto, $\Delta v_w < 0$, a energia de onda cresce. O primeiro caso aplica-se para manter a energia e momento de ião com um ciclotrão de quadripolo. Trata-se de condução de corrente. O segundo caso constitui a base para um conversor. As equações (22) e (24) podem ser usadas para calcular a aplicabilidade às condições do reactor de fusão.

Quando $v_w - r\omega_i = \Delta v_w \cong v_i$, a velocidade térmica de iões, a potência transferida para os iões será igual a

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

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

Para simplificar a integração, $\Phi_0(r)$ é substituída por $\Phi_0(r_0)$, o valor para a densidade de pico que é um limite inferior da amplitude de onda.

$$P = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \sum_{i=1,2} (N_i T_i) \omega_i \left[\frac{2e_i \Phi_0(r_0)}{T_i} \right]^2 \quad (26)$$

sendo N_i a densidade de linha de iões. A condição $i=1,2$ corresponde a dois tipos de iões, como é normalmente o caso num reactor.

O desenvolvimento de cálculos pormenorizados para $F(r)$ indica que a amplitude da onda $\Phi_0(r_0)$ é de uma ordem de grandeza cerca de 10 vezes menor do que a máxima voltagem de lacuna, que é $2V_0$. Isso irá determinar as limitações deste método de condução por radiofrequências. A grandeza V_0 irá ficar limitada pela máxima voltagem de lacuna que pode ser sustentada, a qual será provavelmente cerca de 10 kVolts para uma lacuna de 1 cm.

Requisitos do Reactor

Para condução da corrente, será de preferência transferida uma potência P_i para os iões à frequência ω_i , e

será de preferência transferida uma potência P_e para os electrões à frequência ω_e . Isto irá compensar as interacções de Coulomb entre electrões e iões que reduzem a velocidade de ião e aumentam a velocidade de electrão. (Na ausência das transferências de potência, as colisões de Coulomb iriam fazer com que electrões e iões chegassem a uma mesma velocidade, e não haveria corrente). O campo eléctrico médio para manter o equilíbrio entre electrões e iões é dado por

$$2\pi r_0 \langle E_\theta \rangle = IR \quad (27)$$

onde $I = \frac{N_e e}{2\pi} (\omega_i - \omega_e)$ é a corrente por unidade de comprimento e

$$R = \frac{(2\pi r_0)^2 m}{N_e e^2} \left(\frac{N_1 Z_1 m_1}{N_e t_{1e}} + \frac{N_2 Z_2 m_{21}}{N_e t_{2e}} \right)$$

é a resistência por unidade de comprimento. As grandezas N_e , N_1 , N_2 são densidades de linha de electrões e iões $N_e = N_1 Z_1 + N_2 Z_2$ onde Z_1 , Z_2 são os números atómicos dos iões; as grandezas t_{1e} e t_{2e} representam tempos de transferência de momento de iões para electrões. O campo eléctrico médio é o mesmo para iões ou electrões, porque $N_e \cong N_i$ para uma situação de quasi-neutralidade, e a carga é oposta. A potência que deve ser transferida para os iões é dada por

$$P_i = 2\pi r_0 I_{i\theta} \langle E_\theta \rangle \quad (28)$$

e a potência que pode ser extraído dos electrões é dada por

$$Pe = -\left|2\pi r_0 I_{e\theta} \langle E_\theta \rangle\right| \quad (29)$$

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

Para reabastecimento com a condução por radiofrequência, o combustível pode ser substituído para qualquer energia, a velocidades que são dadas pelos tempos de fusão $t_{F1} = 1/n_1 (\sigma v)_1$ e $t_{F2} = 1/n_2 (\sigma v)_2$; as grandezas n_1 e n_2 representam densidades de iões de plasma e (σv) são reactividades. As unidades serão os segundos. Os neutros injectados (para substituir os iões de combustível que se queimam e desaparecem) ir-se-ão ionizar rapidamente e acelerar devido a colisões de Coulomb, até atingirem a velocidade média de iões num intervalo de tempo que é da ordem dos milissegundos (para densidades de reactor da ordem dos 10^{15} cm^{-3}). No entanto, isso requer um acréscimo a $\langle E_\theta \rangle$ e um acréscimo à transferência de potência, para manter um estado de equilíbrio. O acréscimo é dado por

$$\delta \langle E_\theta \rangle = \frac{V_{i\theta} - V_{b\theta}}{N_e e^2} \left(\frac{N_1 Z_1 m_1}{t_{F1}} + \frac{N_2 Z_2 m_{21}}{t_{F2}} \right) \quad (30)$$

o que irá aumentar a transferência de potência requerida por um factor de aproximadamente dois (2).

A potência pode ser fornecida para condução de corrente e reabastecimento, sem exceder a amplitude da máxima voltagem de lacuna de 10 kVolts/cm. Considerando que a frequência se irá situar entre 1 e 10 MegaHertz e o campo

magnético será da ordem dos 100 kGauss, não será de esperar qualquer separação. A potência que deve ser transferida para condução de corrente e reabastecimento é semelhante para qualquer método de condução de corrente. No entanto a tecnologia de radiofrequência para frequências de 1 a 10 MegaHertz tem provado ser uma bem estabelecida tecnologia de alta eficiência desde há muitos anos. O método descrito, que utiliza eléctrodos em vez de antenas, apresenta uma vantagem considerável, porque as condições para penetração de campo são muito mais atenuadas do que para ondas electromagnéticas. Por conseguinte, este método irá apresentar vantagens no que diz respeito à potência e eficiência da circulação.

Fusão

De um modo significativo, destas duas técnicas para formação de uma FRC dentro de um sistema de contenção **300** atrás descritas, ou outras semelhantes, podem resultar plasmas apresentando propriedades apropriadas para aí provocarem a fusão nuclear. Mais em particular, a FRC formada por estes métodos pode ser acelerada até qualquer nível desejado de energia de rotação e de intensidade de campo magnético. Este aspecto é crucial para aplicações de fusão e de confinamento clássico de feixes de combustível de elevada energia. No sistema de confinamento **300**, portanto, torna-se possível capturar e confinar feixes de

plasma de elevada energia por períodos de tempo suficientemente longos, de forma a com eles provocar uma reacção de fusão.

Para acomodar a fusão, a FRC formada por estes métodos será preferencialmente acelerada até níveis apropriados de energia de rotação e de intensidade de campo magnético, por intermédio da aceleração de betatrão. No entanto, a fusão tem tendência a requerer um conjunto particular de condições físicas para que qualquer reacção se realize. Adicionalmente, para alcançar um consumo eficiente do combustível e obter um balanço de energia positivo, o combustível tem que ser mantido neste estado praticamente inalterado, durante períodos de tempo prolongados. Isto é importante, uma vez que uma elevada temperatura e/ou energia cinética caracterizam um estado relevante de fusão. A criação deste estado requer, por isso, um considerável fornecimento de energia, a qual apenas poderá ser recuperada se a maior parte do combustível for submetida a fusão. Como consequência, o tempo de confinamento do combustível tem que ser mais prolongado do que o seu tempo de consumo. Isto conduz a um balanço de energia positivo e, consequentemente, a uma produção de energia útil.

Uma vantagem significativa da presente invenção está em que o sistema de confinamento e o plasma aqui descritos conseguem atingir longos tempos de confinamento, isto é, tempos de confinamento que excedem os tempos de

consumo de combustível. Um estado típico de fusão é, portanto, caracterizado pelas seguintes condições físicas (que tendem a variar em função do combustível e do modo de funcionamento):

Temperatura média de iões: num intervalo entre cerca 30 keV e 230 keV, e preferencialmente num intervalo entre cerca de 80 keV e 230 keV.

Temperatura média de electrões: num intervalo entre cerca 30 keV e 100 keV, e preferencialmente num intervalo entre cerca de 80 keV e 100 keV.

Energia coerente dos feixes de combustível (feixes de iões injectados e feixe de plasma circulante): num intervalo entre cerca de 100 keV e 3,3 MeV, e preferencialmente num intervalo entre cerca de 300 keV e 3,3 MeV.

Campo magnético total: num intervalo entre cerca de 47,5 kG e 120 kG, e preferencialmente num intervalo entre cerca de 95 kG e 120 kG (com o campo aplicado exteriormente num intervalo entre cerca de 2,5 kG e 15 kG, e preferencialmente num intervalo entre cerca de 5 kG e 15 kG).

Tempo de Confinamento Clássico: superior ao tempo de consumo do combustível, e preferencialmente num intervalo situado entre cerca de 10 e 100 segundos.

Densidade de iões de combustível: num intervalo que vai desde cerca de 10^{14} cm^{-3} até menos de 10^{16} cm^{-3} , e preferencialmente num intervalo entre cerca de 10^{14} cm^{-3} e 10^{15} cm^{-3} .

Potência Total de Fusão: preferencialmente num intervalo entre cerca de 50 kW/cm e 450 kW/cm (potência por cm de comprimento da câmara).

Para acomodar a situação de fusão atrás descrita, a FRC será preferencialmente acelerada até um nível de energia de rotação coerente, preferencialmente no intervalo entre cerca de 100 keV e 3,3 MeV, e com maior grau de preferência num intervalo entre cerca de 300 keV e 3,3 MeV, e a um nível de intensidade de campo magnético preferencialmente situado num intervalo entre cerca de 45 kG e 120 kG, e com maior grau de preferência num intervalo entre cerca de 90 kG e 115 kG. A estes níveis, os feixes de iões de alta energia - que estão neutralizados e polarizados conforme foi atrás descrito - podem ser injectados para dentro da FRC e capturados de maneira a formarem uma camada de feixe de plasma, onde os iões do feixe de plasma se encontram magneticamente confinados, e os electrões do feixe de plasma se encontram electrostaticamente confinados.

Preferencialmente, a temperatura dos electrões será mantida tão baixa quanto possível em termos práticos, para reduzir a quantidade de radiação por efeito de Brems,

a qual poderia, de outra forma, conduzir a perdas de energia por radiação. O poço de energia electrostática da presente invenção proporciona meios efectivos para conseguir isso.

A temperatura dos iões será preferencialmente mantida a um nível que proporcione um consumo eficiente, visto que a secção transversal de fusão é função da temperatura dos iões. A elevada energia directa dos feixes de iões de combustível é essencial para proporcionar o transporte clássico, tal como foi discutido neste pedido de patente. Ela também minimiza os efeitos das instabilidades sobre o plasma de combustível. O campo magnético é consistente com a energia de rotação do feixe. Ele é parcialmente criado pelo feixe de plasma (campo auto induzido) e, por seu lado, proporciona o suporte e a força necessários para manter o feixe de plasma na órbita desejada.

Produtos de fusão

Os produtos de fusão têm origem no núcleo energético, predominantemente junto da superfície nula **86**, de onde eles emergem por difusão em direcção à separatriz **84** (ver Figuras 3 e 5). Isto é devido às colisões com os electrões (já que as colisões com os iões não alteram o centro de massa, e por isso não fazem com que elas alterem as linhas de campo). Devido à sua elevada energia cinética (os iões dos produtos de fusão têm uma energia muito mais

elevada do que os iões do combustível), os produtos de fusão podem atravessar directamente a separatriz **84**. Uma vez que estejam para além da separatriz **84**, eles podem sair ao longo das linhas de campo abertas **80**, no caso de terem sido submetidos a dispersão a partir de colisões ião-ião. Ainda que este processo de colisão não conduza à difusão, ele poderá alterar o sentido do vector velocidade do ião de tal forma que ele fique a apontar paralelamente para o campo magnético. Estas linhas de campo abertas **80** ligam a topologia da FRC do núcleo com o campo uniforme aplicado, que é proporcionado do lado de fora da topologia de FRC. Os iões dos produtos emergem sobre diferentes linhas de campo, as quais são por eles seguidas com uma determinada distribuição de energias. De uma forma vantajosa, os iões dos produtos e os electrões neutralizadores de carga emergem sob a forma de feixes anelares rotativos, a partir de ambas as extremidades do plasma de combustível. Por exemplo, para uma reacção $p-B^{11}$ projectada para 50 MW, estes feixes irão apresentar um raio com cerca de 50 centímetros e uma espessura de cerca de 10 centímetros. Nos campos magnéticos intensos que se encontram do lado de fora da separatriz **84** (normalmente à volta dos 100 kG), os iões dos produtos apresentam uma associada distribuição de raios de giração que varia desde um valor mínimo, com cerca de 1 cm, até um máximo em torno dos 3 cm para os iões dos produtos mais energéticos.

Inicialmente, os iões dos produtos possuem energia longitudinal, bem como energia de rotação

caracterizadas por $1/2M(v_{par})^2$ e $1/2M(v_{perp})^2$. A grandeza v_{perp} representa a velocidade azimutal associada com a rotação em torno de uma linha de campo funcionando como o centro da órbita. Dado que as linhas de campo se dispersam, depois de deixarem a vizinhança da topologia de FRC, a energia de rotação tende a decrescer enquanto a energia total permanece constante. Isto é uma consequência da invariância adiabática do momento magnético dos iões dos produtos. Nesta tecnologia, é já bem conhecido o facto de as partículas carregadas, com órbita num campo magnético, apresentarem um momento magnético associado com o seu movimento. No caso de partículas que se movimentam ao longo de um campo magnético com variação lenta, também existe uma invariância adiabática do movimento, descrita por $1/2M(v_{perp})^2/B$. Os iões dos produtos orbitando em torno das respectivas linhas de campo possuem um momento magnético e uma invariância adiabática semelhante, associada com o seu movimento. Uma vez que B decresce segundo um factor de cerca de 10 (indicado pela dispersão das linhas de campo), segue-se que v_{perp} irá igualmente decrescer segundo um factor de cerca de 3,2. Por isso, no instante em que os iões dos produtos chegam à região de campo uniforme, a sua energia de rotação deverá representar menos de 5% da sua energia total; por outras palavras, quase toda a energia se encontra na componente longitudinal.

Conversão de Energia

O sistema de conversão directa de energia da

presente invenção compreende um conversor de ciclotrão inverso ("Inverse Cyclotron Converter - ICC") **420**, representado nas Figuras 22A e 23A, acoplado a um núcleo energético **436** (parcialmente representado) de um reactor de fusão com feixes de colisão (CBFR) **410** para constituir um sistema gerador de energia plasma-eléctrica **400**. Um segundo ICC (não representado) pode ser colocado simetricamente à esquerda do CBFR **410**. Uma ponteira magnética **486** fica localizada entre o CBFR **410** e o ICC **420**, e é formada quando os campos magnéticos do CBFR **410** e do ICC **420** se encontram.

Antes de se descrever o ICC **420** e os seus pormenores de funcionamento, será feita uma revisão dos aceleradores de ciclotrão típicos. Em aceleradores de ciclotrão convencionais, os iões energéticos com velocidades perpendiculares a um campo magnético rodam em círculos. O raio da órbita dos iões energéticos é determinado pela intensidade do campo magnético e pela sua razão entre carga e massa, e aumenta com a energia. No entanto, a frequência de rotação dos iões é independente da sua energia. Tal facto tem sido explorado na concepção de aceleradores de ciclotrão.

Fazendo referência à Figura 24A, um acelerador de ciclotrão convencional **700** inclui dois eléctrodos em forma de C **710** com espelho magnético, formando cavidades em forma de D com espelho magnético colocadas num campo magnético uniforme **720**, apresentando linhas de campo perpendiculares ao plano de simetria dos eléctrodos, ou seja, o plano da

folha. Um potencial eléctrico oscilante é aplicado entre os eléctrodos em forma de C (ver Figura 21B). Ocorre uma emissão de iões **I** a partir de uma fonte colocada no centro do ciclotrão **700**. O campo magnético **720** é ajustado para que a frequência de rotação dos iões coincida com a do potencial eléctrico e do campo eléctrico associado. Se um ião **I** atravessar o espaçamento **730** entre os eléctrodos em forma de C **710**, no mesmo sentido que o do campo eléctrico, ele será acelerado. Através da aceleração do ião **I**, a sua energia e raio de órbita aumentam. Quando o ião tiver percorrido um arco de semi-círculo (não sofrendo qualquer aumento de energia), ele irá atravessar de novo o espaçamento **730**. Neste momento, o campo eléctrico entre os eléctrodos em forma de C **710** terá um sentido invertido. O ião **I** é de novo acelerado, e a sua energia é ainda mais aumentada. Este processo é repetido de cada vez que o ião atravessa o espaçamento **730**, desde que a sua frequência de rotação continue a coincidir a do campo eléctrico oscilante (ver Figura 24C). Se, por outro lado, uma partícula atravessar o espaçamento **730** quando o campo eléctrico se encontrar no sentido oposto, ela irá ser desacelerada e irá regressar à fonte, no centro. Somente as partículas com velocidades iniciais perpendiculares ao campo magnético **720**, e que atravessem os espaçamentos **730** na fase apropriada do campo eléctrico oscilante, é que irão ser aceleradas. Por isso, a coincidência com a fase apropriada é essencial para a aceleração.

Em princípio, um ciclotrão poderá ser usado para

extrair energia cinética a partir de um feixe pontual ("pencil beam") com iões de idênticas energias. A desaceleração de iões com um ciclotrão, mas sem extracção de energia, foi já observada em protões, tal como foi descrito por Bloch e Jeffries em *Phys. Rev.* 80, 305 (1950). Os iões podem ser injectados para dentro da cavidade de maneira tal que sejam trazidos para uma fase de desaceleração relativamente ao campo oscilante. Todos os iões irão então inverter a trajectória **T** do ião em aceleração mostrada na Figura 24A. À medida que os iões desaceleram, devido à interacção com o campo eléctrico, a sua energia cinética é transformada em energia eléctrica oscilante no circuito eléctrico do qual faz parte o ciclotrão. A conversão directa para energia eléctrica irá ser alcançada, tendendo a ser produzida com um rendimento bastante elevado.

Na prática, os iões de um feixe de iões irão entrar no ciclotrão em todas as fases possíveis. A menos que, no projecto do ciclotrão, sejam compensadas as fases em variação, metade dos iões irá ser acelerada e a outra metade desacelerada. Como resultado, o rendimento máximo da conversão será efectivamente de 50%. Além disso, os feixes anelares de iões dos produtos de fusão anteriormente discutidos apresentarão uma geometria não apropriada para o ciclotrão convencional.

Como irá ser adiante descrito em maior detalhe, o ICC da presente invenção ajusta-se à característica anelar

dos feixes dos produtos de fusão, que saem da FRC do núcleo energético do reactor de fusão, e ao carácter aleatório da respectiva fase dos iões dentro do feixe, e à dispersão das correspondentes energias.

Fazendo novamente referência à Figura 22A, uma parte de um núcleo energético **436** do CBFR **410** está ilustrada no lado esquerdo, onde um núcleo de plasma de combustível **435** está confinado numa FRC **470**, formada em parte devido a um campo magnético aplicado pelas bobinas de campo exteriores **425**. A FRC **470** é constituída por linhas de campo fechadas **482**, uma separatriz **484** e linhas de campo abertas **480**, as quais, como foi atrás referido, irão determinar as propriedades do feixe anelar **437** dos produtos de fusão. As linhas de campo abertas **480** estendem-se no sentido de afastamento relativamente ao núcleo energético **436**, em direcção à ponteira magnética **486**. Como foi atrás referido, os produtos de fusão emergem do núcleo energético **436** ao longo das linhas de campo abertas **480**, sob a forma de um feixe anelar **437** integrando iões energéticos e electrões neutralizadores de carga.

A geometria do ICC **420** é semelhante à de um cilindro oco com um comprimento de cerca de cinco metros. Preferencialmente, quatro ou mais eléctrodos semicilíndricos **494** iguais, com pequenos espaçamentos rectilíneos **497**, irão constituir a superfície do cilindro. Durante o funcionamento, é aplicado um potencial oscilante aos eléctrodos **494** de uma forma alternada. O campo

eléctrico **E** dentro do conversor tem uma estrutura de quadripolo, como indicado na vista traseira ilustrada na Figura 22B. O campo eléctrico **E** anula-se no eixo de simetria e cresce linearmente com o raio; o valor de pico verifica-se no espaçamento **497**.

Adicionalmente, o ICC **420** inclui as bobinas de campo externas **488** para formar um campo magnético uniforme no interior da geometria cilíndrica oca do ICC. Uma vez que a corrente percorre as bobinas de campo **488** do ICC num sentido oposto ao sentido da corrente que percorre as bobinas de campo **425** do CBFR, as linhas de campo **496** no ICC **420** encaminham-se num sentido oposto ao sentido das linhas de campo abertas **480** do CBFR **410**. Na extremidade mais afastada relativamente ao núcleo energético **436** do CBFR **410**, o ICC **420** inclui um colector de iões **492**.

No espaço entre o CBFR **410** e o ICC **420**, encontra-se uma ponteira magnética **486** simétrica, na qual as linhas de campo abertas **480** do CBFR **410** se encontram com as linhas de campo **496** do ICC **420**. Um colector de electrões **490** com formato anelar encontra-se posicionado em redor da ponteira magnética **486** e está electricamente acoplado ao colector de iões **498**. Como será adiante discutido, o campo magnético das ponteiras magnéticas **486** converte a velocidade axial do feixe **437** numa velocidade de rotação, com elevada eficiência. A Figura 22C ilustra uma típica órbita de ião **422** no interior do conversor **420**.

O CBFR **410** apresenta simetria cilíndrica. No seu centro, encontra-se o núcleo energético de fusão **436** com um núcleo de plasma de fusão **435** contido numa topologia de campo magnético FRC **470**, na qual as reacções de fusão têm lugar. Como foi mencionado, os núcleos dos produtos e os electrões neutralizadores de carga emergem sob a forma de feixes anelares **437** a partir de ambas as extremidades do plasma de combustível **435**. Por exemplo, para uma reacção $p\text{-B}^{11}$ projectada para 50 MW, estes feixes terão um raio com cerca de 50 cm e uma espessura de cerca de 10 cm. O feixe anelar tem uma densidade $n \cong 10^7$ a 10^8 cm^{-3} . Para uma tal densidade, a ponteira magnética **486** separa os electrões e os iões. Os electrões seguem as linhas de campo magnético para o colector de electrões **490**, e os iões passam através da ponteira **486** onde as trajectórias dos iões são modificadas para seguir um percurso essencialmente helicoidal ao longo do comprimento do ICC **420**. A energia é removida a partir dos iões à medida que eles passam em espiral pelos eléctrodos **494** ligados a um circuito ressonante (não representado). A perda da componente perpendicular de energia é maior para os iões de mais elevada energia, que circulavam inicialmente junto dos eléctrodos **494** onde o campo eléctrico é mais intenso.

Os iões chegam à ponteira magnética **486** com a sua energia de rotação aproximadamente igual à energia inicial total, ou seja, $1/2 M v_p^2 \cong 1/2 M v_0^2$. Existe uma distribuição das energias dos iões e dos raios iniciais dos iões r_0 , quando os iões chegam à ponteira magnética **486**. No entanto, o raio

inicial r_0 tende a ser aproximadamente proporcional à velocidade inicial v_0 . O campo magnético radial e a velocidade radial do feixe produzem uma força de Lorentz na direcção azimutal. O campo magnético na ponteira **486** não altera a energia da partícula, mas converte a velocidade axial inicial $v_p \cong v_0$ numa velocidade axial residual v_z e numa velocidade azimutal v_\perp , sendo $v_0^2 = v_z^2 + v_\perp^2$. O valor da velocidade azimutal v_\perp pode ser determinado a partir da conservação do momento na forma canónica

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

Um ião do feixe entra pelo lado esquerdo da ponteira **486** com $B_z = B_0$, $v_z = v_0$, $v_\perp = 0$ e $r = r_0$. Ele emerge pelo lado direito da ponteira **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 de ciclotrão. A frequência de rotação dos iões situa-se num intervalo entre cerca de 1 MHz e 10 MHz, e preferencialmente num intervalo entre cerca de 5 MHz e 10 MHz, que é a frequência para a qual a produção de energia eléctrica ocorre.

Para que os iões atravessem a ponteira **486**, o raio de giração efectivo dos iões deve ser maior do que a

largura da ponteira **486**, no raio r_0 . É perfeitamente possível reduzir experimentalmente a velocidade axial por um factor de 10, de forma que a energia axial residual irá ser reduzida por um factor de 100. Então, 99% da energia dos iões será convertida em energia de rotação. O feixe de iões apresenta uma distribuição de valores para v_0 e r_0 . No entanto, porque r_0 é proporcional a v_0 , como foi previamente indicado pelas propriedades do reactor baseado na FRC, o rendimento de conversão para a energia de rotação tende a ser 99% para todos os iões.

Como se ilustra na Figura 22B, a estrutura simétrica de eléctrodos do ICC **420** da presente invenção irá preferencialmente incluir quatro eléctrodos **494**. Um circuito de tanque (não representado) está ligado às estruturas dos eléctrodos **494** de tal forma que as voltagens e os campos eléctricos instantâneos sejam as que estão ilustradas. A voltagem e o circuito de tanque oscilam a uma frequência $\omega = \Omega_0$. O campo eléctrico azimuthal \mathbf{E} nos espaçamentos **497** está ilustrado na Figura 22B e na Figura 25. A Figura 25 ilustra o campo eléctrico nos espaçamentos **497** entre os eléctrodos **494**, e o campo a que um ião está submetido quando roda com uma velocidade angular Ω_0 . É perceptível que, numa revolução completa, a partícula irá alternadamente sofrer uma aceleração e uma desaceleração, segundo uma ordem determinada pela fase inicial. Adicionalmente ao campo eléctrico azimuthal E_θ , existe também um campo eléctrico radial E_r . O campo azimuthal E_θ é máximo nos espaçamentos **497** e decresce à medida que o raio

decrece. Na Figura 22 assume-se que a partícula roda, mantendo um raio constante. Devido ao gradiente no campo eléctrico, a desaceleração irá sempre dominar sobre a aceleração. A fase de aceleração faz com que o raio do ião aumente pelo que, quando o ião for encontrar em seguida um campo eléctrico de desaceleração, o raio do ião irá ser maior. A fase de desaceleração irá dominar, independentemente da fase inicial do ião, porque o gradiente radial do campo eléctrico azimuthal E_θ é sempre positivo. Como resultado, o rendimento da conversão de energia não fica limitado a 50% devido ao problema da fase inicial associada com os ciclotrões convencionais. O campo eléctrico E_r também é importante. Ele oscila igualmente e produz um efeito útil na direcção radial, que faz voltar a trajectória do feixe ao raio original, com velocidade nula no plano perpendicular ao eixo, como mostra a Figura 22C.

O processo pelo qual os iões são sempre desacelerados é semelhante ao princípio da focagem densa, que é uma característica essencial dos modernos aceleradores, conforme se descreve na Patente norte-americana com o N° 2 736 799. A combinação de uma lente positiva (focagem) com uma lente negativa (desfocagem) será positiva se o campo magnético apresentar um gradiente positivo. Um emparelhamento de lentes para focagem densa de quadripolo está ilustrado na Figura 26. A primeira lente é de focagem na direcção **x** e de desfocagem na direcção **y**. A segunda lente é semelhante, mas com propriedades trocadas relativamente a **x** e **y**. O campo magnético anula-se sobre o

eixo de simetria e apresenta um gradiente radial positivo. Os resultados finais para um feixe de iões que atravessasse ambas as lentes consistem na focagem em todas as direcções, independentemente da ordem de passagem.

Resultados semelhantes têm sido descritos para um feixe que passe através de uma cavidade ressonante contendo um campo magnético axial intenso e operando no modo TE_{111} (ver Yoshikawa et al.). Este aparelho é designado por "peniotron". No modo TE_{111} , a cavidade ressonante apresenta ondas estacionárias nas quais o campo eléctrico tem simetria quadripolar. Os resultados são qualitativamente semelhantes a alguns resultados aqui descritos. Existem diferenças quantitativas devido à cavidade ressonante ter uma dimensão muito maior (10 m de comprimento), e funcionar para uma frequência (155 MHz) e um campo magnético (10 T) muito mais elevados. A extracção de energia a partir de ondas de elevada frequência requer uma antena rectificadora ("rectenna"). O espectro de energia do feixe reduz a eficiência da conversão. A existência de dois tipos de iões é um problema mais sério, mas a eficiência da conversão é adequada para um reactor D-He³ que produza protões de 15 MeV.

A órbita **422** de uma única partícula, para uma partícula no interior do ICC **420**, está ilustrada na Figura 22C. Este resultado foi obtido através de simulação computacional, e um resultado semelhante foi obtido para o "peniotron". Um ião entrando a um determinado raio r_0 move-

se em espiral ao longo do comprimento do ICC e, após perder a energia de rotação inicial, converge para um ponto sobre um círculo com o mesmo raio r_0 . As condições iniciais são assimétricas; o estado final reflecte esta assimetria, mas é independente da fase inicial, de forma que todas as partículas são desaceleradas. O feixe na extremidade colectora de iões do ICC volta a ser anelar e tem dimensões semelhantes. A velocidade axial irá ser reduzida por um factor de 10, e a densidade correspondentemente aumentada. Para uma única partícula, consegue-se obter um rendimento de extracção de 99%. No entanto, existem diversos factores - como por exemplo a componente perpendicular da energia de rotação do feixe anelar antes da sua entrada no conversor - que podem reduzir este rendimento em cerca de 5%. A extracção de energia eléctrica deverá verificar-se entre aproximadamente 1 MHz e 10 MHz, e preferencialmente entre cerca dos 5 MHz e 10 MHz, com uma redução adicional no rendimento da conversão devido ao condicionamento da energia eléctrica na sua ligação a uma rede eléctrica.

Como se mostra nas Figura 23A e 23B, certos modelos de realização alternativos para as estruturas dos eléctrodos **494** no ICC **420** podem incluir dois eléctrodos semicirculares simétricos e/ou eléctrodos afunilados **494** que vão afunilando em direcção ao colectador de iões **492**.

Podem ser implementados ajustamentos à dinâmica dos iões dentro do campo magnético principal do ICC **420**, usando dois conjuntos de bobinas auxiliares **500** e **510**, como

se mostra nas Figuras 27A e 24B. Ambos os conjuntos de bobinas **500** e **510** envolvem condutores adjacentes com correntes de sentidos opostos, de forma que o campo magnético tem um curto alcance. Um gradiente de campo magnético, como se ilustra esquematicamente na Figura 27A, irá alterar a frequência e a fase de rotação do ião. Um campo magnético multi-polar, como esquematicamente se ilustra na Figura 27B, irá produzir acumulação de feixes, como acontece num acelerador linear.

Reactor

A Figura 28 ilustra um reactor de 100MW. A vista em corte do gerador ilustra uma região de núcleo energético de fusão, possuindo bobinas supercondutoras para aplicação de um campo magnético uniforme, e uma bobina de fluxo para formação de um campo magnético com topologia de campo invertido. Adjacentes às extremidades opostas da região de núcleo energético de fusão, encontram-se os conversores de energia ICC para conversão directa da energia cinética dos produtos de fusão em energia eléctrica. O equipamento auxiliar para um destes reactores está ilustrado na Figura 29.

Sistema de Propulsão

A exploração do sistema solar (e mais além) requer capacidades de propulsão que excedem em grande escala os melhores sistemas de propulsão químicos ou

eléctricos actualmente disponíveis. Para aplicações avançadas de propulsão, a presente invenção detém os seguintes itens mais promissores: simplicidade conceptual, elevada força de impulso, elevado impulso específico, elevada relação entre densidade e potência específica, baixa massa do sistema, e combustíveis que produzem pouca ou nenhuma radioactividade.

Um sistema de propulsão por impulso de plasma, de acordo com a presente invenção, utiliza uma elevada energia cinética incorporada nos produtos de fusão à medida que eles são expelidos axialmente para fora do núcleo de plasma de fusão. O sistema **800** encontra-se esquematicamente ilustrado nas Figuras 30 e 31. O sistema inclui um reactor de fusão com feixes de colisão com núcleo energético **836** de CRF, onde está contido um núcleo de combustível de fusão **835** tal como atrás descrito. O reactor compreende ainda um gerador de campo magnético **825**, uma bobina de corrente (não representada) e injectores de feixes de iões **840**. Um conversor directo de energia ICC **820**, conforme descrito anteriormente, é acoplado a uma extremidade do núcleo energético **836** e intercepta aproximadamente metade das partículas dos produtos de fusão que emergem a partir de ambas as extremidades do núcleo energético **836** sob a forma de feixes anelares **837**. Como foi atrás descrito, o ICC **820** irá desacelerá-las por um processo de ciclotrão inverso, e converter a sua energia cinética em energia eléctrica. Uma tubeira magnética **850** é posicionada numa localização adjacente à outra extremidade do núcleo energético **836** e

direcciona as restantes partículas dos produtos de fusão para o espaço, sob a forma de impulso **T**. O feixe anelar **837** dos produtos de fusão escoá-se a partir de uma extremidade do núcleo energético **836** e ao longo de linhas de campo **837** para dentro do ICC **820** para conversão de energia, e a partir da outra extremidade do núcleo energético **836** ao longo de linhas de campo **837** para fora da tubeira **850** para produção de impulso **T**.

A radiação por efeito de Brems é convertida em energia eléctrica por intermédio de um conversor energético-termoeléctrico ("thermoelectric-energy converter - TEC") **870**. A energia da radiação por efeito de Brems que não for convertida pelo TEC **870** irá passar para um motor térmico em ciclo de Brayton **880**. O calor dissipado é rejeitado para o espaço. Um subsistema de controlo de potência (**810**, ver Figura 32) monitoriza todas as fontes e poços de energia eléctrica e térmica para manter o funcionamento do sistema em estado estacionário, e para disponibilizar uma fonte de energia independente (por exemplo, células de combustível, baterias, etc.) a fim de iniciar o funcionamento da nave espacial e do sistema de propulsão, partindo de uma situação não-operacional. Uma vez que os produtos de fusão estão carregados com partículas α , o sistema não requer a utilização de radiação massiva nem de blindagens de neutrões e, consequentemente, é caracterizado por uma massa de sistema significativamente reduzida em comparação com outros sistemas espaciais de propulsão nuclear.

O desempenho do sistema de propulsão por impulso de plasma **800** é caracterizado pelos seguintes parâmetros cinéticos para um exemplificativo núcleo de fusão p-B¹¹ de 100 MW, possuindo uma concepção conforme se ilustra na Figura 31:

Impulso específico, I_{sp}	$1,4 \times 10^6$ s
Potência de impulso, P_T	50,8 MW
Potência de impulso/ Potência de saída total, P_T/P_0	0,51
Impulso, T	28,1 N
Impulso/ Potência de saída total, T/P_0	281 mN/MW

O sistema **800** apresenta um impulso específico muito elevado, o que permite elevadas velocidades terminais para uma nave espacial que utilize o sistema de propulsão por impulso de plasma.

Um parâmetro chave para o binómio desempenho de missão/limitação dimensional, em todos os veículos espaciais, reside na massa do sistema. Os principais componentes de massa no sistema de propulsão por impulso de plasma **800** estão ilustrados nas Figuras 31 e 32. O núcleo de fusão **835** requer aproximadamente 50 MW de potência injectada para um funcionamento em estado estacionário. O sistema gera cerca de 77 MW de potência nuclear (partículas), metade da qual é recuperada no conversor directo de energia **820** com um rendimento que atinge os 90%. Assim sendo, será necessária uma potência adicional de

11,5MW para sustentar o reactor, a qual é fornecida pelo TEC **870** e pelo motor térmico de Brayton **880**.

A principal fonte de calor no sistema de propulsão por impulso de plasma **800** é devida à radiação por efeito de Brems. O TEC **870** recupera cerca de 20% da radiação, ou seja 4,6MW, transferindo aproximadamente 18,2MW para o motor térmico em ciclo de Brayton fechado **880**. O motor térmico de Brayton **880** é constituído por um permutador de calor **860**, um turboalternador **884**, um compressor **882**, e radiadores **886**, como se mostra na Figura 31. O motor de Brayton **880** fornece os restantes 7MW de potência necessários para sustentar o reactor, outros 11MW serão directamente dissipados para o espaço através dos radiadores.

Um motor térmico em ciclo de Brayton fechado constitui uma opção suficientemente experimentada e eficiente para converter o calor rejeitado em excesso pelo TCE **870**. Nos motores de Brayton, a temperatura máxima do ciclo encontra-se constrangida por questões que têm a ver com os materiais, limitando o rendimento termodinâmico máximo do ciclo. Com base num plano de desempenho padrão para o motor de Brayton, podem ser extraído diversos valores de projecto. Os rendimentos típicos podem chegar até 60%. Para a situação presente, torna-se necessário recuperar 7MW, sendo portanto aceitável um rendimento de apenas 40% na conversão do calor residual, o qual se encontra bem dentro dos limites actualmente atingíveis de

motores de Brayton convencionais.

A massa dos componentes para o motor de Brayton completo (excluindo os radiadores de calor) é calculada com base em típicos parâmetros massa por unidade de potência para tecnologias industriais avançadas, que se situam por exemplo na gama dos 3 kg/kWe. As turbomáquinas - incluindo compressores, turbinas de potência, e permutadores de calor - conjuntamente consideradas atingem uma massa total de 18 MT para este subsistema.

A massa do radiador é estimada como sendo de 6 MT, de preferência usando painéis de tubos de calor com alta condutividade térmica, da mais recente tecnologia.

Uma parte significativa do peso do sistema também provém dos ímanes **825** que mantêm confinado o núcleo de plasma **835**. As bobinas magnéticas supercondutoras **825** serão de preferência feitas em Nb₃Sn que funciona de forma estável a 4,5 K e para um campo de 12,5 T a 13,5 T. Os requisitos criogénicos para Nb₃Sn são menos rígidos do que para outros materiais considerados. Com um requisito de campo magnético de 7 Tesla e um comprimento de dispositivo com cerca de 7,5 metros, a bobina irá precisar de cerca de 1500 espiras de fio transportando 56 kA de corrente. Utilizando fios com 0,5 cm de raio, a massa total desta bobina será de cerca de 3097 kg. O sistema de arrefecimento por hélio líquido é constituído por duas bombas, uma em cada extremidade da bobina principal. A massa total destas bombas é de aproximadamente 60 kg. O invólucro estrutural

exterior é utilizado para suportar os ímanes e todos os componentes internos relativamente ao lado de fora. Ele é feito num material compósito kevlar/carbono-carbono com 0,01m de espessura, tendo uma massa global de cerca de 772 kg. A camada mais exterior é constituída pela camisa de isolamento destinada a proteger o interior relativamente à grande variação de temperatura no espaço, tendo um peso estimado de 643 kg. A massa total para este subsistema de ímanes **825** será por conseguinte de cerca de 4,8 MT.

Actualmente, o sistema de injeccão de iões **840** mais apropriado para aplicações espaciais será um acelerador linear ("linear accelerator - linac") de indução ou RFQ. Aproximadamente há 15 anos atrás, um RFQ foi levado a bordo de um foguetão científico e demonstrou com sucesso a utilização de potência de alta voltagem e a injeccão de feixes de iões no espaço. Num modelo de realização preferido, são distribuídos seis injectores **840** ao longo do comprimento do CBFR, três para cada uma dos tipos de ião. Cada injector **840** consistirá de preferência num "RFQ beamlet 30" com uma dimensão global de 0,3 metros de comprimento e um raio de 0,020 metros. Cada injector requer uma fonte de iões, preferencialmente com 0,02 metros de comprimento e 0,020 metros de raio, que fornece hidrogénio ionizado ou boro. É necessária uma fonte para cada acelerador. Tanto o injector como a fonte se situam bem dentro dos limites correntemente atingíveis; recorrendo às especificidades dos projectos espaciais, a massa total, incluindo as fontes e os aceleradores, dever-se-á situar em

cerca de 60 kg.

O conversor directo de energia ICC **820** em forma de cone fica localizado numa extremidade do reactor **836** que será de preferência feita em aço inoxidável. Com um raio de base de 0,5 metros e um comprimento de 2 metros, a massa do ICC será de aproximadamente 1690 kg. Uma fonte de alimentação de radiofrequência **820** (inversor/conversor) recupera o fluxo de iões direccionados, convertendo-o em energia eléctrica. A massa da fonte de alimentação energética é de cerca de 30 kg. É usada uma bateria de armazenamento **812** para o arranque/rearranque do CBFR. A capacidade de armazenamento é de cerca de 30 MJ. A sua massa será aproximadamente 500 kg. Como alternativa, pode também ser usada uma célula de combustível. Existem unidades de comando adicionais que coordenam o funcionamento de todos os componentes. A massa do subsistema de controlo é estimada como sendo de 30 kg. A massa global do subsistema de arranque/conversor de energia será portanto estimada em cerca de 2,25 MT.

Uma tubeira magnética **850** está localizada na outra extremidade do núcleo de fusão **835**. A tubeira **850** concentra o escoamento dos produtos de fusão sob a forma de um fluxo de partículas direccionado. Estima-se que a massa da tubeira magnética e do ICC sejam aproximadamente iguais, uma vez que ambos são compostos por ímanes supercondutores e componentes estruturais com massa relativamente baixa.

O TEC **870** recupera energia a partir das emissões electromagnéticas do núcleo de fusão. Consistirá de preferência numa estrutura de película fina feita de carboneto de boro/silício-germânio com 0,02 cm de espessura, o qual apresenta uma massa volúmica com cerca de 5 g/cm^3 . O TEC **870** fica localizado na primeira parede e, de preferência, alinha-se completamente com a superfície interna do núcleo do reactor; a massa do TEC **870** é estimada em cerca de 400 kg. O fluxo radiante por cima do TEC **870** é de $1,2 \text{ MW/m}^2$ e a sua temperatura operacional de pico é assumida como sendo inferior a 1800 K.

A massa global do sistema de propulsão por impulso de plasma é assim estimada em cerca de 33 MT. Com isto, ficam definidos os restantes parâmetros críticos de missão para a unidade de 100 MW que se está presentemente a discutir:

Massa total/Potência total, M_T/P_0	$0,33 \times 10^{-3} \text{ kg/W}$
Impulso/Massa, T/M_T	$0.85 \times 10^{-3} \text{ N/kg}$

Embora a invenção seja susceptível de ser submetida a diversas modificações e formas alternativas, terá sido mostrado nos desenhos um exemplo específico para a mesma, o qual foi aqui descrito em detalhe. Será no entanto perceptível que a invenção não deverá ficar limitada à forma particular que foi divulgada, devendo pelo contrário a invenção cobrir todas as modificações, formas equivalentes e alternativas que caiam dentro do âmbito das

reivindicações anexas.

Lisboa, 27 de Setembro de 2012

REIVINDICAÇÕES

1. Um sistema para conduzir iões e electrões de plasma num campo magnético de configuração de campo invertido ("Field Reversed Configuration - FRC"), constituído por:

uma câmara (310) apresentando um eixo principal, e

um primeiro gerador de campo magnético (325) para criação de um campo magnético simétrico na direcção azimutal dentro da região central da câmara, com um fluxo essencialmente paralelo ao eixo principal da câmara,

sendo o sistema **caracterizado por** ainda incluir um sistema de condução por radiofrequência (1110) acoplado à região central da câmara, em que tal sistema de condução por radiofrequência gera uma onda de potencial eléctrico que roda em torno do eixo principal da câmara.

2. O sistema da reivindicação 1, compreendendo ainda uma bobina de corrente (320) concêntrica com o eixo principal da câmara, para criação de um campo eléctrico azimutal dentro da câmara.

3. O sistema da reivindicação 1, em que o sistema de condução por radiofrequência compreende um ciclotrão de quadripolo.

4. O sistema da reivindicação 3, em que o

ciclotrão de quadripolo integra quatro eléctrodos semicilíndricos (1112) constituindo uma superfície cilíndrica.

5. O sistema da reivindicação 1, em que o sistema de condução por radiofrequência compreende um ciclotrão de dipolo.

6. O sistema da reivindicação 5, em que o ciclotrão de dipolo integra dois eléctrodos semicilíndricos (1112) constituindo uma superfície cilíndrica.

7. O sistema da reivindicação 1, em que o sistema de condução por radiofrequência compreende bobinas de campo de modulação (1116) que se estendem axialmente numa posição adjacente ao perímetro da câmara.

8. O sistema da reivindicação 1, compreendendo ainda um sistema conversor de potência (420) dentro da câmara.

9. O sistema da reivindicação 8, em que o sistema conversor de potência integra uma multiplicidade de eléctrodos semicilíndricos (494) constituindo uma superfície cilíndrica numa primeira região terminal da câmara.

10. O sistema da reivindicação 9, em que a multiplicidade de eléctrodos semicilíndricos é composta por

mais do que dois eléctrodos, que estão afastados entre si formando um espaçamento entre eléctrodos adjacentes.

11. O sistema da reivindicação 10, compreendendo ainda um segundo gerador de campo magnético (488) para criação de um campo magnético simétrico na direcção azimutal dentro da primeira região terminal da câmara, com um fluxo essencialmente paralelo ao eixo principal da câmara, e

um colector de electrões (490) interpondo os primeiro e segundo geradores de campo magnético, e que fica adjacente a uma primeira extremidade da multiplicidade de eléctrodos, e

um colector de iões (492) em posição adjacente a uma segunda extremidade da multiplicidade de eléctrodos.

12. O sistema da reivindicação 11, integrando ainda

uma segunda multiplicidade de eléctrodos semicilíndricos constituindo uma superfície cilíndrica numa segunda região terminal da câmara, em que esta segunda multiplicidade de eléctrodos é composta por mais do que dois eléctrodos, que estão afastados entre si formando um espaçamento entre eléctrodos adjacentes,

um terceiro gerador de campo magnético, para criação de um campo magnético simétrico na direcção azimutal dentro da primeira região terminal da câmara, com um fluxo essencialmente paralelo ao eixo principal da câmara,

um segundo colectador de electrões interpondo os primeiro e terceiro geradores de campo magnético, e que fica adjacente a uma primeira extremidade da segunda multiplicidade de eléctrodos, e

um segundo colectador de iões em posição adjacente a uma segunda extremidade da segunda multiplicidade de eléctrodos.

13. O sistema da reivindicação 12, compreendendo ainda injectores de feixes de iões (340) acoplados à câmara.

14. O sistema da reivindicação 13, em que os injectores de feixes de iões incluem meios para neutralização da carga eléctrica dos feixes de iões emitidos a partir dos injectores.

15. O sistema da reivindicação 1, onde o sistema de condução por radiofrequência (1110) compreende dois ou mais eléctrodos alongados (1112) constituindo uma superfície cilíndrica.

16. Um método para condução de iões e electrões numa configuração de campo invertido (FRC) usando um sistema em conformidade com as reivindicações 1 a 15, compreendendo as seguintes etapas:

geração de uma FRC caracterizada por tal FRC ser gerada em redor de um feixe de plasma anelar e alongado em rotação, constituído por iões e electrões, que se estende

axialmente dentro da câmara, e

criação de uma onda de potencial eléctrico que roda no mesmo sentido que a velocidade azimutal dos iões no feixe de plasma em rotação.

17. O método da reivindicação 16, em que a etapa para criação de uma onda de potencial eléctrico inclui a alimentação energética de uma multiplicidade de eléctrodos alongados (1112) constituindo uma superfície cilíndrica.

18. O método da reivindicação 17, em que a multiplicidade de eléctrodos alongados vai formar um ciclotrão alongado.

19. O método da reivindicação 17, em que o ciclotrão consiste num ciclotrão de quadripolo.

20. O método da reivindicação 17, em que o ciclotrão consiste num ciclotrão de dipolo.

21. O método da reivindicação 16, compreendendo adicionalmente a etapa de injeção de iões neutros no seio da onda.

22. O método da reivindicação 17, compreendendo adicionalmente a etapa de captura dos iões neutros injectados na onda.

23. O método da reivindicação 22, compreendendo

adicionalmente a etapa de incrementação do momento e energia dos iões capturados.

Lisboa, 27 de Setembro de 2012

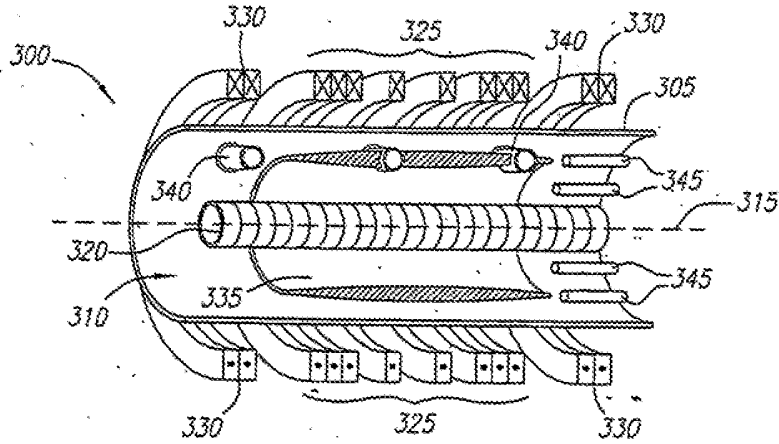


FIG. 1

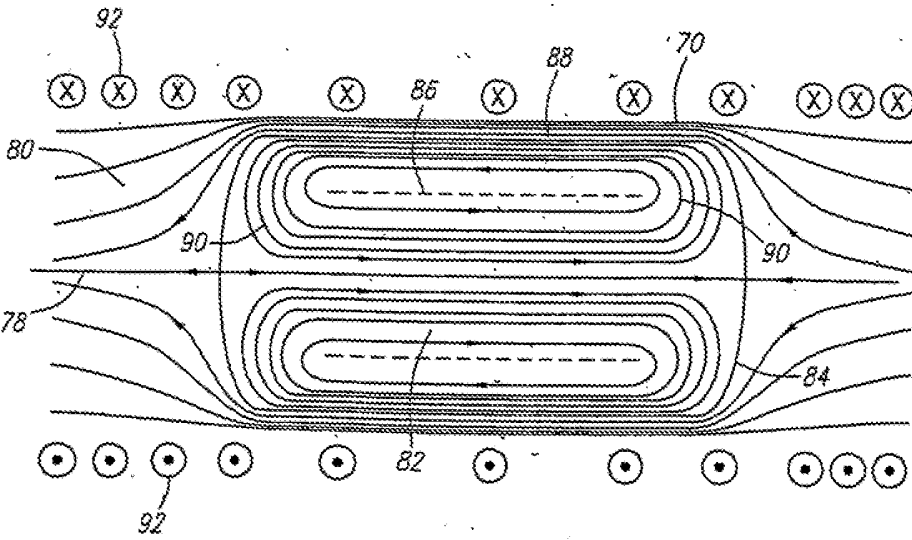


FIG. 3

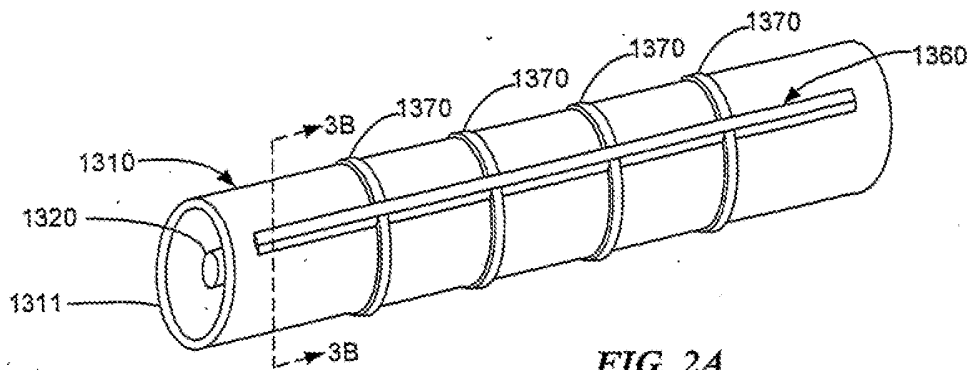


FIG. 2A

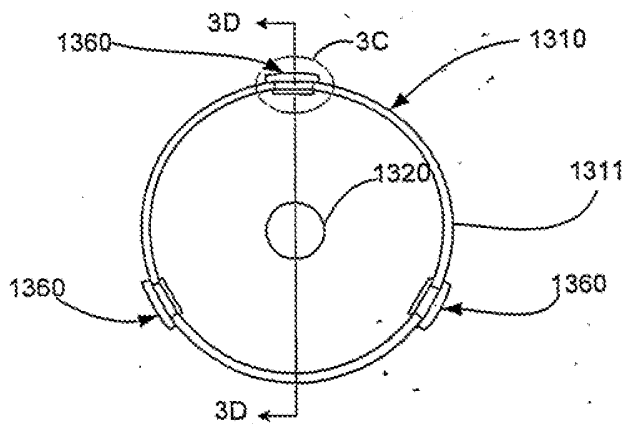


FIG. 2B

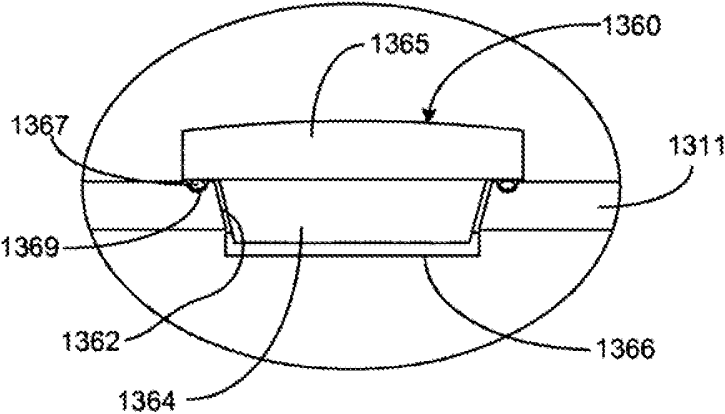


FIG. 2C

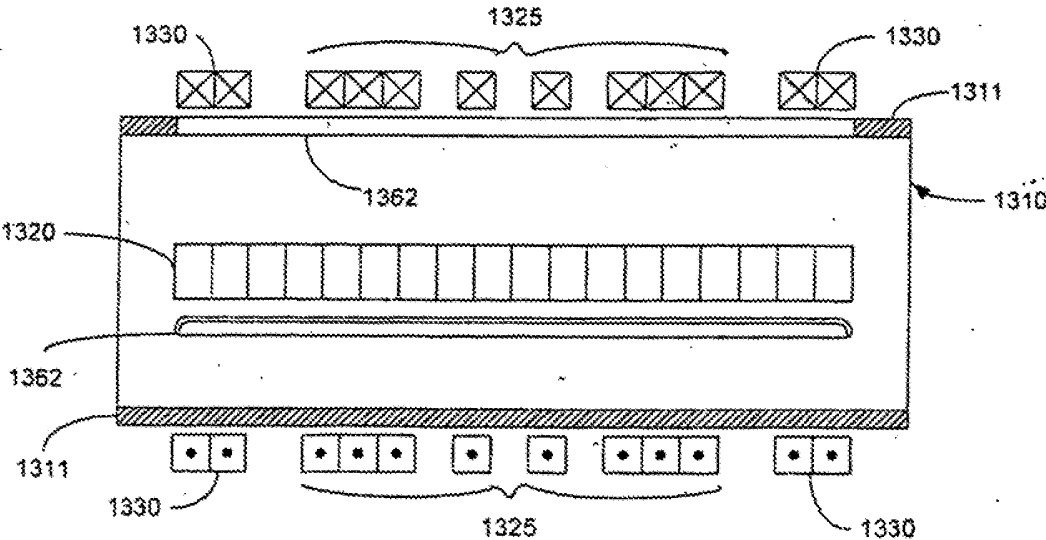


FIG. 2D

FIG. 4A

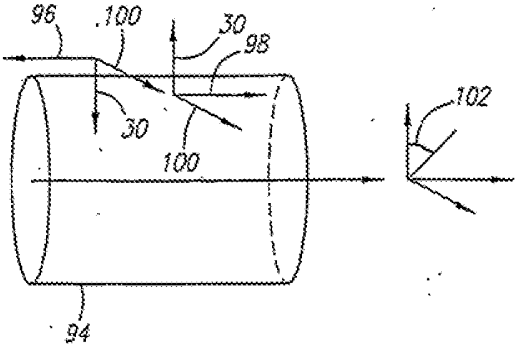


FIG. 4B

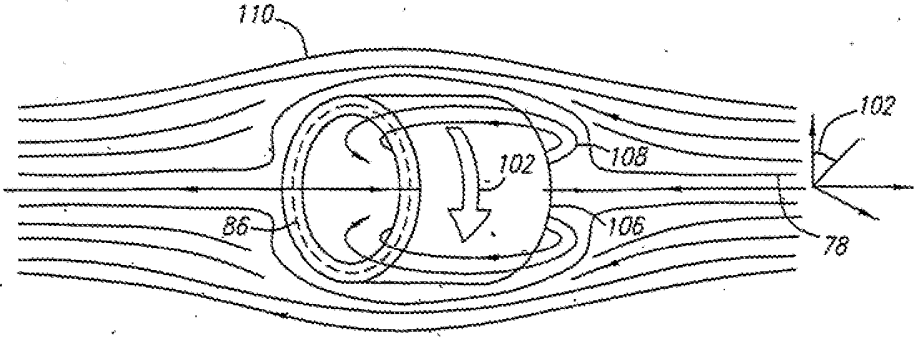
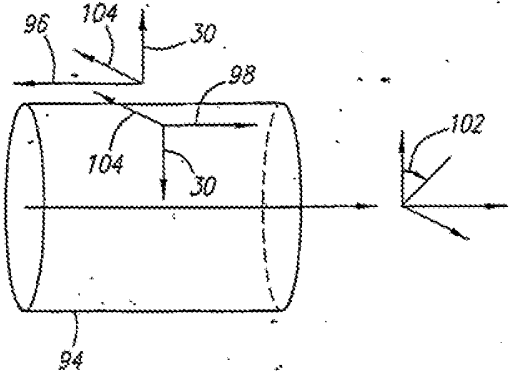


FIG. 5

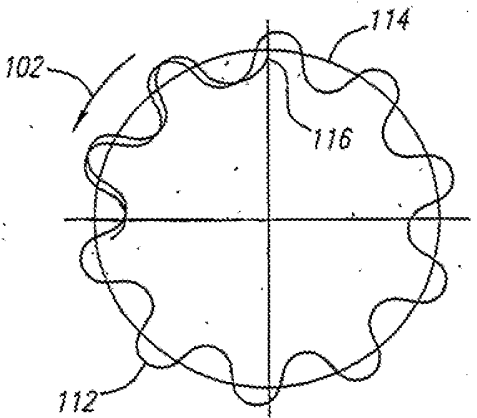


FIG. 6

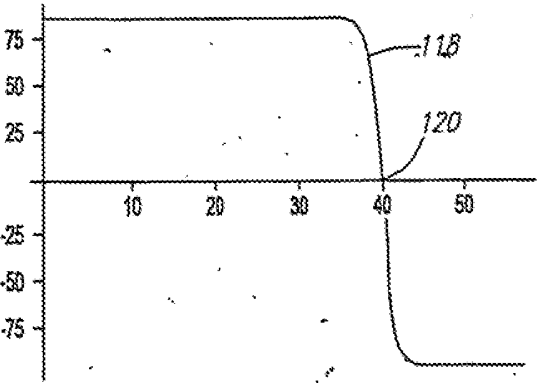


FIG. 7A

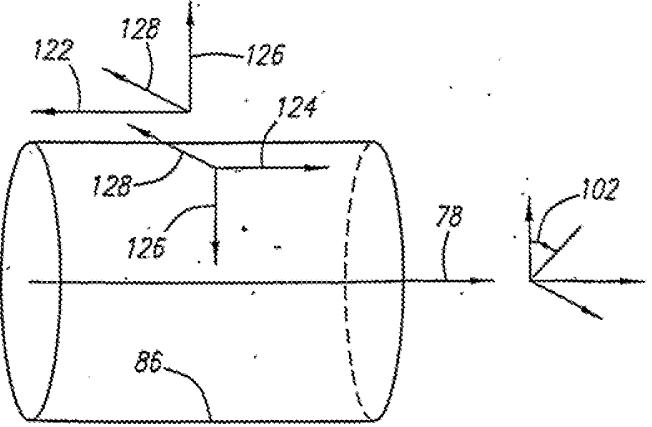


FIG. 7B

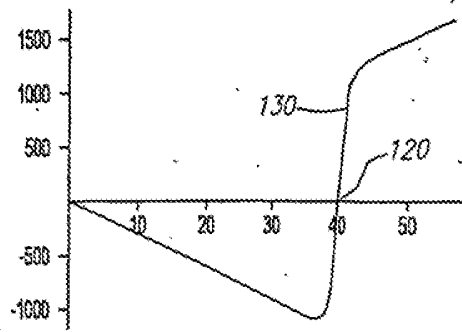


FIG. 8A

FIG. 8B

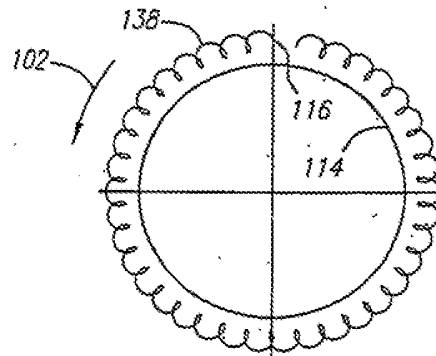
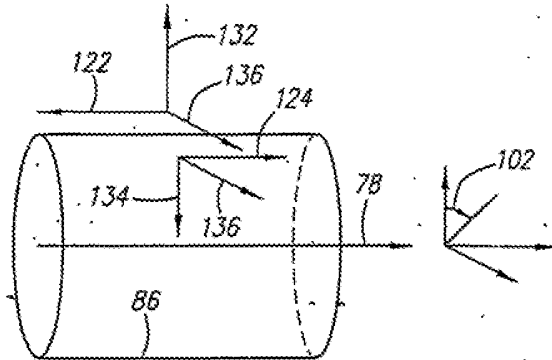


FIG. 9A

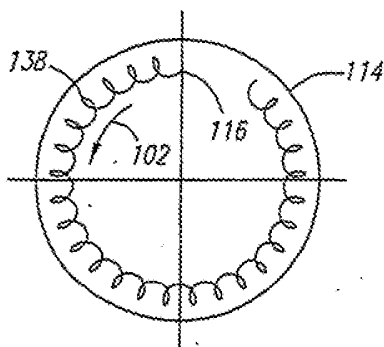


FIG. 9B

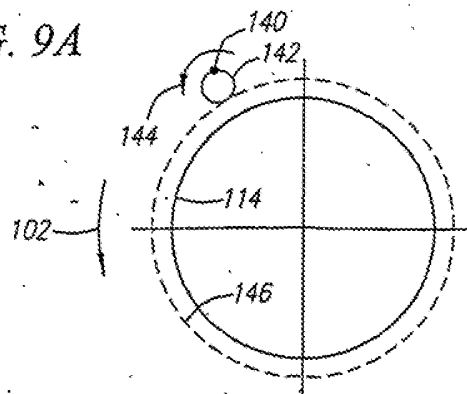


FIG. 9C

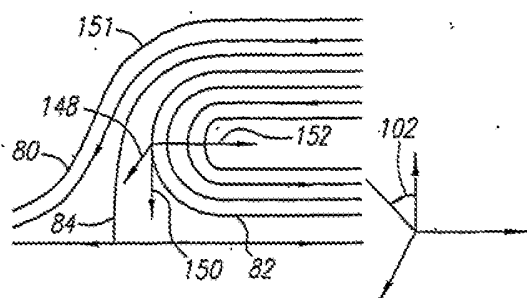


FIG. 10A

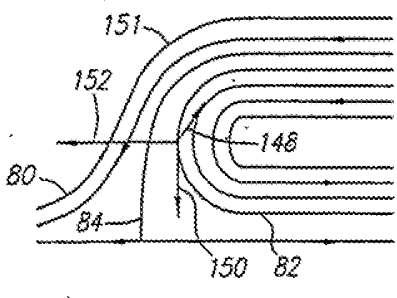


FIG. 10B

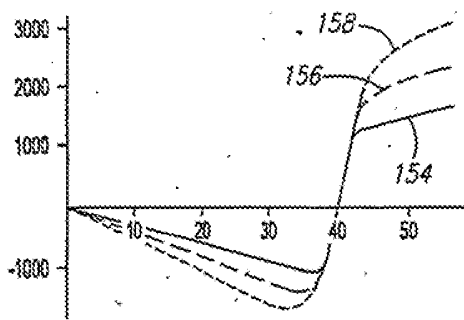


FIG. 11A

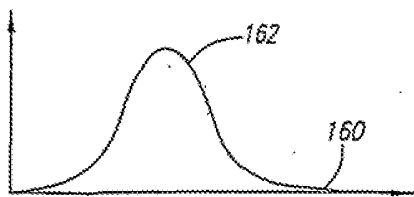


FIG. 12

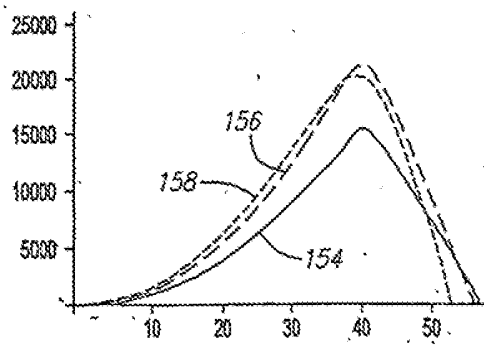


FIG. 11B

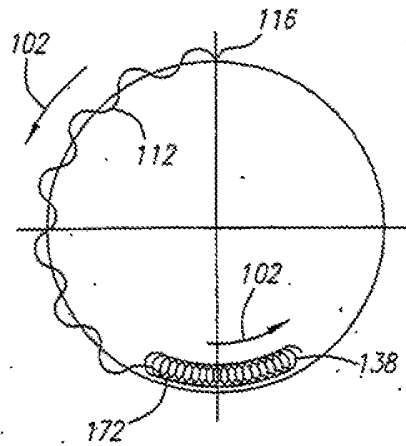


FIG. 13A

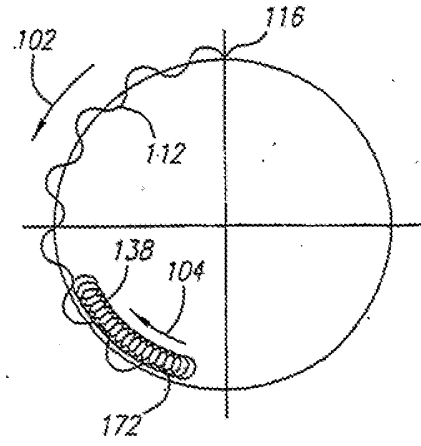


FIG. 13B

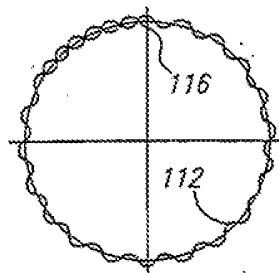


FIG. 14A

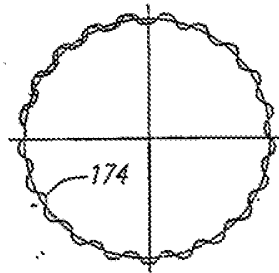


FIG. 14B

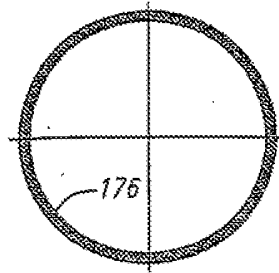


FIG. 14C

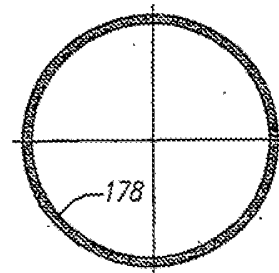


FIG. 14D

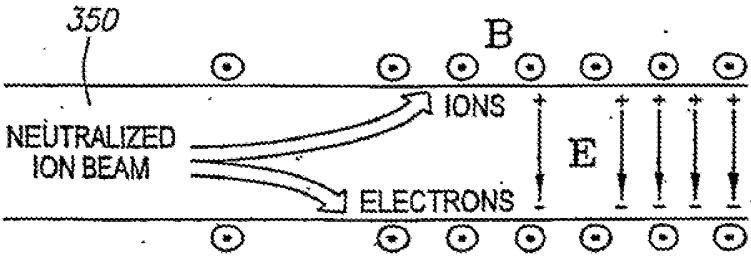


FIG. 15

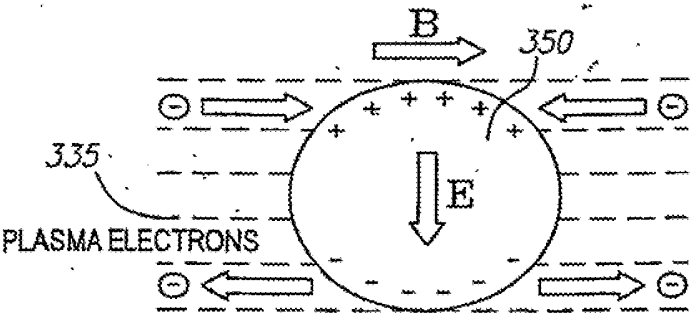


FIG. 16

Legenda da Figura 15:

350	NEUTRALIZED ION BEAM	FEIXE DE IÕES NEUTRALIZADO
	IONS	IÕES
	ELECTRONS	ELECTRÕES

Legenda da Figura 16:

335	PLASMA ELECTRONS	ELECTRÕES DE PLASMA
-----	------------------	---------------------

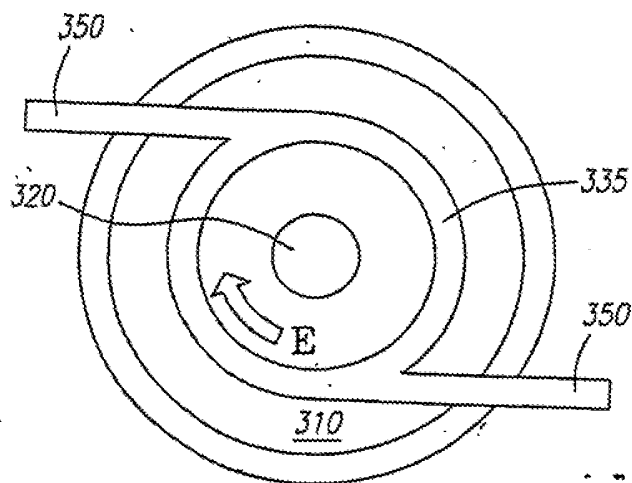


FIG. 17

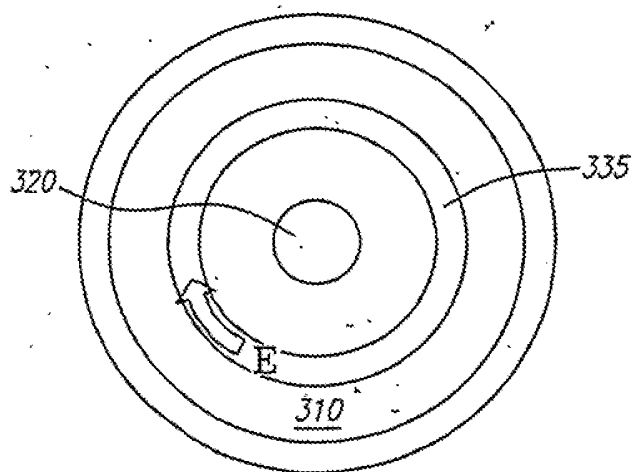


FIG. 18

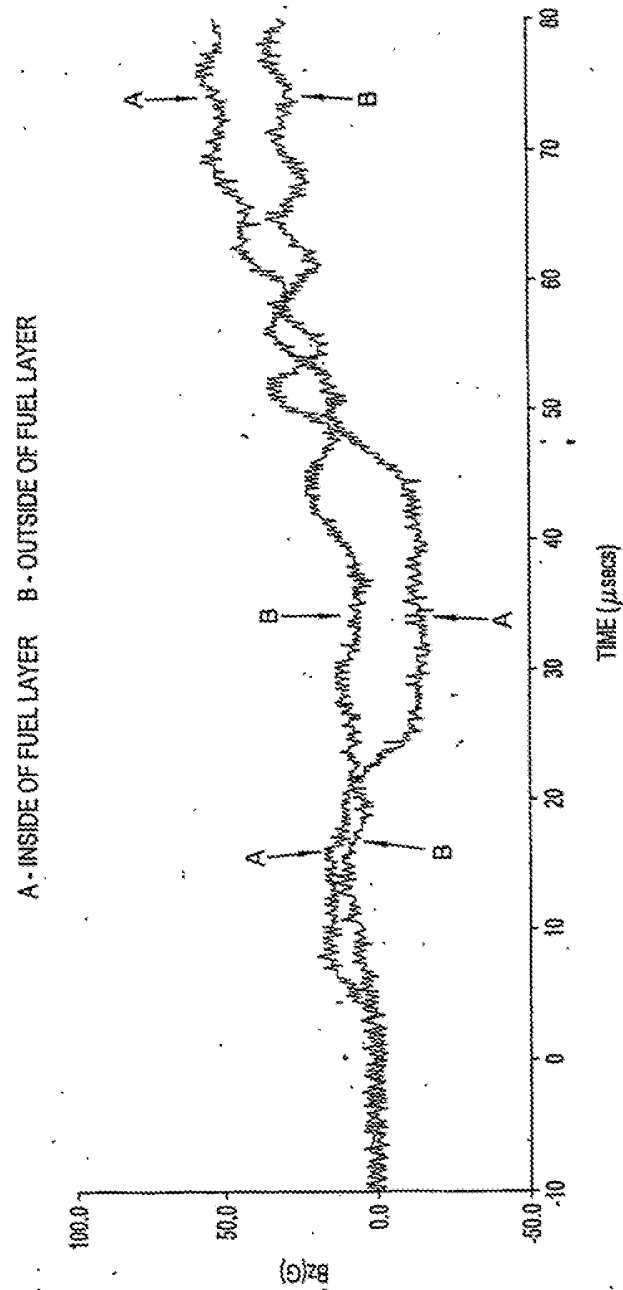
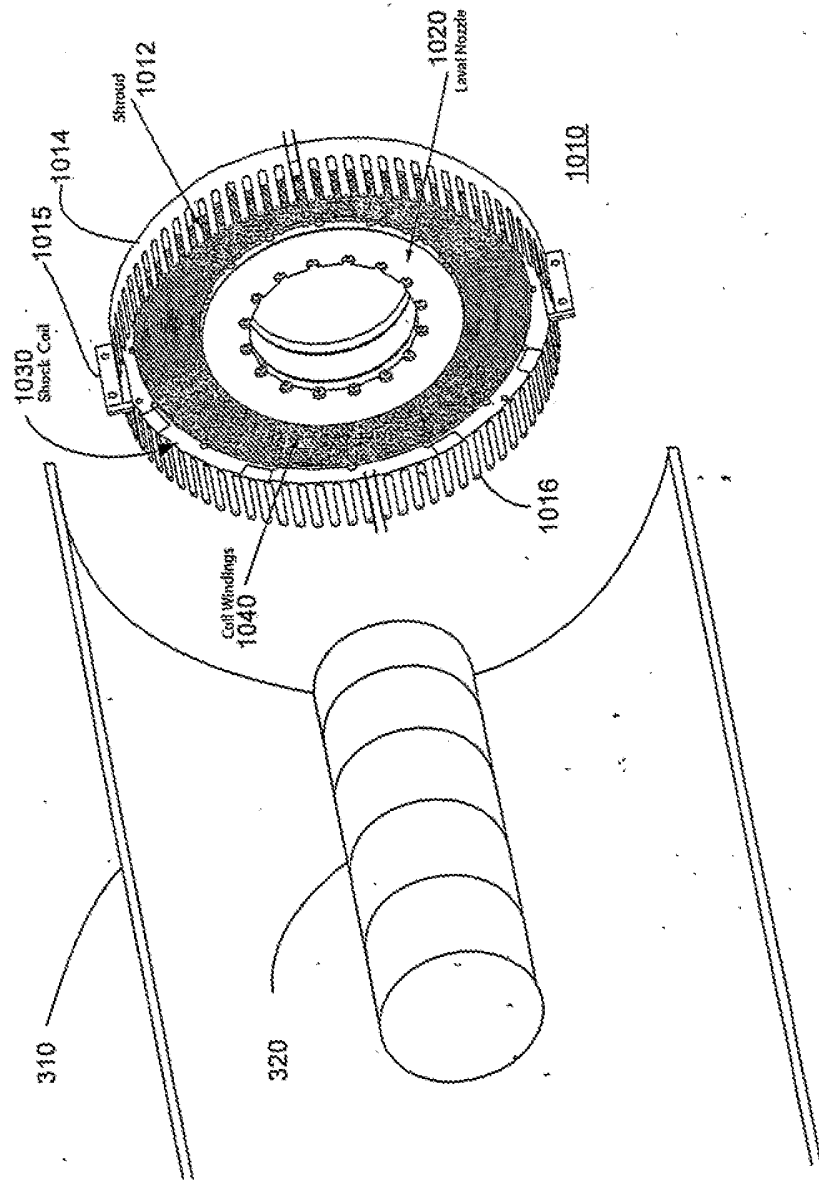


FIG. 19

Legenda da Figura 19:

A	INSIDE OF FUEL LAYER	LADO DE DENTRO DA CAMADA DE COMBUSTÍVEL
B	OUTSIDE OF FUEL LAYER	LADO DE FORA DA CAMADA DE COMBUSTÍVEL
	TIME (μsecs)	TEMPO (μsegundos)



Legenda da Figura 20A:

1012	Shroud	Protecção
1020	Laval Nozzle	Bico de Laval
1030	Shock Coil	Bobina de Choque
1040	Coil Windings	Enrolamentos de Bobina

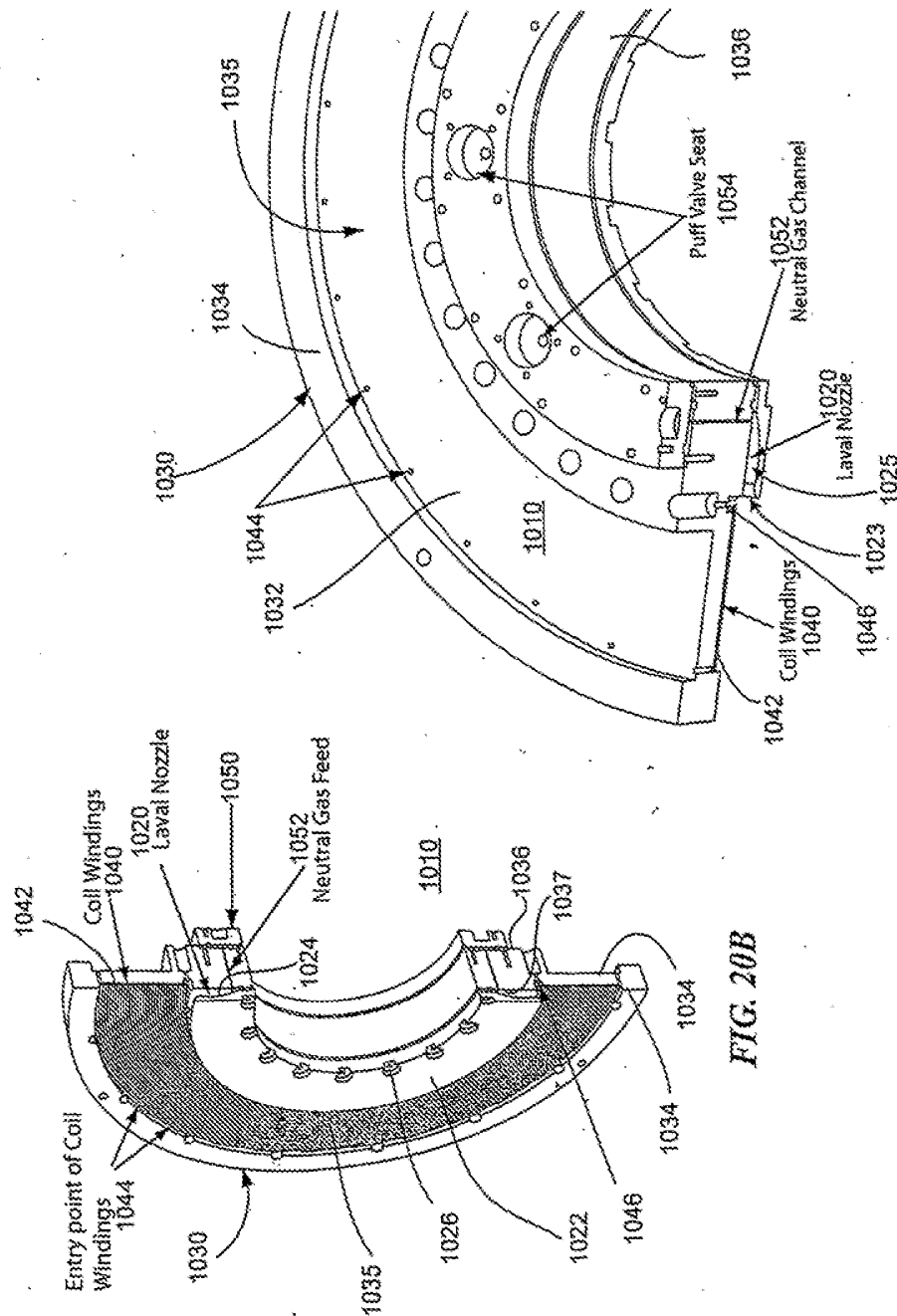


FIG. 20C

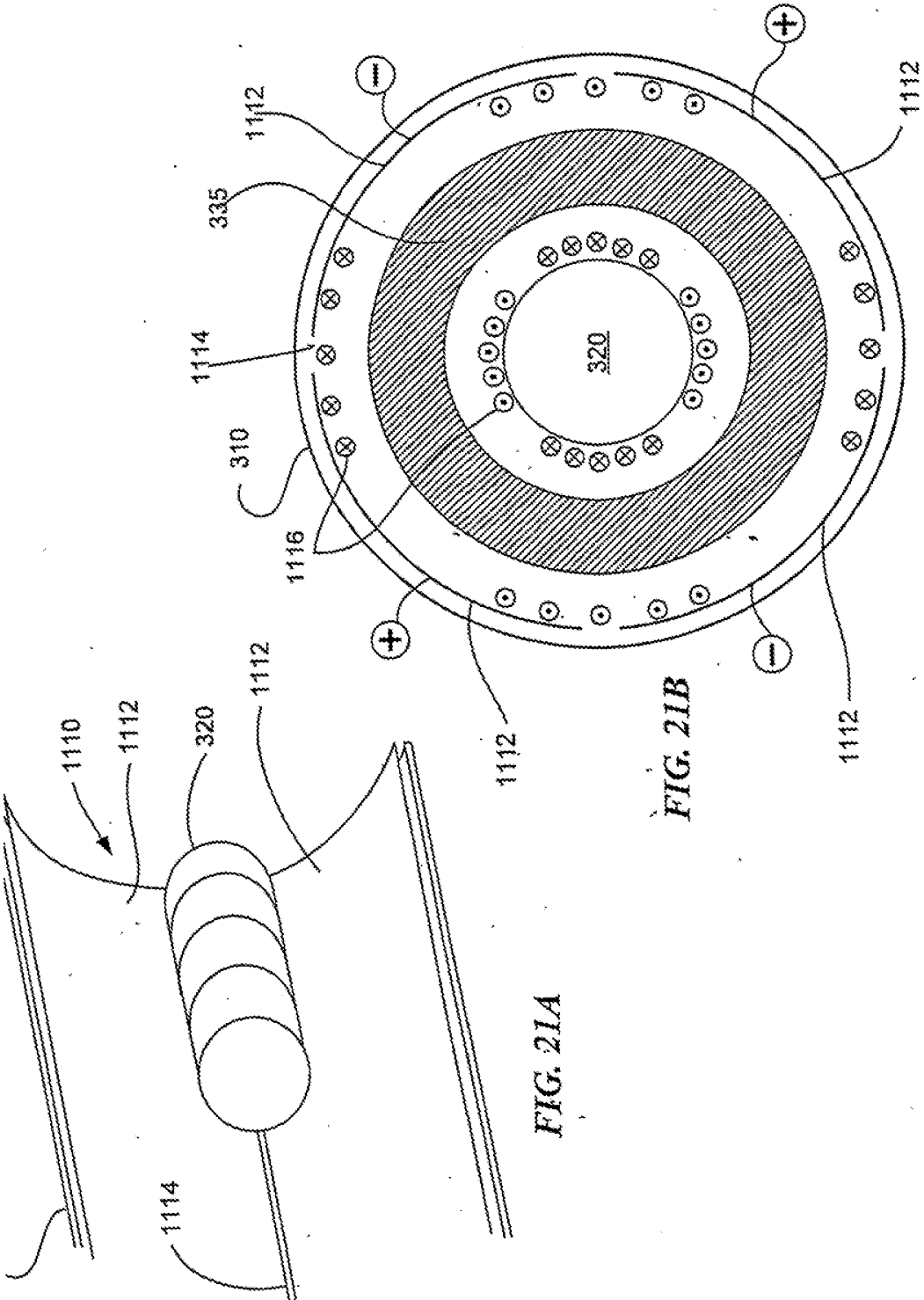
FIG. 20B

Legenda da Figura 20B:

1020	Laval Nozzle	Bico de Laval
1040	Coil Windings	Enrolamentos de Bobina
1044	Entry point of Coil Windings	Ponto de entrada dos Enrolamentos de Bobina
1052	Neutral Gas Feed	Alimentação de Gás Neutro

Legenda da Figura 20C:

1020	Laval Nozzle	Bico de Laval
1040	Coil Windings	Enrolamentos de Bobina
1052	Neutral Gas Feed	Alimentação de Gás Neutro
1054	Puff Valve Seat	Sede da Válvula de Sopros



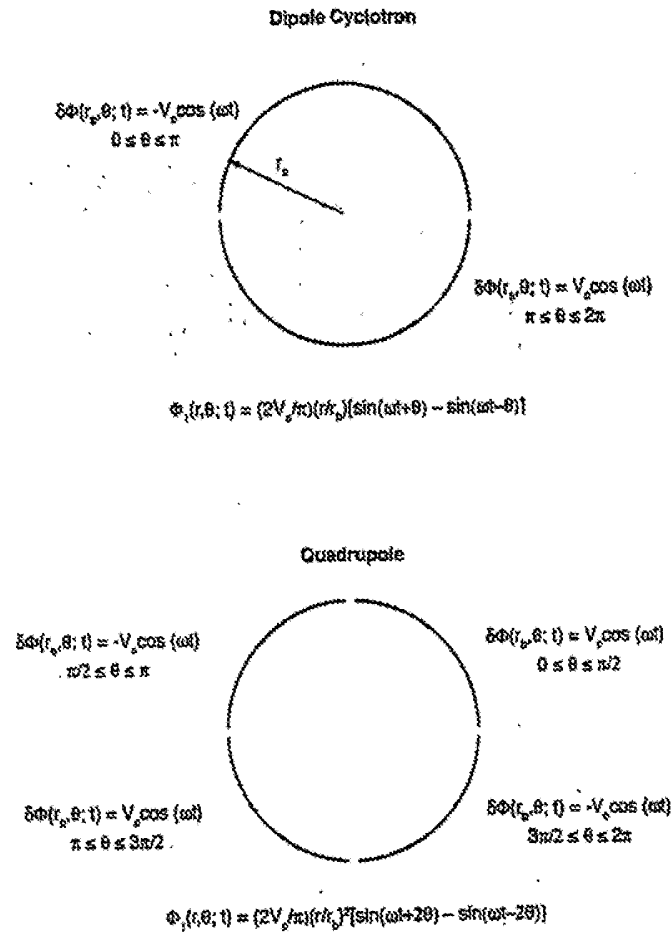


FIG. 21C

Legenda da Figura 21C:

	Dipole Cyclotron	Ciclotrão de dipolo
	Quadrupolole	Quadripolo

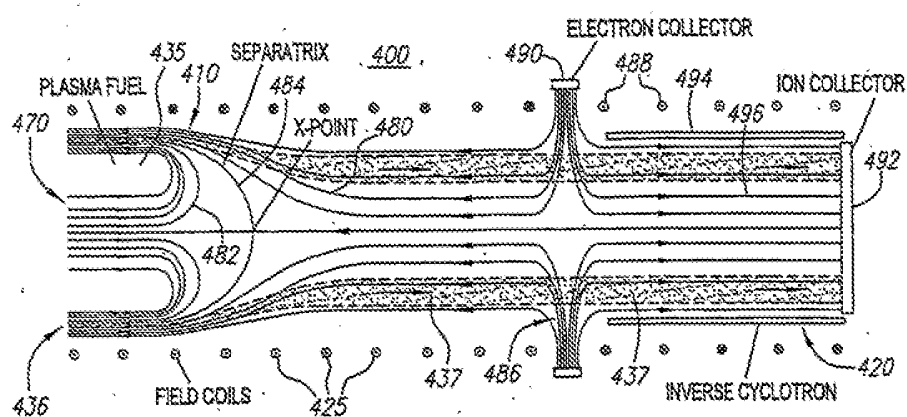


FIG. 22A

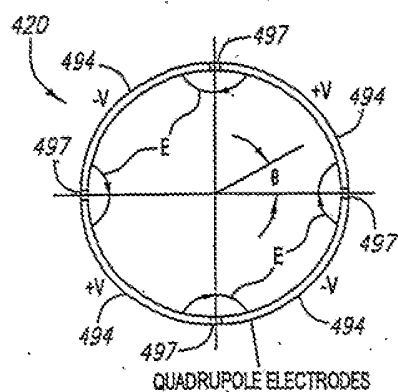
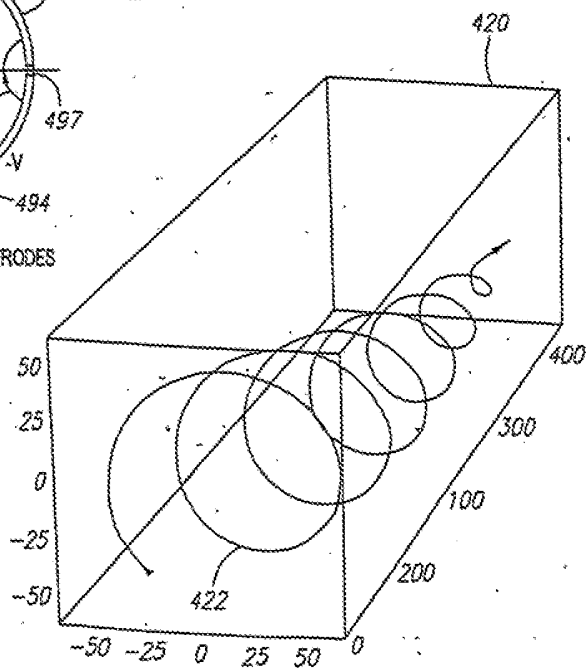


FIG. 22B

FIG. 22C



Legenda da Figura 22A:

420	INVERSE CYCLOTRON	CICLOTRÃO INVERSO
425	FIELD COILS	BOBINAS DE CAMPO
435	PLASMA FUEL	PLASMA DE COMBUSTÍVEL
484	SEPARATRIX	SEPARATRIZ
490	ELECTRON COLLECTOR	COLECTOR DE ELECTRÕES
492	ION COLLECTOR	COLECTOR DE IÕES

Legenda da Figura 22B:

494	QUADRUPOLE ELECTRODES	ELÉCTRODOS QUADRIPOLAES
-----	-----------------------	-------------------------

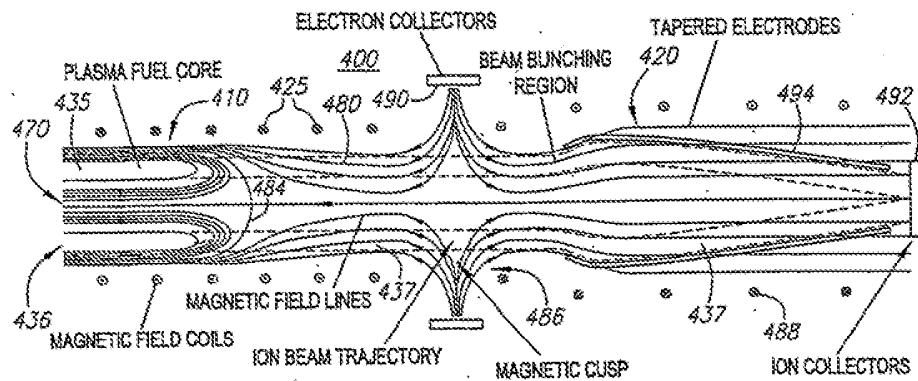


FIG. 23A

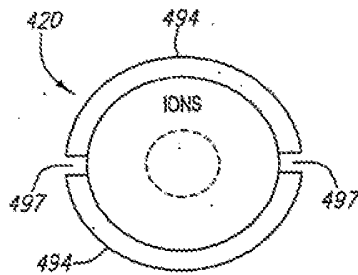


FIG. 23B

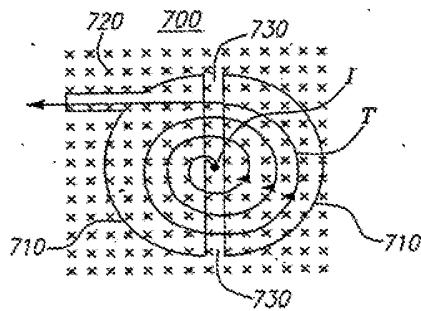


FIG. 24A

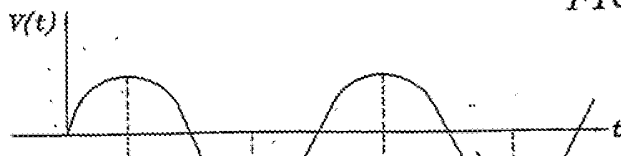


FIG. 24B

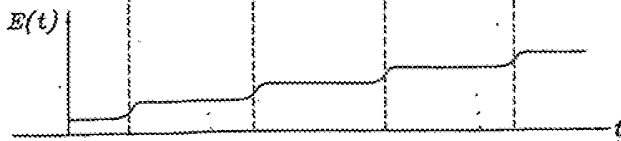


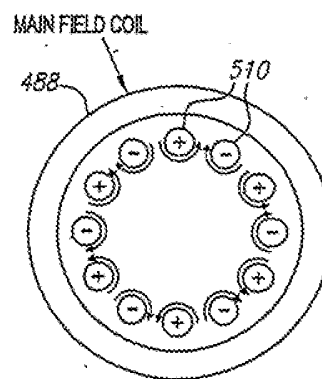
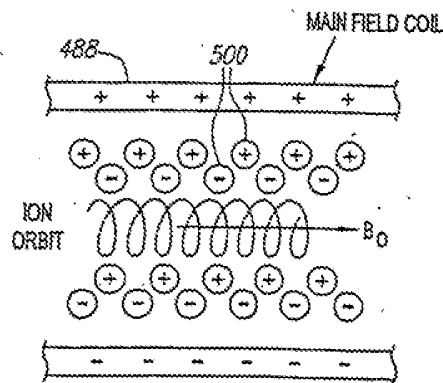
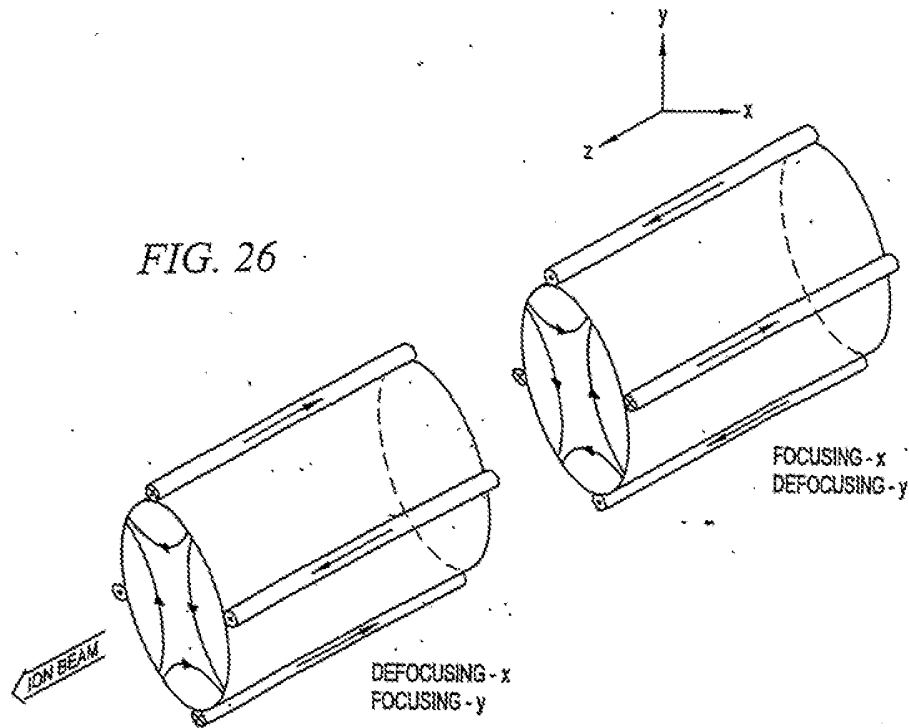
FIG. 24C

Legenda da Figura 23A:

	BEAM BUNCHING REGION	REGIÃO DE ACUMULAÇÃO DE FEIXES
435	PLASMA FUEL CORE	NÚCLEO DE PLASMA DE COMBUSTÍVEL
	MAGNETIC FIELD COILS	BOBINAS DE CAMPO MAGNÉTICO
	MAGNETIC FIELD LINES	LINHAS DE CAMPO MAGNÉTICO
	ION BEAM TRAJECTORY	TRAJECTÓRIA DO FEIXE DE IÕES
486	MAGNETIC CUSP	PONTEIRA MAGNÉTICA
490	ELECTRON COLLECTORS	COLECTORES DE ELECTRÕES
492	ION COLLECTORS	COLECTORES DE IÕES
494	TAPERED ELECTRODES	ELÉCTRODOS AFUNILADOS

Legenda da Figura 23B:

	IONS	IÕES
--	------	------



Legenda da Figura 26:

	ION BEAM	FEIXE DE IÕES
	DEFOCUSING - x	DESFOCAGEM - x
	FOCUSING - y	FOCAGEM - y
	FOCUSING - x	FOCAGEM - x
	DEFOCUSING - y	DESFOCAGEM - y

Legenda das Figuras 27A e 27B:

488	MAIN FIELD COIL	BOBINA DE CAMPO PRINCIPAL
	ION ORBIT	ÓRBITA DE IÃO

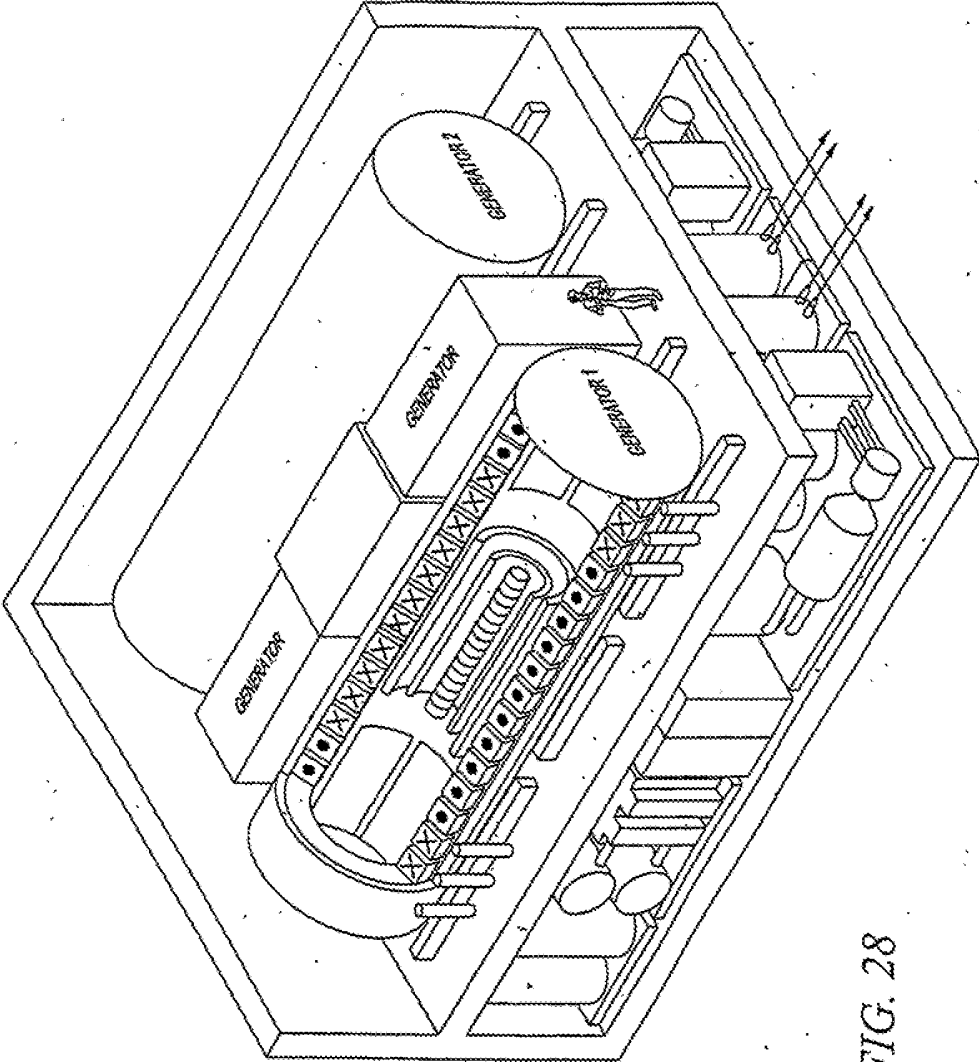
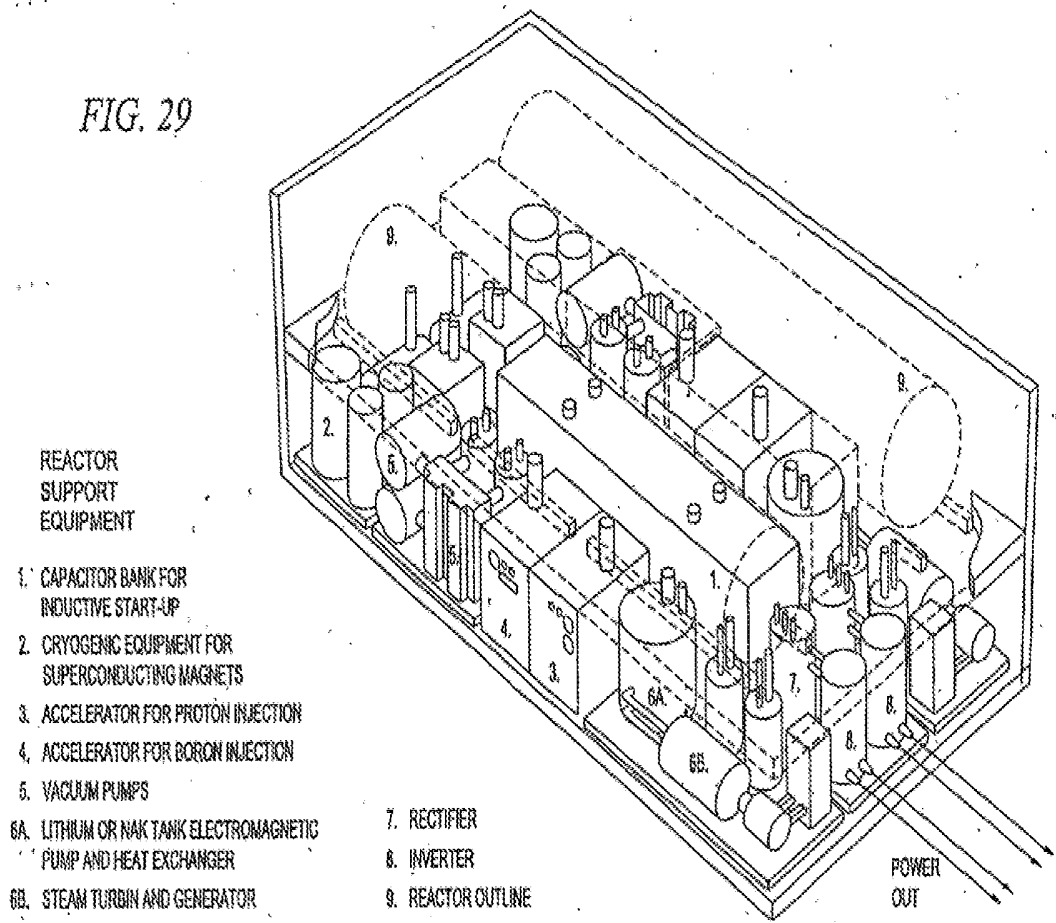


FIG. 28

Legenda da Figura 28:

	GENERATOR	GERADOR
--	-----------	---------

FIG. 29



Legenda da Figura 29:

	REACTOR SUPPORT EQUIPMENT	EQUIPAMENTO AUXILIAR DO RECTOR
1.	CAPACITOR BANK FOR INDUCTIVE START-UP	BANCO DE CONDENSADORES PARA ARRANQUE INDUTOR
2.	CRYOGENIC EQUIPMENT FOR SUPERCONDUCTING MAGNETS	EQUIPAMENTO CRIOGÉNICO PARA ÍMANES SUPERCONDUTORES
3.	ACCELERATOR FOR PROTON INJECTION	ACELERADOR PARA INJECCÃO DE PROTÕES
4.	ACCELERATOR FOR BORON INJECTION	ACELERADOR PARA INJECCÃO DE BORO
5.	VACUUM PUMPS	BOMBAS DE VÁCUO
6A.	LITHIUM OR NAK TANK ELECTROMAGNETIC PUMP AND HEAT EXCHANGER	BOMBA ELECTROMAGNÉTICA E PERMUTADOR DE CALOR DO TANQUE DE LÍTIO OU DE REFRIGERANTE SÓDIO POTÁSSIO (NAK)
6B.	STEAM TURBIN AND GENERATOR	TURBINA A VAPOR E GERADOR
7.	RECTIFIER	RECTIFICADOR
8.	INVERTER	INVERSOR
9.	REACTOR OUTLINE	ESBOÇO DO REACTOR
	POWER OUT	SAÍDA DE ENERGIA ELÉCTRICA

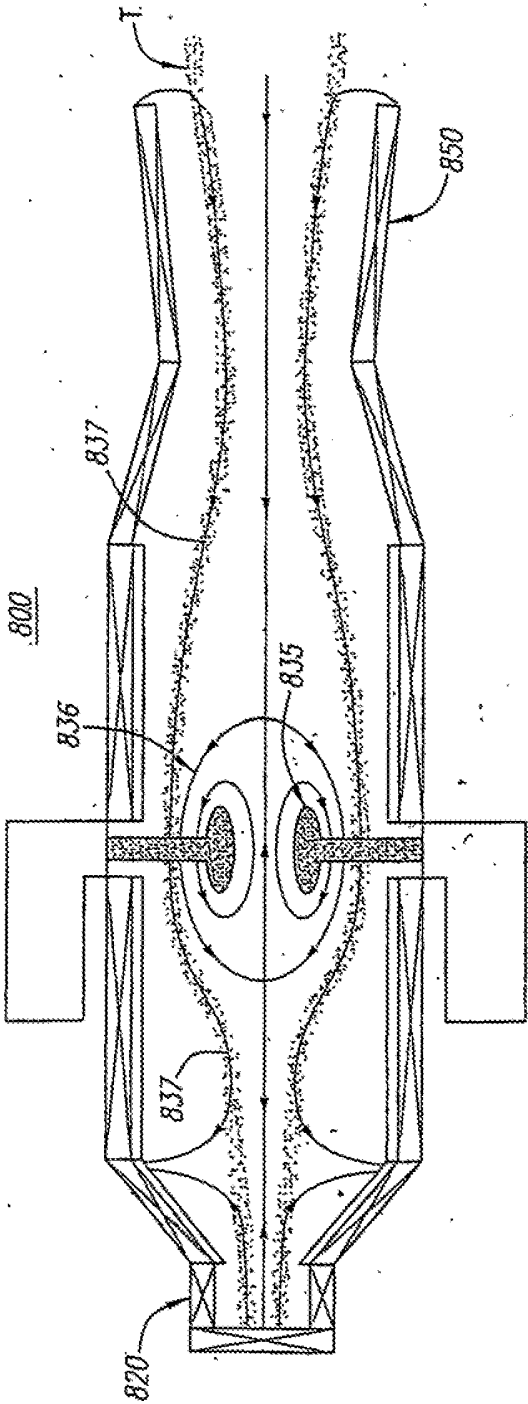


FIG. 30

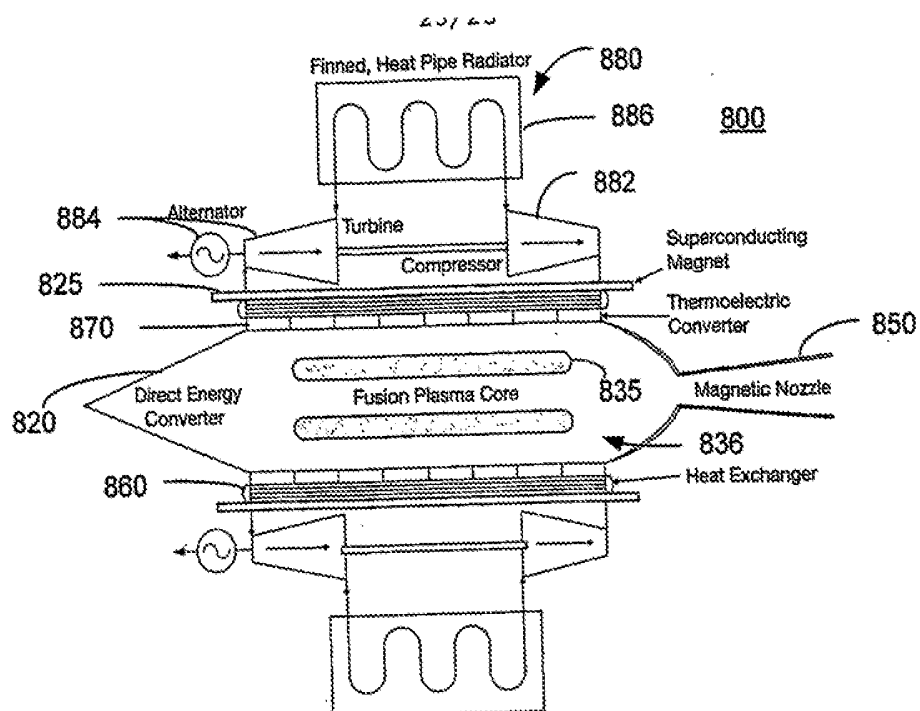


FIG. 31

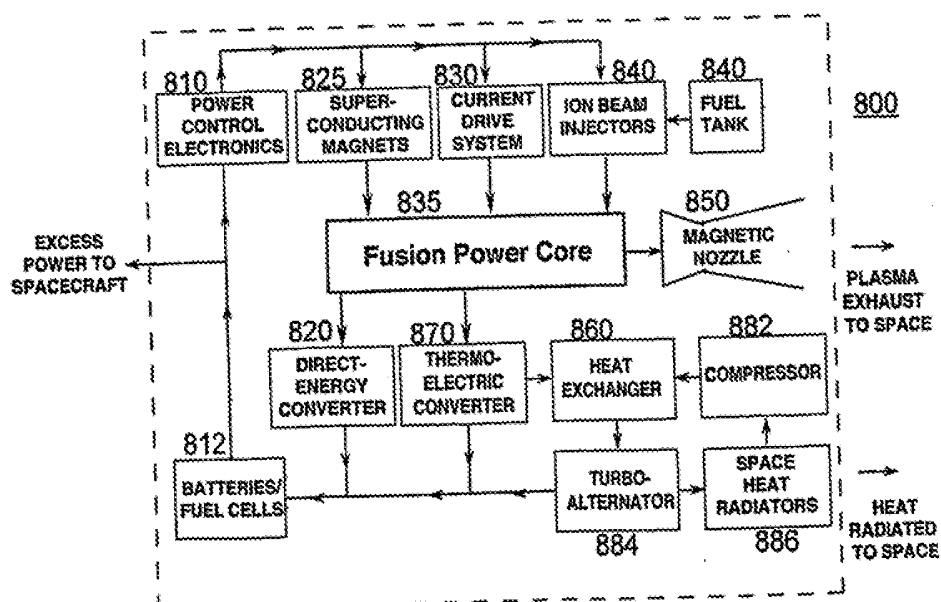


FIG. 32

Legenda da Figura 31:

820	Direct Energy Converter	Conversor Directo de Energia
825	Superconducting Magnet	Íman Supercondutor
835	Fusion Plasma Core	Núcleo de Plasma de Fusão
850	Magnetic Nozzle	Tubeira Magnética
860	Heat Exchanger	Permutador de Calor
882	Compressor	Compressor
884	Alternator	Alternador
884	Turbine	Turbina
886	Finned, Heat Pipe Radiator	Radiador de Tubos de Calor, com Alhetas
870	Thermoelectric Converter	Conversor Termoeléctrico

Legenda da Figura 32:

810	POWER CONTROL ELECTRONICS	SUBSISTEMA ELECTRÓNICO DE CONTROLO DE POTÊNCIA
812	BATTERIES/FUEL CELLS	BATERIAS/CÉLULAS DE COMBUSTÍVEL
820	DIRECT-ENERGY CONVERTER	CONVERSOR DIRECTO DE ENERGIA
825	SUPERCONDUCTING MAGNETS	ÍMANES SUPERCONDUTORES
830	CURRENT DRIVE SYSTEM	SISTEMA DE CONDUÇÃO DE CORRENTE
835	Fusion Power Core	Núcleo Energético de Fusão
840	ION BEAM INJECTORS	INJECTORES DE FEIXES DE IÕES
840	FUEL TANK	TANQUE DE COMBUSTÍVEL
850	MAGNETIC NOZZLE	TUBEIRA MAGNÉTICA
860	HEAT EXCHANGER	PERMUTADOR DE CALOR
870	THERMO-ELECTRIC CONVERTER	CONVERSOR TERMOELÉCTRICO
882	COMPRESSOR	COMPRESSOR
884	TURBO-ALTERNATOR	TURBOALTERNADOR
886	SPACE HEAT RADIATORS	RADIADORES DE CALOR ESPACIAIS
	EXCESS POWER TO SPACECRAFT	POTÊNCIA EM EXCESSO PARA NAVE ESPACIAL
	PLASMA EXHAUST TO SPACE	ESCAPE DO PLASMA PARA O ESPAÇO
	HEAT RADIATED TO SPACE	RADIAÇÃO DE CALOR PARA O ESPAÇO

REFERÊNCIAS CITADAS NA DESCRIÇÃO

Esta lista de referências citadas pelo requerente é apenas para conveniência do leitor. A mesma não faz parte do documento da patente Europeia. Ainda que tenha sido tomado o devido cuidado ao compilar as referências, podem não estar excluídos erros ou omissões e o IEP declina quaisquer responsabilidades a esse respeito.

Documentos de patentes citadas na descrição

- US 4065351 A, Jassby
- US 4057462 A, Jassby
- US 4894199 A, Rostoker
- US 3258402 A, Farnsworth
- US 3386883 A, Farnsworth
- US 3530036 A, Hirsch
- US 3530497 A, Hirsch
- US 4233537 A, Limpaecher
- US 4826646 A, Bussard
- US 2003150710 A
- US 20040047442 A
- US 2736799 A

Literatura que não é de patentes citada na descrição

- W. HEIDBRINK ; G. J. SADLER. *Nuclear Fusion*, 1994, vol. 34, 535
- M. TUSZEWSKI. *Nuclear Fusion*, 1988, vol. 28, 2033
- L. C. STEINHAUER et al. *Fusion Technology*, 1996, vol. 30, 116
- R. FELDBACHER ; M. HEINDLER. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 1988, vol. A271, JJ-64
- K. YOSHIKAWA ; T. NOMA ; Y. YAMAMOTO. *Fusion Technology*, 1991, vol. 19, 870
- R.B. MILLER. *An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams*, 1982
- BLOCH ; JEFFRIES. *Phys. Rev.*, 1950, vol. 80, 305