UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

**ALGUNS ASPECTOS DO DESEMPENHO DO TOKAMAK TCABR:
MODELAGEM, SIMULAÇÕES E RESULTADOS EXPERIMENTAIS**

ANTÔNIO MANUEL MARQUES FONSECA

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto
de Física da Universidade de São Paulo para
obtenção do título de Mestre em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva-Orientador (IF-USP)

Prof. Dr. Edson Del Bosco (INPE)

Prof. Dr. José Henrique Vuolo (IF-USP)

São Paulo

2000

FICHA CATALOGRÁFICA

**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação do Instituto de Física da
Universidade de São Paulo**

Marques Fonseca, António Manuel

Alguns Aspectos do Desempenho do Tokamak TCABR:
Modelagem, Simulações e Resultados Experimentais.
São Paulo, 2000.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física – Departamento de Física Aplicada.
Orientador: Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva
Área de concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Plasmas; 2. Fusão Termonuclear Controlada;
3. Tokamak; 4. Modelagem e Simulação; 5. Ruptura de um gás;
6. Equilíbrio de Plasmas.

USP/IF/SBI-014/2000

Artigo 1º Todos os seres humanos nascem livres e iguais em dignidade e direitos. São dotados de razão e consciência e devem agir em relação uns aos outros com espírito de fraternidade.

Artigo 2º Todos podem invocar os direitos e as liberdades estabelecidos nesta Declaração, sem distinção de qualquer espécie, seja de raça, cor, sexo, língua, religião, opinião política seja de qualquer outra natureza, origem nacional ou social, riqueza, nascimento, seja qualquer outra condição. Não será tampouco feita qualquer distinção fundada na condição política, jurídica ou internacional do país ou território a que pertença uma pessoa, quer se trate de um território independente, sob tutela, sem governo próprio, quer sujeito a qualquer outra limitação de soberania.

Artigos 1 e 2 da “Declaração dos Direitos Humanos”

Eles não sabem que o sonho
é uma constante da vida
tão concreta e definida
como outra coisa qualquer,
como esta pedra cinzenta
em que me sento e descanso,
como este ribeiro manso
em serenos sobressaltos,
como estes pinheiros altos
que em verde e oiro se agitam,
como estas aves que gritam
em bebedeiras de azul.
.....

.....

Eles não sabem nem sonham
que o sonho comanda a vida
e que sempre que um homem sonha
o mundo pula e avança,
como uma bola colorida
entre as mãos de uma criança.

“Pedra Filosofal” – António Gedeão (Rómulo de Carvalho)

(Por sugestão de Mónica Afonso)

Dedico este trabalho:

À Mónica pelo amor, carinho e dedicação que tem
mostrado desde o primeiro momento,

Aos meus pais e irmãos pelo amor e preocupação
para comigo e

Aos meus sobrinhos, Rita e André, pela meiguice e
pela pureza de sentimentos.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Ruy Pepe pela orientação e rigor na exposição das idéias.

Ao Prof. Ricardo Galvão, Prof. Yuri Kuznetsov e Prof. Ivan Nascimento que acompanharam-me neste trabalho, desde o início até ao fim, e que contribuíram sempre da melhor forma com as imensas sugestões e críticas para a elaboração deste trabalho.

Ao Prof. Leonid Ruchko pela ajuda dada em uma das fases decisiva do trabalho.

Ao Prof. Artur Jorge, Prof. Ricardo Galvão, Prof. Aluísio Fagundes e Prof. Ruy Pepe por terem tratado de todos os assuntos relativos ao início do meu mestrado no Brasil.

À Prof^ª Constança Providência, Prof. Francisco Cardoso e Prof. Carlos Correia, do Dep. de Física da Universidade de Coimbra, pelo apoio dado relativamente à minha vinda para o Inst. de Física da USP.

Aos colegas, Paulo Cortez, Ismael Santos, Pedro Fidelman, Fábio Palladino, Edson Ozono, Ibhram El Chamaa e Kai Ullmann pelo convívio e ajuda na compreensão dos modos brasileiros.

Ao Ablício Reis, Sr. Nelson Cuevas, Edson Sanada, Nélio Nunes, Juan Iraburu, Prof. André Tuszel e Francisco Tadeu pelo acompanhamento e discussão dos diversos sistemas da máquina. Ao Wanderley de Sá nos assuntos ligados à informática.

Às secretárias Lia, Silvia e Eleonora pelo apoio e atenção constante.

Insiro neste ponto, todas as pessoas com as quais pude partilhar este período da minha vida e que me ajudaram a entender um pouco mais dela.

Agradeço ao Departamento de Física Aplicada e ao Laboratório de Física de Plasmas pelo apoio logístico prestado.

Por fim, agradeço à FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) pelos apoios financeiro e também em equipamentos, essenciais na execução deste trabalho.

RESUMO

Neste trabalho são abordados alguns aspectos do tokamak TCABR, particularmente no que diz respeito à ruptura do plasma, às descargas e ao sistema vertical. Desenvolveu-se um modelo zero-dimensional para modelagem das descargas, envolvendo 5 equações diferenciais. Com esse modelo obteve-se os perfis temporais de parâmetros importantes da descarga tais como: corrente de plasma, tensão de enlace, temperatura eletrônica, densidade eletrônica e densidade de partículas neutras. Verificou-se, com as simulações, a influência de parâmetros importantes no comportamento das descargas. A partir de resultados experimentais do TCA e do TCABR verificou-se a compatibilidade desses resultados com o modelo. Fez-se um estudo da ruptura do plasma no TCABR utilizando-se um modelo físico para os processos que envolvem a ruptura com o qual pode-se delimitar a região de ruptura que depois pode ser comparada com os resultados experimentais. Experimentalmente verificou-se que, para o TCABR, a ruptura ocorre para pressões entre $9 \cdot 10^{-6}$ a $3 \cdot 10^{-4}$ mbar e campos elétricos entre 2 e 10 V/m. A relação campo-pressão, E/p , na região de ruptura, está entre $3 \cdot 10^7$ e $5 \cdot 10^8$ V.m⁻¹.bar⁻¹. Foi também feito um estudo do sistema de controle realimentado do campo vertical onde determinou-se algumas funções de transferências importantes, particularmente para os blocos não lineares desse sistema. A partir de um programa computacional foi feito um mapeamento do campo vertical e do índice de curvatura do campo. Verificou-se que a razão entre a componente vertical do campo, no centro do vaso, e o valor correspondente de corrente que passa pelas espiras é de $3,5 \cdot 10^{-5}$ T/A e o índice de curvatura do campo está em torno de 0,45.

ABSTRACT

In this work, some aspects of the TCABR tokamak are studied. In particular, some points concerned to the plasma breakdown, to discharge characteristics in tokamak mode and to the vertical field system are investigated. A zero-dimensional model has been developed, especially for this work, based on five differential equations involving the ohmic heating circuit and the conservation laws of energy, electrical charge and neutral particles. The model was used for simulating the TCABR plasma discharges. Therefore, time profiles of important plasma parameters like plasma current, loop voltage, electron temperature, electron density and neutral density, were obtained. Also, as a result of the simulations, was verified how the tokamak machine parameters and plasma parameters influence the behavior of the discharges. Some experimental results from the TCABR and TCA were compared with the results of the simulations. A study of the rupture of the plasma was carried out adopting a physical model that includes many physical processes. This model was used to delimit the breakdown region for TCABR tokamak machine and as a tool to understand the experimental data. Experimentally, it was observed that, for TCABR, the rupture occurs for pressures values between 1.10^{-5} to 3.10^{-4} mbar, and electric fields values between 2 and 10 V/m. The ratio electric field-pressure (E/p), in the rupture region, is between 3.10^7 and 5.10^8 V.m⁻¹.bar⁻¹. For the control system of the vertical field we obtained some transfer functions mainly for the non-linear blocks of the system that have been used in the experimental tests. A computer program was developed to obtain the map of the magnetic vertical field lines and the index of curvature of the field. Finally it was verified that, in the center of the vessel, the ratio between the magnetic vertical field to the electric current that flows in the vertical coils is, $3.5.10^{-5}$ T/A and the index of curvature of the field is ~0.45.

ÍNDICE

1 – Introdução	1
2 - Máquinas de confinamento magnético e o Tokamak TCABR	4
2.1 - O Tokamak	6
2.2 - O Tokamak TCABR	9
2.2.1 – Sistema de Vácuo	10
2.2.2 – Sistema Vertical	12
2.2.3 – Sistema de Aquecimento Ôhmico	13
2.2.4 – Sistema Toroidal	13
2.2.5 – Sistema de Limpeza e Pré-ionização	15
3 - Limpeza, pré-ionização e formação da corrente de plasma	17
3.1 - Descrição do oscilador	21
3.1.1 - Módulo de Alta-Tensão	22
3.1.2 - Módulo de Comando	23
3.1.3 - Módulo do Oscilador	24
3.2 - O processo de ruptura em descargas toroidais	25
3.2.1 - Determinação das equações envolvendo processos de ionização e perdas de partículas em uma máquina Tokamak	26
3.2.2 - Limites teóricos de ruptura de um gás num Tokamak	32

4 - Sistema de Aquecimento Ôhmico	35
4.1 - Descrição do Sistema	35
4.2 - Modelo de descargas ôhmicas no Tokamak TCABR	40
4.2.1 – Equação do circuito primário do transformador de aquecimento ôhmico	40
4.2.2 – Equação do circuito secundário do transformador de aquecimento ôhmico	41
4.2.3 – Equação de conservação da energia	42
4.2.4 – Equação da continuidade para as cargas elétricas	44
4.2.5 – Equação da conservação das partículas neutras	46
4.2.6 – Alguns parâmetros e expressões que fazem parte do sistema de equações finais	47
5 - Sistema Vertical	51
5.1 - Descrição geral do Sistema Vertical no TCABR	54
5.1.1 - Bloco de potência do Sistema Vertical do TCABR	56
5.1.2 - Sistema de controle da posição do plasma	60
5.1.2.1 - Placa reguladora	62
5.1.2.2 - Placa logarítmica	63
6- Resultados e discussão	68
6.1 – Condições de ruptura e formação da corrente de plasma no TCABR	68
6.2 – Resultados do Sistema Vertical no controle de um pulso de plasma	73
6.3 – Campos magnéticos produzidos pelas bobinas do Sistema Vertical	78
6.4 – Simulação de descargas em regime Tokamak	82
6.4.1- Dependência com a tensão no banco principal do A.O.	83
6.4.2- Dependência com a pressão inicial de preenchimento do vaso	85
6.4.3- Dependência com a presença de impurezas (Z_{ef})	87
6.5- Comparação dos resultados experimentais obtidos no TCABR e TCA com os resultados da simulação	89
6.5.1- Simulação para uma descarga real no TCA	89

6.5.2- Comparação entre resultados experimentais obtidos no TCABR com os perfis simulados	93
7- Conclusões e propostas para trabalhos futuros	97
8 - Referências	101
Apêndice A	A-I
Apêndice B	B-I

1 - Introdução

O objeto de estudo da Física de Plasmas, voltada para a área da Fusão Nuclear, está no conhecimento dos processos físicos que ocorrem em um gás ionizado (plasma) de alta temperatura. Particularmente importantes nessa área são os processos que ocorrem em plasmas magnetizados. O plasma constitui o que chamamos de o quarto estado da matéria pois é dotado de propriedades que o distingue dos outros três estados: sólido, líquido e gasoso. O plasma constitui 99% de toda a matéria que forma o universo [Che-84].

A obtenção de energia útil a partir de reações termonucleares tem sido a principal motivação das pesquisas experimentais e teóricas realizadas nas últimas décadas na área da Física de Plasmas e Fusão Termonuclear Controlada. Os resultados mais promissores até hoje obtidos em laboratório, nesta área, foram feitos em máquinas do tipo Tokamak. Esses resultados colocam esse tipo de máquina como a mais séria candidata ao futuro reator de fusão [Bic-88].

No Brasil,, existem três grupos experimentais de pesquisa envolvendo máquinas tokamak [Lud-98, Mac-96, Nas-99], sendo que no Laboratório de Física de Plasmas do Instituto de Física da USP (LFP-IFUSP) está em funcionamento, desde o final de 1999, o Tokamak TCABR (Tokamak Brasileiro de Aquecimento Alfvén). Esta é uma máquina de médio porte, cujo programa científico está orientado para o estudo de plasmas magnetizados de altas temperaturas, e particularmente para a realização de experiências com aquecimento, e geração de correntes não indutivas por ondas de Alfvén [Nas-99].

O presente trabalho envolve um estudo experimental visando um melhor conhecimento do TCABR, de como utilizar esse conhecimento para otimizar o seu desempenho. O conhecimento do funcionamento da máquina é de importância

fundamental para a obtenção de pulsos de plasma reprodutíveis, em nosso caso de plasma de hidrogênio, e também para a otimização e controle dos parâmetros do plasma. Com essas motivações em mente estudamos os diversos sistemas que compõem a máquina e que criam os campos elétricos e magnéticos responsáveis pelas descargas tanto em modo Limpeza como em modo Tokamak. Neste trabalho são utilizados dois modelos: um para a ruptura do gás permitindo assim uma melhor compreensão da formação da descarga no TCABR e um outro envolvendo o Sistema de Aquecimento Ôhmico (circuito primário e plasma) que é utilizado para a modelagem das descargas. Esses dois modelos são instrumentos importantes em nosso estudo. Para o Sistema Vertical, além da discussão do sistema de controle realiza-se um mapeamento do campo magnético vertical e discute-se suas implicações no equilíbrio da coluna do plasma. Por fim, outra motivação, também importante, foi o de superar o problema da documentação deficiente que recebemos quando da transferência do TCABR para o LFP-IFUSP.

A seguir é descrito, de forma resumida, o conteúdo de cada capítulo.

No capítulo 2 é feita uma breve introdução às máquinas Tokamak e apresentados os principais parâmetros do Tokamak TCABR e dos sistemas que o formam: Toroidal, Aquecimento Ôhmico, Limpeza/Pré-ionização, Vertical e Sistema de Vácuo.

No capítulo 3 é feita a descrição do Sistema de Limpeza/Pré-ionização. O elemento central deste sistema consiste num oscilador de Rádio-Frequência de alta potência, operado em duas frequências diferentes. A função do processo de Limpeza por descarga está na redução das impurezas no interior do vaso. Na Pré-ionização cria-se um plasma parcialmente ionizado de baixa temperatura a partir do qual é iniciada a descarga. Um campo magnético toroidal ajustável é aplicado durante o processo de Limpeza. Neste capítulo é também apresentado um modelo simples que permite delimitar a região de ruptura do gás.

No capítulo 4 é descrito o Sistema de Aquecimento Ôhmico e apresentado um modelo que envolve cinco equações diferenciais; duas equações de circuito e três equações de conservação. Com base nessas equações desenvolveu-se um programa computacional para simulação das descargas no TCABR e que permite a obtenção de perfis temporais de parâmetros importantes do plasma.

No capítulo 5 é feita a descrição do Sistema Vertical, onde é dada ênfase ao sistema de controle associado a este sistema.

No capítulo 6 são apresentados os resultados experimentais, bem como a discussão destes, utilizando como ferramentas os modelos apresentados. A comparação dos resultados experimentais com as simulações obtidas a partir dos modelos são feitas para pulsos obtidos no TCABR em operação em nosso laboratório e também para o TCA quando em operação em Lausanne. São comparados os resultados experimentais para a ruptura do gás no TCABR com os obtidos pelo modelo teórico. São também analisados os resultados relacionados com o Sistema Vertical no controle de um pulso real de plasma obtido no TCABR. E finalmente é feito um estudo envolvendo as linhas de campo magnético e do índice de curvatura na região do plasma.

Finalmente, no capítulo 7 são apresentados as conclusões mais importantes obtidas neste trabalho assim como possíveis desenvolvimentos futuros que podem ser implementados a partir deste trabalho.

Em resumo, os principais objetivos deste trabalho são: o conhecimento do funcionamento dos vários sistemas que formam o TCABR; a utilização desse conhecimento para a obtenção de descargas reprodutíveis e de longa duração; e finalmente, o desenvolvimento de modelos que sirvam de ferramentas na otimização do funcionamento e interpretação resultados obtidos no TCABR.

O sistema de unidades utilizado neste trabalho é o Sistema Internacional, à exceção da temperatura eletrônica, em eV, ou de outras grandezas sinalizadas durante o texto.

2 - Máquinas de confinamento magnético e o Tokamak TCABR

O aumento da atividade econômica e conseqüente aumento do consumo de energia nas sociedades modernas, apontam para uma muito provável exaustão dos recursos energéticos existentes, e desta forma poderão causar sérios problemas ao progresso material das nações [Gol-76]. Outra questão também de extrema e crescente importância é a da preservação do meio ambiente.

As fontes de energia que atualmente atendem as necessidades de consumo são as fontes associadas a combustíveis fósseis e às energias renováveis:

- a) Os combustíveis fósseis são principalmente o carvão, o petróleo e gás combustível.
- b) Quanto às fontes renováveis podemos citar: a hidráulica, a solar, a eólica, as marés, a geotérmica, biomassa, etc.

Além dessas fontes temos ainda a energia nuclear de fissão e, mais recentemente, a possibilidade teórica de se obter energia útil a partir de reações nucleares de fusão.

Atualmente, apesar de uma parte das necessidades globais de consumo de energia possa ser atendida por fontes de energia renováveis, estudos apontam para o fato que essas fontes não serão totalmente suficientes para a futura demanda energética. Fazendo uma comparação [Sto-89] da quantidade de matéria-prima para a geração de 1 GWatt/ano de eletricidade, utilizando-se as várias fontes de energia, são necessárias: 1 tonelada de Lítio (Li) em reações de fusão, 200 toneladas de Urânio em reatores de fissão ou $4,5 \cdot 10^9$ kg de carvão. Por esse motivo a fusão termonuclear controlada apresenta-se como uma forte candidata a ser uma fonte de energia importante para suprir as necessidades energéticas futuras.

A fissão nuclear consiste numa reação nuclear, espontânea ou provocada, em que um núcleo atômico, geralmente pesado (Plutônio, Urânio), se divide em duas partes de massas comparáveis, emitindo neutrões e liberando grande quantidade de energia.

O segundo processo, a fusão nuclear, tem por base uma reação nuclear na qual dois núcleos leves se fundem dando origem a elementos mais pesados, com uma grande liberação de energia. A reação que ocorre em condições mais favoráveis é a reação entre o Deutério e o Trítio, que gera como subprodutos partículas alfa (He^4) e nêutrons (n). Essa reação pode ser escrita na forma:

Para que estes núcleos, carregados positivamente, possam se aproximar suficientemente um do outro (ou seja, vencer a força de repulsão coulombiana), e também para que, globalmente se obtenha mais energia que a consumida na obtenção das condições necessárias para que essas reações ocorram, o plasma deve ser elevado a temperaturas da ordem de 100 milhões de graus centígrados (para o caso do Deutério + Trítio).

O desafio das pesquisas atuais sobre a fusão está na construção de reatores, econômica e tecnologicamente factíveis, baseados em reações termonucleares semelhantes às que ocorrem no Sol.

Os dois grandes processos de confinamento de plasmas utilizados experimentalmente em laboratórios são: confinamento magnético e confinamento inercial. No processo de fusão onde se utiliza o confinamento magnético, o gás ionizado a elevadas temperaturas é confinado por meio de campos magnéticos. No processo de fusão por confinamento inercial, o combustível é fortemente comprimido até que a ignição ocorra.

Quanto à geometria, o confinamento magnético pode ser dividido nas configurações lineares e a toroidais.

a) Na configuração linear, as partículas movimentam-se entre as duas extremidades de uma “garrafa magnética” com simetria axial. Nesse tipo de geometria, os campos magnéticos tem maior intensidade nas extremidades da garrafa onde temos os chamados “espelhos magnéticos”. Este movimento de vaivém das partículas está no entanto sujeito a grandes perdas na região dos espelhos e por isso esta configuração não é indicada para os reatores.

b) Nas configurações toroidais, as linhas de campos magnéticos são curvados e, portanto, não se tem as perdas que ocorrem nas máquinas lineares. Para se ter confinamento verifica-se a necessidade de sobrepor ao campo toroidal uma componente que lhe seja perpendicular (campo poloidal). As linhas de força do campo total, nessa configuração, tem a forma de hélices em torno das quais se movimentam as partículas do plasma.

Existem vários tipos de configurações toroidais dependendo de como a helicidade das linhas do campo magnético é obtida. As principais configurações [Las-81] são: o Tokamak, o Stellarator, e o RFP ("Reversed Field Pinch").

A seguir descrevemos de forma geral e sucinta o Tokamak e, em particular, o Tokamak TCABR e suas principais características.

2.1 - O Tokamak

Tokamak é a designação dada a um tipo de máquina de confinamento magnético de plasmas de alta temperatura com simetria toroidal e inventada em 1951 pelos físicos russos I.E. Tamm e A.D. Sakharov [Tam-61]. A palavra Tokamak deriva da contração das palavras em russo: "toroidalnaya", "kamera", "magnitnaya" e "Katushka" cuja tradução significa "câmara magnética com bobina toroidal".

Nas máquinas Tokamak (fig. 2.1), tem-se uma câmara, em geral de aço inoxidável, onde um campo magnético forte na direção toroidal (B_T) é gerado a partir de uma corrente que circula num conjunto de bobinas regularmente espaçadas em torno do eixo secundário da máquina (direção toroidal). A coluna de plasma tem a tendência a expandir e chocar-se contra as paredes do vaso. Para manter a coluna de plasma no centro do vaso é necessário proceder-se à aplicação de um campo vertical (B_v) que, interagindo com a corrente de plasma, cria uma força $\mathbf{JXB}$ na direção radial com sentido apontando para o centro da máquina.

A corrente de plasma (I_p) é gerada indutivamente pelo transformador de Aquecimento Ôhmico e esta corrente gera o campo magnético poloidal (B_p) que tem, também, importância na estabilidade da coluna de plasma. O Sistema de Aquecimento Ôhmico é igualmente responsável pelo aquecimento do plasma. Da soma do campo magnético toroidal (gerado pelo Sistema Toroidal) com o campo poloidal, gerado pela corrente de plasma, resulta num campo magnético cujas linhas de força são helicoidais. Do exposto, verifica-se que num Tokamak, os

campos magnéticos são produzidos por correntes que circulam em bobinas externas e correntes que circulam no interior do próprio plasma.

Fig. 2.1: Representação dos campos e correntes em máquinas Tokamak: I_p é a corrente de plasma, E é o campo elétrico criado pela corrente que passa no primário do transformador de aquecimento ôhmico (I_{TAO}), B_T é o campo toroidal criado pela corrente (I_T) que passa nas espiras do Sistema Toroidal, B_V é o campo vertical criado pela corrente I_V que passa nas espiras do Sistema Vertical, B_p é o campo magnético poloidal criado pela corrente de plasma [Bos-81].

Como até hoje, os melhores resultados das pesquisas na área de fusão nuclear foram obtidos em máquinas Tokamak, esta coloca-se como a mais séria candidata ao futuro reator experimental de fusão. Atualmente encontra-se em fase de projeto uma máquina de grande porte destinada a estudos de plasmas nas condições das que existirão no futuro reator de fusão. Este projeto está sendo realizado a nível internacional e é o que existe de mais avançado em matéria de fusão nuclear. O nome dado ao projeto é ITER (“International Thermonuclear Experimental Reactor” – Reator experimental internacional de fusão termonuclear) [Ite-99], e essa máquina tem a estrutura de um Tokamak. O volume de plasma nesta futura máquina será da ordem de 1000 m^3 e a potência de fusão deverá atingir 1 Gigawatt (ver fig. 2.2.b). Este Tokamak de grandes dimensões foi desenhado a partir de resultados obtidos em máquinas menores. A evolução dos resultados obtidos em máquinas

Tokamak é mostrada no gráfico 2.2.a e 2.2.b, onde se pode observar que uma das máquinas atuais em funcionamento (JET) já atingiu a condição de “breakeven” ($Q_{DT}=1$, condição onde a potência total obtidas das reações nucleares se iguala a potência injetada no plasma para manter as reações de fusão do Deutério com o Trítio).

Fig. 2.2: a) Evolução dos resultados nas máquinas Tokamak em função da temperatura iônica e do parâmetro $n \cdot \tau_E$ (densidade x tempo de confinamento de energia). São também representadas as regiões para o rendimento das máquinas dependendo do quociente entre a potência injetada e a potência obtida das reações nucleares. [Gen-99]. Em b) temos a progressão temporal em função da potência obtida por fusão, para várias máquinas. As máquinas com melhores resultados atualmente são o JET na Inglaterra e o TFTR nos EUA.

O Tokamak TCABR, que a seguir será discutido, insere-se no grupo de máquinas para o estudo de plasmas de fusão por confinamento magnético e na classe das máquinas de geometria toroidal. O ponto central do programa científico para esta máquina é a investigação da possibilidade de aquecimento do plasma e geração de correntes não induzidas por ondas Alfvén. O TCABR entrou em operação, no Brasil, no final do ano de 1999 e suas características principais encontram-se descritas no item seguinte.

2.2 - O Tokamak TCABR

O Tokamak TCABR [Nas-98] (Tokamak Brasileiro de Aquecimento Alfvén) é uma máquina de médio porte instalada no Laboratório de Física de Plasmas do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (LFP-IFUSP). Esta máquina foi transferida do laboratório CRPP “Centre de Recherches en Physique de Plasmas, Lausanne”, cujo nome original era TCA (“Tokamak Chauffage Alfvén”). Na tabela 2.1 encontram-se os parâmetros principais do TCABR [Nas-99] e na fig. 2.3 encontra-se o desenho esquemático da máquina onde são mostrados os principais sistemas que formam a máquina.

Tabela 2.1: Parâmetros principais do Tokamak TCABR.

PARÂMETRO	SÍMBOLO	UNIDADE	VALOR
Raio maior (geométrico)	R_o	m	0,615
Raio menor (limitador)	a	m	0,18
Razão de aspecto	R_o/a	---	3,4
Corrente de plasma	I_p	A	$135 \cdot 10^3$
Duração da corrente	T_d	s	$\leq 150 \cdot 10^{-3}$
Temperatura iônica no centro	T_{io}	eV	200
Temperatura eletrônica no centro	T_{eo}	eV	600
Densidade eletrônica	n_e	m^{-3}	$6 \cdot 10^{19}$
Tempo de confinamento de energia dos elétrons	τ_E	s	$1 \cdot 10^{-3}$
Logaritmo de Coulomb	Λ		15
Campo magnético toroidal	B_T	T	1,5
Número atômico efetivo	Z_{ef}	----	1,5 à 4,5
Campo elétrico mínimo de ruptura do gás (obtido à pressão de $2,1 \cdot 10^{-8}$ bar)	$E_{min.}$	V/m	2,0
Gás de trabalho	H_2	Hidrogênio	---
Pressão de base	P_{base}	bar	$1,5 \cdot 10^{-10}$

Os principais sistemas associados ao TCABR, no condicionamento das paredes do vaso, na criação e confinamento do plasma, são: Aquecimento Ôhmico, Toroidal, Vertical, Limpeza/Pré-Ionização e Sistema de Vácuo.

Fig. 2.3: Desenho esquemático do TCABR onde encontram-se representados: A- bobinas do Sistema de Aquecimento Ôhmico, B- bobinas auxiliares para minimizar o campo de fuga do A. O. (conectadas em série com as bobinas do Sistema de Aquecimento Ôhmico), B' - bobinas auxiliares para minimização do campo de erro, C- bobinas do Sistema Vertical, D- bobinas do Sistema Toroidal, E- Vaso e F- janelas de diagnóstico.

A disposição geométrica dos diversos conjuntos de bobinas estão representadas na fig. 2.3. Em seguida é feita uma descrição sucinta de cada sistema:

2.2.1 - Sistema de Vácuo

Este sistema é responsável pela remoção das impurezas presentes na atmosfera da câmara. Ele é composto por: uma bomba turbomolecular de 450 l/s (futuramente será instalada uma segunda bomba turbomolecular de 1000 l/s); uma bomba mecânica; dois medidores de vácuo um deles localizado no interior do vaso e um segundo na entrada da bomba turbomolecular; uma válvula agulha responsável pela admissão contínua do hidrogênio para o interior do vaso; uma válvula piezoelétrica responsável pela injeção pulsada de gás, em geral, durante o pulso de plasma; e finalmente, tem-se um analisador

de gás residual que permite medir as pressões parciais dos gases no interior do vaso (fig.2.4). As bombas operam continuamente seja em modo limpeza, modo tokamak ou apenas para manter a pressão de base (pressão mais baixa possível dentro do vaso), que atualmente está em torno de $1,5 \cdot 10^{-7}$ mbar. O hidrogênio é o gás de preenchimento utilizado para o funcionamento da máquina TCABR nos regimes tokamak e limpeza, e a sua injeção para o interior do vaso é, em geral, feita a uma taxa constante. A pressão desejada dentro do vaso é controlada pela válvula agulha e para injeção de gás pulsado, durante o pulso de plasma, utiliza-se uma válvula piezoelétrica. O analisador de gás residual é utilizado na obtenção das informações sobre o nível de impurezas contidas no vaso, através da medição das pressões parciais dos gases no interior do vaso. Em situação de emergência (queda de força, desligamento de uma das bombas, perda de pressão no vaso, falha no sistema de refrigeração na bomba turbomolecular, etc), o sistema de controle do Sistema de Vácuo ordena imediatamente o fechamento de uma válvula tipo gaveta (isolando a câmara), o desligamento completo das bombas mecânica e turbomolecular e a abertura da válvula “venting” que permite o aumento de pressão na linha de bombeamento por injeção de N_2 e deste modo é evitada a migração de partículas de óleo da bomba mecânica para dentro da câmara de vácuo. Informações sobre a coluna de plasma são obtidos a partir das janelas de diagnóstico, que são os pontos de acesso ao interior do vaso.

Fig. 2.4: Esquema geral do Sistema de Vácuo utilizado no TCABR.

2.2.2 - Sistema Vertical

É o sistema responsável pelo controle da posição da coluna de plasma dentro do vaso. O controle da corrente nas bobinas verticais é feito a partir de um conjunto de resistores variáveis. Os sensores de posição do centro da coluna de plasma são constituídos pelas bobinas seno e cosseno. Há também, entre estes sensores e os resistores variáveis, um circuito de controle analógico que opera em tempo real. No TCABR pode-se controlar simultaneamente os campos vertical e horizontal. A posição das bobinas do Sistema Vertical encontram-se representadas na fig. 2.3, pela letra C, e as características principais deste sistema encontram-se descritas na tabela 2.2. O funcionamento, bem como uma descrição mais detalhada do Sistema Vertical serão vistos no capítulo 5 deste trabalho. O resultado, obtido por simulação, para o mapeamento dos campos magnéticos produzidos por este sistema é apresentado no capítulo 6.

Tabela 2.2: Parâmetros principais do Sistema Vertical.

PARÂMETRO	SÍMBOLO	UNIDADE	VALOR
Tensão inicial no banco vertical (máxima)	$V_{bv\text{máx}}$	V	400
Capacitância do banco principal	C	F	5
Indutância para o conjunto de bobinas L_1, L_2, L_3 e L_4	L_{1234}	H	$1,2 \cdot 10^{-3}$
Resistência interna das bobinas (para um ramo)	R_{iv}	Ω	$12 \cdot 10^{-3}$
Corrente máxima total (nos dois ramos)	$I_{v\text{máx}}$	A	$4 \cdot 10^3$
Número total de bobinas (10 espiras em cada bobina)	---	---	8
Índice de curvatura na região do plasma	N	---	$0 < n < 1,5$
Número de estágios resistivos (por ramo)	$n_{\text{estágio}}$	---	120
Valores limites dos estágios resistivos (n_1 e n_{120})	$n_1 ; n_{120}$	Ω	25 ; 0,0197

2.2.3 - Sistema de Aquecimento Ôhmico

Este sistema é responsável pela criação e aquecimento da coluna de plasma através de um campo elétrico criado na direção toroidal. Os parâmetros principais deste sistema encontram-se na tabela 2.3. No capítulo 4 está descrito o funcionamento deste sistema, assim como também um modelo teórico criado para ajudar na interpretação as descargas ôhmicas do TCABR. Através de um programa de simulação, assente neste modelo, obtemos os perfis principais das descargas para esta máquina. A posição do primário do transformador de aquecimento ôhmico encontra-se representado pela letra A na fig. 2.3.

Tabela 2.3: Parâmetros característicos do Sistema Aquecimento Ôhmico.

PARÂMETRO	SÍMBOLO	UNIDADE	VALOR
Tensão do banco principal (máxima)	$V_{AO\text{ máx}}$	V	6.10^3
Capacitância do banco principal	C_{AO}	F	38.10^{-3}
Resistência interna das bobinas	R_{IAO}	Ω	48.10^{-3}
Indutância das bobinas	L_{AO}	H	$9,1.10^{-3}$
Número total de espiras		---	200
Fator de acoplamento entre os circuitos primário e secundário do T.A.O.	K	---	0,383

2.2.4-Sistema Toroidal

Este sistema cria o campo magnético, na direção toroidal, mais intenso da máquina e desempenha um papel importante na estabilidade da coluna de plasma. As linhas do campo magnético toroidal no interior das bobinas do toroidal fecham-se concentricamente e a intensidade desse campo é dada pela lei de Ampère:

$$B_T = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I_T}{2 \cdot \pi \cdot R_T} \quad , \quad (2.2)$$

onde I_T é a corrente nas bobinas toroidais; R_T é o raio maior da bobina e N é o número de espiras da bobina toroidal e μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo ($\mu_0=4.\pi.10^{-7}$ Newton/Ampére²).

A bobina do Sistema Toroidal (fig. 2.3, letra D) é formada por 72 espiras retangulares divididas em 18 grupos de 4 espiras cada.

Na fig. 2.5 encontra-se representado, por um diagrama de blocos, a alimentação das bobinas toroidais. Na tabela 2.4 encontram-se apresentado os parâmetros principais do Sistema Toroidal do TCABR.

Fig. 2.5: Diagrama de blocos do Sistema Toroidal.

Tabela 2.4: Parâmetros característicos do Sistema Toroidal.

PARÂMETRO	SÍMBOLO	UNIDADE	VALOR
Campo magnético toroidal (corrente ≈ 46 KA nas espiras)	B_T	T	1,1
Indutância das espiras	L_{Tor}	H	$2,2.10^{-3}$
Resistência interna	R_{iTor}	Ω	$2,7.10^{-3}$
Corrente máxima e campo toroidal máximo.	$I_{t_{m\acute{a}x}}$; $B_{t_{m\acute{a}x}}$	KA;T	66;1,5
Variação máxima do campo.		%	2
Número total de espiras (18 grupos de 4 espiras cada)		--	72
Tensão na entrada do transformador toroidal	$V_{toroidal}$	V	$13,6.10^3$

Basicamente o Sistema Toroidal é constituído pelas seguintes partes, que são apresentadas no diagrama de blocos da fig. 2.5.

- a) Linha trifásica com capacidade de 600 Ampères (13,8 kV) e comprimento de 1400 metros que liga a subestação da USP à cabina primária localizada na parte externa do Laboratório de Física de Plasmas.
- b) Chaves de controle e segurança. Entre a cabina primária e o transformador T_2 tem-se chaves selecionadoras manuais, disjuntores, equipamentos de proteção e de medida.
- c) Ponte retificadora. A tensão de saída do transformador T_2 é retificada por uma ponte de retificação trifásica em onda completa. Os diodos são refrigerados a água e mantidos a uma temperatura de quatro graus centígrados aproximadamente. Um sistema de desumidificação também é usado por forma a evitar a condensação de água nas superfícies de contato destes diodos.
- d) Bobina toroidal. As espiras da bobina toroidal são refrigeradas a água, por um sistema de refrigeração diferente do utilizado na refrigeração dos diodos da ponte de retificação. A temperatura da água encontra-se aproximadamente à temperatura ambiente.

2.2.5 - Sistema de Limpeza e Pré-Ionização

Este sistema compreende as seguintes funções:

- a) Limpeza por descarga. Sua função principal é a redução de impurezas que é feita através do Método de Taylor de Limpeza [Tay-77, Ore-77]. Neste processo utiliza-se um oscilador de alta potência (100 kW) operando em 5 KHz em regime pulsado. Um campo toroidal de confinamento ajustável de cerca de 350 gauss é aplicado durante o processo. O oscilador é conectado ao conjunto de espiras do Sistema Vertical.
- b) Pré-ionização. O processo de Pré-ionização consiste na obtenção de um plasma parcialmente ionizado de baixa temperatura criado antes da descarga em regime tokamak. Para esse fim, é utilizado o mesmo oscilador utilizado no processo de limpeza, mas com uma frequência de 16 kHz.

A comutação entre Limpeza e Pré-ionização é feita através de chaves pneumáticas. No modo limpeza o Sistema Vertical encontra-se obrigatoriamente desconectado das bobinas verticais, enquanto que na Pré-ionização a separação elétrica entre o sistema de Limpeza/Pré-ionização é feito através de filtros sintonizados para a frequência de 16 kHz.

É importante frisar ainda, a necessidade de minimização de campos espúrios no instante da formação do plasma. Isto é feito por meio de correntes que passam pelas espiras de compensação (ver fig. 2.3 letra B'). Os campos espúrios de ≈ 4 gauss, obtido experimentalmente, se originam principalmente dos Sistemas de Aquecimento Ôhmico e Toroidal e fazem com que as linhas de campo cruzem as paredes do vaso dando origem a perdas e conseqüentemente dificultando a ruptura do gás. No caso dos campos espúrios excederem certos limites, a corrente de plasma não chega a ser formada, mesmo que o campo elétrico para criá-lo seja intenso.

3 - Limpeza, pré-ionização e formação da corrente de plasma

Nas máquinas Tokamak, as condições das superfícies da câmara de vácuo são de extrema importância para se obter boas descargas [Ore-77]. A Limpeza por Descarga é um dos processos mais utilizados na limpeza e condicionamento das paredes do vaso antes da operação da máquina em regime Tokamak. Através deste processo é possível reduzir-se o nível de impurezas no plasma. Podemos avaliar o nível de contaminação do plasma pela grandeza Z_{ef} (número atômico efetivo), dado pela relação:

$$Z_{ef} = \frac{\sum n_i Z_i^2}{\sum n_i Z_i}, \quad (3.1)$$

onde: n_i é a densidade iônica da espécie i e Z_i é o número atômico da espécie i presentes no vaso.

As principais fontes de impurezas nas máquinas Tokamak são os materiais em contato com o plasma e também as impurezas adsorvidas nas diversas superfícies internas ao vaso, a saber: paredes internas do vaso, o limitador e os diagnósticos introduzidos no interior da câmara. Os materiais das paredes do vaso, do limitador e dos diagnósticos contribuem, na contaminação, com impurezas de alto Z (Fe, Mo, etc). Este tipo de contaminação é devido ao bombardeamento das paredes por íons energéticos que escapam da coluna de plasma, por elétrons fugitivos (“runaways”) ou ainda por outras partículas. Além disso, as superfícies da paredes, também podem conter elementos de baixo Z adsorvidos (oxigênio, carbono, etc). Outras fontes de contaminação que também podemos considerar são: vazamentos na estrutura da câmara e contaminação por impurezas contidas no gás de preenchimento da câmara.

A presença das impurezas manifesta-se de várias formas [McC-79], a saber: aumento da resistividade do plasma com conseqüente aumento da tensão de enlace e aumento das perdas de energia por radiação.

Quanto à perda de energia por radiação, esta é principalmente devido a fatores como [Sil-80]: radiação de Bremsstrahlung (passagem de um elétron pelo campo colombiano de um íon); recombinação e transições dos elétrons entre as camadas de energia do átomo. Esses três processos são respectivamente proporcionais a Z^2 , Z^α e Z^β , com α e $\beta > 2$.

No TCABR, para a diminuição da presença de impurezas é utilizado o método Taylor de Limpeza por Descarga [Ore-77, Tay-78]. Este método mostra-se bastante eficiente na eliminação de oxigênio, quando utilizados pulsos de plasma de baixa energia (< 10 eV), e também para que haja a formação de vapor de água. Outra impureza, também normalmente encontrada em Tokamaks, é o carbono e a sua eliminação é feita por pulsos de alta ou baixa energia, obtendo-se a formação de metano. Neste caso a temperatura eletrônica de 2-3 eV é considerada suficiente [Ore-77]. Tanto a água como o metano, são retirados da câmara através do Sistema de Vácuo.

Os principais processos que intervêm no condicionamento das paredes são [Ira-86]:

1. Formação de água e de outros compostos sobre a parede, que passarão a estar também presentes no meio gasoso.
2. Dissociação de moléculas de H_2O por colisão com os elétrons.
3. Adsorção de moléculas de H_2O nas paredes.
4. Bombeamento dos compostos pelo Sistema de Vácuo (processo mecânico).

Como elemento auxiliar no processo de limpeza, freqüentemente são utilizadas resistências elétricas na parte externa do vaso para o aquecimento adicional das paredes (com temperaturas da ordem de $80^\circ C$), e desta forma facilitar o processo de desprendimento das moléculas de água que se encontram adsorvidas nas paredes internas do vaso.

A guisa de exemplo, mostramos na fig. 3.1 a evolução das pressões parciais dos gases que se encontram no interior do vaso do TCABR medidas, a partir do analisador de gases residuais, durante o processo de limpeza por descarga. Numa primeira fase é introduzido o hidrogênio a uma pressão de $\approx 1,4 \cdot 10^{-4}$ mbar no interior do vaso. Durante a fase de injeção do hidrogênio e antes de se colocar o oscilador em funcionamento (fig. 3.1, de B a C) podemos

observar um decréscimo lento da pressão parcial dos vários gases medidos (N_2/CO , O_2 , CO_2 e Argônio). Quanto à água, a pressão desta decai imediatamente após a injeção do hidrogênio

Após o início do funcionamento do oscilador (fig. 3.1, ponto D) verificamos uma subida abrupta das pressões parciais dos seguintes compostos: água (H_2O), monóxido de carbono - CO (e/ou nitrogênio – NO_2), dióxido de carbono (CO_2), Argônio (Ar), enquanto que a quantidade de oxigênio molecular (O_2) apresenta uma queda abrupta nesta fase. Uma possível explicação para este fenômeno estará no desprendimento das moléculas de H_2O , N_2/CO , Argônio e CO_2 , das paredes do vaso através do efeito de aquecimento provocado pelo plasma lançado contra as paredes do vaso nos instantes iniciais de operação do oscilador. Relativamente ao oxigênio, observa-se uma queda abrupta desse elemento no início da descarga, que parece estar associado ao efeito de dissociação destas moléculas provocada pelo aquecimento do plasma. Durante o período de limpeza por descarga (≈ 35 minutos) observamos um decaimento lento das pressões parciais para todos os gases medidos que pode ser explicado pelo fato do efeito de arrastamento das moléculas pela bomba turbomolecular superar a taxa de remoção das impurezas das paredes. Durante este período observamos uma eficiência maior do processo de limpeza na fase inicial da descarga o que parece ser consequência de uma maior facilidade de remoção das impurezas que se encontram mais à superfície do vaso.

Após o desligamento do Sistema de Limpeza (fig. 3.1 ponto F) e, encontrando-se apenas as bombas turbomolecular e mecânica em funcionamento, as pressões parciais dos gases no interior da câmara apresentam comportamentos distintos, a saber: o oxigênio molecular, nitrogênio/monóxido de carbono e argônio apresentam uma subida; e o vapor de água e o dióxido de carbono apresentam um decaimento nos respectivos valores de pressão parcial. Para H_2O e CO_2 verifica-se uma queda que pode ser interpretada pelo processo de bombeamento e também pela adsorção destes elementos pelas paredes. Com relação à subida do nível de oxigênio molecular, o motivo deste fato parece ser a recombinação dos átomos de oxigênio, formando assim moléculas de O_2 . Quanto ao Argônio e N_2/CO também observamos uma ligeira subida nos valores de pressão parcial.

Fig. 3.1: Perfis temporais das pressões parciais dos gases obtidos durante o processo de limpeza por descarga no TCABR. Essas pressões foram medidas na entrada da bomba turbomolecular com um analisador de gás residual.

Os valores de pressão parcial de cada gás medido, para cada uma das fases acima descritas, encontram-se na tabela 3.1.

Tabela 3.1: Evolução das pressões parciais dos gases contidos no interior do vaso do TCABR.

	Início	Após injeção de H2	Antes de ligar o oscilador	Logo após o ligar do oscilador	Pouco antes do desligar do oscilador	Pouco depois de desligar o oscilador	No final das medições
Tempo (min.)	0	5	14	15	48	50	180
H ₂	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
H ₂ O	$8,2 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$1,25 \cdot 10^{-5}$	$5,4 \cdot 10^{-6}$	$3,0 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
N ₂ /CO	$6,7 \cdot 10^{-6}$	$4,7 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$4,1 \cdot 10^{-6}$
O ₂	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$4,7 \cdot 10^{-7}$	$8,4 \cdot 10^{-8}$	$4,7 \cdot 10^{-8}$	$5,5 \cdot 10^{-8}$	$9,5 \cdot 10^{-7}$
Ar	$3,4 \cdot 10^{-8}$	$4,7 \cdot 10^{-8}$	$1,9 \cdot 10^{-8}$	$4,7 \cdot 10^{-8}$	$4,4 \cdot 10^{-8}$	$1,9 \cdot 10^{-8}$	$2,3 \cdot 10^{-8}$
CO ₂	$3,9 \cdot 10^{-8}$	$2,4 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$2,9 \cdot 10^{-7}$	$6,3 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$9,9 \cdot 10^{-9}$
Ponto	A	B	C	D	E	F	G

Após alguns meses de observação das pressões parciais, medidas no interior da vaso do TCABR, podemos concluir que o processo de limpeza parece ser bastante eficiente na fase inicial da descarga e deve ser aplicado por algumas horas (≈ 2 horas). Após este período de limpeza, o oscilador pode ser desligado ficando apenas em funcionamento as bombas

turbomolecular e mecânica. Procedimentos de limpeza antes do disparo da máquina em regime Tokamak também se mostrou bastante útil na ruptura do gás e na obtenção de pulsos de plasma longos.

Descrevemos, a seguir, os elementos que formam o oscilador.

3.1 - Descrição do oscilador

Os elementos principais do Sistema de Limpeza por Descarga do TCABR são: um oscilador de radiofrequência de alta potência (100 kW), responsável pela criação de um plasma pulsado de baixa temperatura, e uma fonte de corrente conectada aos terminais da bobina toroidal utilizada para criar um campo de confinamento de ≈ 350 gauss. No modo Limpeza por Descarga, a frequência do oscilador é de 5kHz e no modo Pré-ionização, a frequência é de 16 kHz.

O oscilador pode ser basicamente dividido em três módulos: Módulo de Alta-Tensão, Módulo Oscilador, Módulo de Comando e Pulsador, representados esquematicamente na fig. 3.2.

Fig. 3.2: Diagrama de blocos do oscilador.

Tem-se também um conjunto de “interlocks” externos e internos. Esses “interlocks” são dois circuitos independentes de micro-chaves interligadas que são abertas se alguma condição de segurança não é satisfeita, desligando o oscilador. As micro-chaves associadas aos “interlocks” internos monitoram a sobretensão, sobrecorrente e ausência de ventilação nos tríodos de potência, a abertura das portas dos bastidores que contem os circuitos eletro-eletrônicos do oscilador, etc.

A seguir descreve-se os módulos que formam o oscilador em uso no TCABR.

3.1.1 - Módulo de Alta-Tensão

O módulo de alta-tensão é formado essencialmente por: um transformador de alta-tensão, uma ponte retificadora com possibilidade de retificação em meia onda ou onda completa e um filtro L-C (fig. 3.2).

O oscilador é energizado através da chave principal conectada à rede trifásica de 380 V. A fonte de alta-tensão só é acionada após o aquecimento do filamento dos tríodos de potência. A saída do transformador de alta-tensão está ligada a uma ponte retificadora. A retificação pode ser de meia-onda ou de onda completa conforme a seleção feita manualmente através de um painel de comutação. A seleção permite a obtenção de dois níveis distintos de tensão.

A conexão entre a saída da ponte retificadora e o restante circuito de potência é feita a partir de uma chave pneumática. Quando a chave pneumática é desligada, os capacitores do filtro L-C são aterrados através de resistores de descarga.

No módulo de alta-tensão, o filtro de potência L-C é formado por três seções de filtragem (cada seção é constituída por uma indutor e um capacitor). A função deste filtro é reduzir a ondulação da tensão e também desacoplar o oscilador da ponte retificadora em frequências altas. A grau de filtragem é aumentado pelo número de seções adicionadas.

3.1.2 - Módulo de Comando

Este módulo é formado pelo bloco principal de comando, pelo interruptor de comutação limpeza/pré-ionização e pelo pulsador.

A comutação entre modo limpeza e modo pré-ionização é feita a partir de um interruptor. Esse interruptor comanda as chaves pneumáticas CH_1 , CH_2 , CH_3 e CH_4 representadas na fig. 3.3. A comutação destas chaves pneumáticas permite alterar a capacitância do circuito tanque e desta forma obter-se as frequências de 5 kHz, em modo limpeza, e de 16 kHz, no modo pré-ionização.

Na caixa principal de comando encontram-se reunidos os elementos que determinam o estado de funcionamento do oscilador e que servem para: monitorar o estado dos “interlocks” externos e internos; acionar os tríodos de potência determinando os períodos de oscilação ou inibição do oscilador; acionar a refrigeração dos tríodos, acionar a fonte de alta tensão e, finalmente, em caso de falha, desligar por completo o oscilador e colocando-o em modo segurança. A função dos “interlocks” consiste no monitoramento das condições externas a serem satisfeitas em sistemas externos ao oscilador e também de condições internas. O acionamento dos elementos que formam os tríodos de potência é feito de forma sequencial e temporizada, de forma que as válvulas não sejam danificadas. O acionamento dos vários elementos do tríodo é feita na seguinte ordem: filamento, grade e por fim ânodo. A caixa de comando também ativa os sistemas de refrigeração dos tríodos e também o comando da fonte de alta tensão. Por fim, em caso de falha de funcionamento, a caixa principal de comando ordena o desligamento completo do sistema colocando-o em modo segurança (descarga completa dos capacitores do filtro L-C, dos capacitores do circuito tanque e desligamento da fonte de alta-tensão).

Os instrumentos de monitorização permitem a visualização de valores de tensões e correntes em pontos importantes do circuito do oscilador, tais como: tensão na rede trifásica (valor da tensão em cada uma das fases); tensão do filamento e da grade dos tríodos de potência; e a tensão e corrente no ânodo dos tríodos de potência.

Finalmente, temos o pulsador que é um circuito eletrônico que permite ajustar a largura dos pulsos do oscilador entre 5 e 20 ms e com taxas de repetição dos pulsos de ≈ 1 a 5 Hz. A saída do pulsador está conectada a um circuito de amplificação que está ligado às grades dos tríodos de potência (fig. 3.3). Dependendo do nível de tensão nas grades dos

tríodos de potência, o oscilador pode ficar no estado de oscilação (tríodos oscilando, t_1 na fig. 3.3) ou de inibição (tríodos cortados, período t_2 na fig. 3.3).

Atualmente o oscilador operar com pulsos de largura $t_1 \approx 17$ ms e com taxa de repetição de ≈ 1 Hz ($t_2 \approx 1$ segundo).

3.1.3 - Módulo do Oscilador

Na fig. 3.3 tem-se um diagrama simplificado do módulo oscilador. A frequência de oscilação na saída do oscilador é determinada pelo circuito tanque composto pelos indutores do transformador de acoplamento (L_1) e por uma associação de capacitores, e também pela indutância das bobinas do Sistema Vertical. Da associação composta por 8 capacitores do circuito tanque e interligados por meio de chaves pneumáticas obtêm-se as frequências: 5 kHz, no modo limpeza, e 16 kHz no modo pré-ionização. Os tríodos de potência são os elementos ativos do oscilador [Ter-55]. Além da realimentação, os tríodos também funcionam como chaves podendo inibir o funcionamento do oscilador quando uma tensão negativa de aproximadamente -1500 volts, obtida a partir do pulsador/modulador, e aplicada às grades dos tríodos.

Fig. 3.3: Esquema básico do oscilador do TCABR.

Em seguida vamos apresentar um modelo teórico simplificado que delimita a região de ruptura do gás no interior da câmara. O processo de ruptura do gás pode ser obtido durante a pré-ionização ou pelo campo elétrico gerado no início da descarga do Sistema Ôhmico (utilizado atualmente no TCABR).

3.2 - O processo de ruptura em descargas toroidais

No início do processo de formação do plasma, é necessário proceder-se à ruptura (“breakdown”) do gás inicialmente não ionizado contido no vaso. Para que o processo de ionização ocorra, a taxa de ionização ν_{ion} do gás deve ser maior que a taxa de perdas β das partículas já ionizadas. A densidade de elétrons $n_e(t)$ produzidos no processo de ionização é dada por [Pap-76]:

$$n_e(t) = n_{ei} e^{(\nu_{ion} - \beta)t}, \quad (3.2)$$

onde n_{ei} é a densidade inicial de elétrons livres.

Na ruptura do gás tem-se dois processos, um envolvendo ionização dos gás (criação de partículas carregadas) e o outro envolvendo as perdas:

a) Na ionização tem-se que pela aplicação de um campo elétrico, a um gás com uma densidade inicial pequena de elétrons e íons livres (ionização inicial), poderá levar à completa ionização do gás (Avalanche de Townsend). A ionização inicial do gás resulta da ação de várias fontes [Bos-81], entre as quais podemos citar: radioatividade natural; raios cósmicos, oscilador de alta frequência; ou fontes de elétrons como por exemplo o filamento do medidor de pressão do tipo “íon-gauge”.

b) Quantos aos processos de perda podem-se ter por:

- b.1) Difusão- É resultado da existência de um gradiente de densidade, que provoca um movimento das cargas elétricas ou partículas neutras das regiões de alta densidade para as regiões de baixa densidade do plasma.
- b.2) Velocidades de deriva- São resultado da curvatura e do gradiente do campo magnético. Essas derivas fazem com que as partículas, após um certo número de voltas na direção toroidal, atinjam as paredes do vaso.
- b.3) Campos espúrios- A existência de assimetrias no campo toroidal bem como de campos resultantes das correntes na bobina de aquecimento ôhmico na região do plasma, fazem com que as linhas de campo magnético cruzem o vaso, o que implica em perdas de partículas.

- b.4) Recombinação e ligação- Consiste na captura dos elétrons pelos íons, num processo inverso à ionização.
- b.5) Tempo de efetivação do campo elétrico- Essa grandeza está associada ao fato que as partículas ionizadas no interior do vaso não respondem de imediato à aplicação de um campo elétrico externo.

A seguir, apresenta-se um modelo para a ruptura do gás [Pap-76] que descreve de uma forma simples os limites de ruptura de um gás numa máquina Tokamak.

3.2.1 - Determinação das equações envolvendo processos de ionização e perdas de partículas em uma máquina Tokamak

No modelo que a seguir apresentamos será demarcada uma região, envolvendo o campo elétrico toroidal e a pressão do gás, onde é possível obter a ruptura do gás. Vamos equacionar os processos relacionados com a criação e perdas de cargas elétricas.

a) Processo de ionização.

A condição de ruptura do gás é atingida quando a frequência de colisão elétron-íon é igual à frequência de colisão entre os elétrons e os átomos neutros. O tempo crítico (t_{cr}), é o tempo necessário para alcançar a condição de ruptura. Na obtenção desse tempo assumimos as condições $T_e \approx 7$ eV e $n_e/n_m \approx 0,1$ [Pap-76]. Assim, da expressão (3.2) obtemos:

$$t_{cr} = \frac{1}{(\nu_{ion} - \beta)} \ln\left(\frac{n_m}{10n_{ei}}\right) \quad , \quad (3.3)$$

onde n_m é a densidade inicial de moléculas.

Um parâmetro importante no estudo da ruptura do gás é o primeiro coeficiente de Townsend (α), que é função do campo elétrico, E , da pressão, p , e do tipo do gás. Podemos relacionar este parâmetro com a pressão do gás (p) através de uma função $f(E/p)$:

$$\alpha = f\left(\frac{E}{p}\right)p \quad , \quad (3.4)$$

A função $f(E/p)$ pode ser determinada a partir do gráfico experimental representado na fig. 3.4 [Fri-83]:

Fig. 3.4: Primeiro coeficiente de Ionização de Townsend (α) para H_2 e N_2 (valores experimentais nas curvas a cheio) [Fri-83].

Os elétrons sujeitos a um campo elétrico, e às colisões, tendem a adquirir uma velocidade (v) constante na direção do campo elétrico. Essa velocidade, em função de E/p , é dada por [Bro-59]:

$$v \approx 4,6.10^{-2} \frac{E}{p}, \quad (3.5)$$

A taxa de ionização v_{ion} do gás é obtida a partir de (3.4) e (3.5):

$$v_{ion} = \alpha v = 4,6.10^{-2} f\left(\frac{E}{p}\right) E. \quad (3.6)$$

A curva experimental da fig. 3.5 mostra a temperatura eletrônica em função de E/p [Cro-69].

Fig. 3.5 - Temperatura média eletrônica em função de E/p [Bro-59].

Os elétrons apresentam ainda um movimento aleatório caracterizado pela temperatura T_e . Para valores de E/p superiores a $37,5 \cdot 10^5$, T_e pode ser obtida pela extrapolação da curva experimental dada na fig. 3.5 [Pap-76], ou seja:

$$T_e \approx 1,33 \cdot 10^{-6} \frac{E}{p} \quad (\text{eV}) \quad . \quad (3.7)$$

A seguir são equacionados os vários tipos de perdas:

b1) Perda por difusão.

A difusão das partículas ocorre das regiões de maior densidade para as regiões de menor densidade, devido ao gradiente de pressão. A difusão de partículas originada pela colisão elástica entre elétrons e as moléculas do gás, na presença de um campo magnético, é caracterizada pelo seguinte coeficiente de difusão:

$$D_{\perp} = \frac{D_0}{1 + (\omega_c t_{e-m})^2} \quad (\text{m}^2/\text{s}) \quad , \quad (3.8)$$

onde $D_0 \approx \bar{w} \lambda / 3$ é o coeficiente de difusão na ausência de campo magnético; λ é o caminho livre médio dos elétrons para colisões com moléculas; $t_{e-m} = \lambda / \bar{w}$ é o tempo entre colisões dos elétrons; $\omega_c = e \cdot B_T / m_e = 1,76 \cdot 10^{11} B_T$ é a frequência ciclotrônica (s^{-1}); B_T é o campo magnético toroidal e $\bar{w}$ é a velocidade térmica média dada por:

$$\bar{w} \approx \sqrt{\frac{3k_b T_e}{m_e}} = 3,2 \cdot 10^5 \sqrt{T_e (\text{eV})} \quad . \quad (3.9)$$

Da expressão 3.8 verificamos que a presença do campo magnético diminui a taxa de perdas por difusão das partículas carregadas ($D_{\perp} < D_0$).

Considerando $(\omega_c t_{e-m})^2 \gg 1$, usando as expressões para D_0 , t_{e-m} , ω_c e a expressão (3.9), e finalmente substituindo-as em (3.8) obtemos:

$$D_{\perp} \approx 5 \cdot 10^{-6} \frac{E}{B_T^2} \quad . \quad (3.10)$$

Substituindo E da expressão (3.7) na relação (3.10), e considerando o valor máximo para a temperatura eletrônica de 10 eV [Pap-76], obtemos para o coeficiente de difusão:

$$D_{\perp máx} \approx 37,6 \frac{p}{B_T^2} \quad . \quad (3.11)$$

Podemos definir a taxa de perdas de partículas por difusão por:

$$\beta_D \approx \frac{D_{\perp máx}}{a^2} \quad , \quad (3.12)$$

onde a é o raio do limitador. Substituindo $D_{\perp máx}$ da equação 3.11 nesta última expressão temos:

$$\beta_D \approx \frac{37,6 p}{B_T^2 a^2} \quad . \quad (3.13)$$

b2) Perda por velocidade de deriva.

Devido à curvatura e ao gradiente do campo magnético inerentes à geometria toroidal das máquinas Tokamak, os elétrons adquirem uma velocidade transversal às linhas de força do campo magnético que é dada por [Che-74]:

$$\vec{V}_d = \frac{m_e}{e} \left(\frac{1}{2} V_{\perp}^2 + V_{\parallel}^2 \right) \frac{\vec{R}_c \times \vec{B}_T}{R_c^2 B_T^2} \quad , \quad (3.14)$$

onde m_e é a massa dos elétrons; e é a carga elétrica dos elétrons; $v_{\parallel}$ é a velocidade das partículas paralela ao campo magnético; $v_{\perp}$ é a velocidade das partículas perpendicular ao campo magnético e R_c é o raio de curvatura das linhas do campo magnético.

O módulo da velocidade de deriva obtido a partir de 3.14 e considerando $R_c=R$ é dado por:

$$V_d = \frac{1}{R w_c} \left(V_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} V_{\perp}^2 \right) \quad , \quad (3.15)$$

Substituindo a expressão 3.5 (velocidade paralela às linhas de campo magnético toroidal), e a expressão 3.9 (velocidade perpendicular às linhas de campo magnético toroidal), na expressão 3.15 temos:

$$V_d = \frac{5,7 \cdot 10^{-12}}{R \cdot B_T} \frac{E}{p} [2,1 \cdot 10^{-3} \frac{E}{p} + 2,9 \cdot 10^5] \quad . \quad (3.16)$$

Para um elétron que se encontra no eixo do vaso, o tempo de percurso devido à velocidade de deriva τ_v , para que ele atinja a parede do limitador é dado por:

$$\tau_d = \frac{a}{V_d} \quad . \quad (3.17)$$

Tomando a taxa de perdas por deriva como o inverso da expressão anterior e considerando 3.16 temos:

$$\beta_d = \frac{5,7 \cdot 10^{-10}}{a R B_T} \frac{E}{p} [2,1 \cdot 10^{-3} \frac{E}{p} + 2,9 \cdot 10^5] \quad . \quad (3.18)$$

b3) Perda devido a campos espúrios.

Os campos magnéticos espúrios estão sempre presentes em Tokamaks devido às assimetrias do campo toroidal, ao campo gerado pela corrente na bobina de aquecimento ôhmico, magnetizações residuais, geomagnetismo, etc.. A velocidade de perda devido aos campos espúrios é dada por:

$$V_z = V \frac{B_z}{B_T} \quad , \quad (3.19)$$

onde V é a velocidade das partículas na direção toroidal (paralela ao campo magnético toroidal), B_T é o campo magnético toroidal, e B_z é o campo espúrio.

Substituindo a expressão (3.5) em (3.19), vem:

$$V_z = 4,6 \cdot 10^{-2} \frac{B_z}{B_T} \frac{E}{p} \quad . \quad (3.20)$$

O correspondente tempo de perda τ_z , para uma partícula inicialmente localizada no centro do vaso, devido ao campo espúrio, é dado por:

$$\tau_z = \frac{a}{V_z} \quad , \quad (3.21)$$

onde a taxa de perda por campos espúrios β_z é obtido pelo inverso dessa relação. Substituindo V_z dado pela expressão 3.20 na expressão anterior, obtemos:

$$\beta_z = \frac{4,6 \cdot 10^{-2}}{a} \frac{B_z}{B_r} \frac{E}{p} \quad . \quad (3.22)$$

b4) Perdas por recombinação.

A probabilidade de captura de elétrons por íons é inversamente proporcional à velocidade relativa entre ambos. O processo de recombinação pode ser desprezado no caso da formação do plasma onde: a pressão de preenchimento é baixa, os campos elétricos são altos, a densidade de elétrons e íons são baixas em relação à densidade de partículas neutras [Pap-76].

c) Tempo de efetivação do campo elétrico.

A efetivação do campo elétrico no plasma não é imediata e por esse motivo é definida uma taxa de perda para aplicação do campo elétrico, dada por:

$$\beta_E = \frac{1}{\tau_E} \quad . \quad (3.23)$$

Por fim, a taxa de perda total β_{total} , cujo resultado é a soma de todas as perdas individuais que ocorrem em cada um dos processos considerados (difusão, deriva, campos espúrios e campo efetivo) referidos anteriormente é dada pela seguinte relação:

$$\beta_{total} = \beta_D + \beta_d + \beta_z + \beta_E \quad , \quad (3.24)$$

3.2.2 - Limites teóricos de ruptura de um gás num Tokamak

Descreve-se a seguir, as condições para a obtenção das curvas que delimitam a região de ruptura do hidrogênio no TCABR. Para que a condição de ruptura seja atingida é necessário que o tempo crítico (equação 3.3) seja menor que os tempos de perda por difusão (τ_D), deriva (τ_d), campos espúrios (τ_z) e efetivação do campo elétrico (τ_E). Vamos considerar quatro condições que delimitam a região de ruptura:

a) Tempo crítico menor que o tempo de perda por deriva ($\tau_{cr} < \tau_d$):

Utilizando-se as equações (3.3), (3.17) e (3.18) na condição $\tau_{cr} < \tau_d$ obtemos:

$$\frac{1}{v_{ion} - \beta} A < \frac{a}{\frac{5,7 \cdot 10^{-12}}{RB_T} (2,1 \cdot 10^{-3} \frac{E}{p} + 2,9 \cdot 10^5) \frac{E}{p}}, \quad (3.25)$$

onde A é uma constante que fornece uma indicação da densidade de elétrons iniciais existentes no gás dada por:

$$A = \ln\left(\frac{n_m}{10n_{ei}}\right). \quad (3.26)$$

Substituindo a equação (3.6) na expressão (3.25) obtemos:

$$E < \frac{3,8 \cdot 10^{12} f\left(\frac{E}{p}\right) a R B_T p^2}{A + 1} - 1,4 \cdot 10^8 p, \quad (3.27)$$

b) Tempo crítico menor que o tempo de perda devido aos campos espúrios ($\tau_{cr} < \tau_z$):

Tomando-se as equações (3.3), (3.21) e (3.22) e a condição $\tau_{cr} < \tau_z$ obtemos:

$$\frac{1}{v_{ion} - \beta} A < \frac{a}{4,6 \cdot 10^{-2} \frac{B_z}{B_T} \frac{E}{p}}. \quad (3.28)$$

Substituindo a equação (3.6) nessa expressão temos:

$$p > \frac{(A+1)B_z}{f(\frac{E}{p})aB_T} \quad . \quad (3.29)$$

c) Tempo crítico menor que o tempo de efetivação do campo elétrico ($\tau_{cr} < \tau_E$):

Tomando as expressões (3.3), (3.6) e (3.23) e a condição $\tau_{cr} < \tau_E$ temos que o campo elétrico mínimo para a ruptura é dado por:

$$E > \frac{1}{4,6 \cdot 10^{-2} f(\frac{E}{p})} \left(\frac{A}{\tau_E} + \beta \right) \quad , \quad (3.30)$$

d) Curva de ruptura para pressões altas

Por fim, para a região de ruptura do gás em pressões altas consideramos um valor de 0,072 para $f(E/p)$ (fig. 3.4). Esse valor mostrou-se satisfatório tendo-se em vista a região onde se obteve os resultados experimentais apresentados no cap. 6. Substituindo este valor na expressão 3.30, obtemos a expressão que delimita a região de ruptura para pressões altas:

$$E > \frac{p}{3,3 \cdot 10^{-3}} \left(\frac{A}{\tau_E} + \beta \right) \quad . \quad (3.31)$$

A partir das quatro relações obtidas a partir de nosso modelo e expressas pelas equações 3.27, 3.29, 3.30 e 3.31 e de algumas considerações a apresentar no capítulo 6, podemos delimitar a região de ruptura do hidrogênio para o TCABR, que é mostrada na fig. 3.6.

Fig. 3.6: Região típica de ruptura do hidrogênio para o Tokamak TCABR.

No capítulo 6, os resultados do modelo que aqui apresentamos serão comparados com os resultados experimentais obtidos para o TCABR.

4 - Sistema de Aquecimento Ôhmico

No capítulo anterior apresentou-se o sistema de limpeza por descarga e pré-ionização bem como um modelo que determina a região de ruptura do gás contido no interior do vaso de um tokamak. Neste capítulo vamos discutir o Sistema de Aquecimento Ôhmico (A.O.), principal responsável pelo aquecimento da coluna de plasma. Além da descrição das principais partes desse sistema e de seu funcionamento, também é proposto um modelo “zero dimensional” para as descargas que será utilizado na simulação da evolução das descargas no TCABR.

4.1 - Descrição do Sistema

Os elementos básicos do Sistema de Aquecimento Ôhmico do TCABR são mostrados no diagrama apresentado na fig. 4.1. O circuito primário do transformador de aquecimento ôhmico é constituído essencialmente por: um banco de capacitores (C_{AO}), a bobina de aquecimento ôhmico (L_t) e um conjunto de resistores representados por $R_B - R_F$ que são inseridos ou retirados do sistema por meio de chaves eletrônicas (ignitrons Ig_2 a Ig_7). Para o circuito secundário do sistema consideramos a coluna de plasma formada por: uma indutância L_p e uma resistência $R_p(t)$. O acoplamento entre o primário e o secundário do circuito é indicado por M .

O funcionamento do Sistema de Aquecimento Ôhmico compreende duas etapas. Na primeira temos a descarga do banco de capacitores C_{AO} sobre a bobina primária L_t do transformador de aquecimento ôhmico (fase A). Na segunda temos a descarga da energia armazenada na bobina sobre os resistores R_B a R_F (fase B e seguintes). A alteração do valor

da resistência para cada uma das fases a partir da segunda é obtida a partir do chaveamento das ignitrons Ig_2 a Ig_7 .

Fig. 4.1: Diagrama que indica o princípio básico de funcionamento do Sistema de A.O. do TCABR.

Na fig. 4.2 apresentamos o esquema do circuito do Sistema de Aquecimento Ôhmico do TCABR a partir do qual foi construído o diagrama da fig. 4.1. Nesse circuito mostramos os componentes principais bem como elementos auxiliares. Os parâmetros principais do sistema encontram-se descritos na tabela 2.3.

Fig 4.2: Circuito simplificado do Sistema de Aquecimento Ôhmico do TCABR onde são mostrados seus componentes principais [Che-79].

Nas condições iniciais do circuito de A.O. temos que todas as “Vacuum switch” (V_{s1} , V_{s2} e V_{s3}) encontram-se fechadas e todas as ignitrons (Ig_1 a Ig_7) encontram-se abertas.

Com base nas duas figuras apresentadas descrevemos as várias fases de uma descarga apontando a participação dos diversos elementos do circuito em cada uma delas:

FASE A:

Nesta fase, a ignitron Ig_1 é acionada e a energia armazenada no banco de capacitores C_{AO} , previamente carregado, é transferida para a bobina. Nesta fase o sistema se comporta como um circuito RLC e a resposta é $\frac{1}{4}$ de ciclo de uma senóide amortecida.

FASE B:

No início desta fase entra em operação o circuito de extinção principal 1 composto pelo banco de capacitores C_2 ($140 \cdot 10^{-6}F \times 9000V$), a ignitron Ig_2 e componentes a eles associados. No início desta fase o banco C_2 é conectado ao circuito pela ignitron Ig_2 que quando acionada gera uma corrente no sentido contrário à corrente de descarga do capacitor $C_{A.O.}$ o que acarreta a abertura da chave V_{S1} . Simultaneamente é acionada automaticamente a ignitron Ig_3 através do diodo D_{13} e da resistência R_{13} , havendo a inversão da polaridade da tensão nos terminais da bobina de A.O. Neste instante é iniciado o processo de descarga da energia armazenada na bobina do Sistema de A.O. através da associação em série das resistências R , R_1 , e R_2 . Esse decaimento da corrente gera um alto campo elétrico toroidal no interior da máquina, podendo ocasionar a ruptura do gás, e também dar início ao crescimento da corrente de plasma.

FASE C:

Nesta fase, a ignitron Ig_4 é acionada, retirando a resistência R_1 do circuito de descarga. Com a redução da resistência há uma diminuição na taxa de decaimento da corrente no primário do circuito e também do campo elétrico toroidal aplicado (tensão de enlace). Esse campo é menor que na fase anterior porém ainda alto em relação à fase seguinte. O plasma está se aquecendo e a resistividade caindo. A corrente de plasma continua crescendo e deverá atingir o início do patamar de corrente no final desta fase.

FASE D:

Quando a corrente de plasma está próxima de seu valor de pico, a ignitron Ig_5 é acionada, colocando os resistores R_2 , R_3 , R_4 em paralelo, sendo que essa associação está em série com R . A corrente no primário do transformador de A.O. cai ainda mais lentamente, colocando a tensão de enlace num valor ainda mais baixo e estável. O início desta fase coincide com o início do patamar de corrente de plasma.

FASE E:

No início desta fase entra em operação o circuito de extinção auxiliar 3 composto pelo banco de capacitores C_7 ($140.10^{-6}\text{F} \times 9000\text{V}$), a ignitron Ig_7 e demais componentes associados. No início desta fase o banco é conectado ao circuito pela ignitron Ig_7 que é acionada, gerando uma corrente de sentido contrário à corrente de descarga que passa através da chave Vs_3 , acarretando na abertura desta. Como consequência, a resistência R_4 é retirada e a nova associação passa a ser formada pelas resistências R_2 e R_3 em paralelo em série com R .

Esta fase forma o estágio intermédio para o patamar da corrente de plasma.

FASE F:

Finalmente, nesta fase entra em operação o circuito de extinção auxiliar 2 composto pelo banco de capacitores C_6 ($180.10^{-6}\text{F} \times 6000\text{V}$), a ignitron Ig_6 e componentes associados. No início desta fase esse banco é conectado ao circuito pela ignitron Ig_6 que é acionada, gerando uma corrente de sentido contrário à corrente que passa pela chave Vs_2 e acarretando a abertura desta. Como consequência, a resistência R_2 é retirada e a nova associação passa a ser formada pelas resistências R_3 em série com R . Esta é a última configuração dos elementos do circuito de descarga do Sistema de Aquecimento Ôhmico e permanece inalterada até a descarga de toda energia armazenada no primário do transformador de aquecimento ôhmico. Esta fase coincide com o final do patamar da corrente de plasma indo até à extinção completa dessa corrente.

Na tabela 4.1, são apresentados os elementos envolvidos no início de cada fase, a associação das resistências envolvidas para cada fase da descarga os intervalo de tempo, e a designação dada ao intervalo de tempo para as fases.

A título de ilustração, representamos na fig. 4.3 os perfis temporais da corrente e tensão na bobina primária do transformador de aquecimento ôhmico. Estes perfis foram obtidos, por simulação, na situação particular de uma descarga sem formação de plasma, a partir de um modelo “zero dimensional” mais geral e que escreveremos no item seguinte. As setas na fig. 4.3 indicam o ponto de disparo das ignitrons e entre os disparos das ignitrons encontra-se assinalada a fase correspondente.

Tabela 4.1: Comutação das Ignitrons e “Vacuum switches”, resistências equivalentes, e intervalo de tempo para cada fase de uma descarga do sistema de A.O.

FASE	Ignitrons e “Vacuum Switches”	Resistência equivalente	Intervalo de tempo
A	Ig ₁ ligada	$R_A = R$	t_0
B	Ig ₂ ligada (Ext. Principal); V _{s1} aberta; Ig ₃ ligada	$R_B = R_1 + R_2 + R$	t_1-t_2
C	Ig ₄ ligada	$R_C = R_2 + R$	t_2-t_3
D	Ig ₅ ligada	$R_D = \frac{\frac{R_4 * R_3}{R_3 + R_4} * R_2}{\frac{R_4 * R_3}{R_4 + R_3} + R_2} + R$	t_3-t_4
E	Ig ₇ ligada (Extinção Auxiliar 2); V _{s3} aberta	$R_E = \frac{R_2 * R_3}{R_2 + R_3} * R_2 + R$	t_4-t_5
F	Ig ₆ ligada (Extinção Auxiliar 1); V _{s2} aberta	$R_F = R_3 + R$	t_5-t_6

Fig. 4.3: Perfil temporal da corrente (linha contínua) que circula na bobina primária do aquecimento ôhmico ($I_t(t)$) e da tensão (linha tracejada) sobre a bobina ($V_{b,A.O.}$), para uma descarga no TCABR sem formação de corrente de plasma.

4.2 - Modelo de descargas ôhmicas no Tokamak TCABR

Neste item é apresentado um modelo que pretende descrever as descargas ôhmicas no TCABR. Com esse objetivo, descrevemos um conjunto de 5 equações diferenciais e discutimos as hipóteses e considerações teóricas associadas ao modelo representado por essas equações. As duas primeiras equações do modelo estão associadas aos circuitos primário e secundário do transformador de aquecimento ôhmico que a seguir descrevemos nos itens a e b, respetivamente.

4.2.1- Equação do circuito primário do transformador de aquecimento ôhmico

Durante a fase de descarga do banco de capacitores C_{AO} sobre a bobina L_t (fase A), a corrente parte de zero e sobe até atingir o seu valor máximo. Durante o processo de transferência de energia, essa tensão vai diminuindo em módulo até atingir o valor nulo (instante em que a corrente no indutor primário é máxima). Para esta fase, vale a equação:

$$\frac{1}{C_{AO}} \int I_t(t) dt + RI_t(t) + L_t \frac{dI_t(t)}{dt} = 0 \quad , \quad (4.1)$$

onde R é a resistência interna da bobina, L_t é a indutância da bobina do primário e I_t é a corrente que circula no circuito primário do transformador de aquecimento ôhmico. Tem-se ainda uma pequena perda de energia que é devida à dissipação, por efeito ôhmico, na resistência interna da bobina do sistema ($R=0,048 \Omega$).

A ruptura do gás no interior do vaso, que pode ocorrer na fase B, é obtida quando o campo elétrico $E=V_{enlace}/2\pi R_o$ é maior que o valor do campo necessário para a ruptura do gás (veja cap. 3) a uma dada pressão.

Uma vez obtida a ruptura do gás, o campo elétrico aplicado a seguir tem por objetivo aumentar a corrente de plasma até esta atingir seu valor de patamar (fase C). Com a aplicação de campos elétricos de menor intensidade nas fases D e seguintes, é mantido o patamar de corrente de plasma. A partir da fase B, e ocorrida a ruptura do gás, temos que considerar a resistência e indutância do plasma em nosso modelo. No circuito primário deve-se considerar não só a resistência e indutância mas também um termo que envolve a corrente de plasma refletida no primário. Nestas condições, a equação associada ao primário do transformador de

aquecimento ôhmico nas fases de B a F é dada por:

$$L_t \frac{d}{dt} I_t(t) - M \frac{d}{dt} I_p(t) + R_t(t) I_t(t) = 0 \quad , \quad (4.2)$$

onde R_t é a resistência do primário para cada fase e M é a indutância mútua entre o primário e o secundário do transformador ôhmico dada por:

$$M = K \sqrt{L_p L_t} \quad , \quad (4.3)$$

e K é o fator de acoplamento do transformador de A.O. A indutância de plasma L_p é dada por [Kal-86]:

$$L_p = 4\pi \cdot 10^{-7} R_o \left[\ln\left(\frac{8R_o}{a}\right) \left(1 + \frac{a^2}{2R_o^2}\right) - \frac{7}{4} + \frac{a^2}{6R_o^2} \right] \quad , \quad (4.4)$$

onde R_o é o raio maior da máquina e a é o raio do plasma.

4.2.2 - Equação do circuito secundário do transformador de aquecimento ôhmico

Para a equação do circuito secundário vamos considerar as situações em que há formação de corrente de plasma e sem formação de corrente de plasma.

Na primeira situação, consideramos que o secundário do transformador de aquecimento ôhmico é formado pela própria corrente de plasma, e descrita pela seguinte equação elétrica do circuito:

$$L_p \frac{d}{dt} I_p(t) - M \frac{d}{dt} I_t(t) + R_p(t) I_p(t) = 0 \quad , \quad (4.6)$$

Na situação em que não exista a ruptura do gás, a tensão induzida num fio elétrico colocado ao redor da máquina é dada por:

$$V_{induzida} = M \frac{dI_t(t)}{dt} \quad , \quad (4.5)$$

Para as restantes três equações do modelo são consideradas as equações de conservação da energia, das cargas elétricas e das partículas neutras. Essas equações são descritas nos itens a seguir.

4.2.3 - Equação da conservação da energia

Para a equação de balanço de energia, vamos considerar inicialmente apenas o efeito ôhmico como fonte de aquecimento e para as perdas consideramos as perdas globais representadas pelo tempo de confinamento de energia. Nessas condições, a conservação da energia é expressa pela equação [Hug-83]:

$$\frac{dE_t}{dt} = I_p^2(t) R_p(t) - \frac{E_t}{\tau_{Ee}}, \quad (4.7)$$

onde E_t é a energia térmica total da coluna do plasma e τ_{Ee} é o tempo de confinamento de energia para os elétrons. O membro esquerdo da equação dá a taxa de variação temporal da energia, $I_p^2 R_p$ é a energia total injetada no plasma por aquecimento ôhmico e E/τ_{Ee} é a taxa de perda de energia para os elétrons.

A energia térmica total (E_t) das partículas contidas num volume V é dada por:

$$E_t = \int_V \mu dV, \quad (4.8)$$

onde μ é a densidade de energia das partículas, dada pela relação:

$$\mu = \frac{3}{2} K_b n_e(t) T_e(t) + \frac{3}{2} K_b n_i(t) T_i(t). \quad (4.9)$$

Nesta relação, K_b é a constante de Boltzman, n_e a densidade de elétrons; n_i é a densidade de íons; T_e é a temperatura eletrônica e T_i é a temperatura iônica.

Para o nosso modelo vamos considerar apenas a contribuição dos elétrons. Para a densidade e temperatura eletrônica vamos considerar perfis radiais parabólicos pois, além de serem simples, aproximam-se dos obtidos experimentalmente. Esses perfis são dados por:

$$\left\{ \begin{array}{l} n_e(r, t) = n_e(0, t) \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \\ T_e(r, t) = T_e(0, t) \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \end{array} \right. \quad , \quad (4.10) \quad (4.11)$$

onde $n_e(0, t)$ e $T_e(0, t)$ são respectivamente a densidade e temperatura eletrônicas de pico no centro da coluna de plasma.

Utilizando-se de uma aproximação cilíndrica para a coluna de plasma obtemos para a energia:

$$E_t = 2R_o K_b \int_0^a \frac{3}{2} n(r, t) T(r, t) 2\pi r dr \quad , \quad (4.12)$$

e substituindo nesta expressão, os perfis definidos em (4.10) e (4.11) obtemos:

$$E_t = 0,313 \cdot 10^{-19} n_e(0, t) T_e(0, t) \quad , \quad (4.13)$$

onde a temperatura é dada em eV.

A partir deste ponto vamos designar densidade e a temperatura de pico no centro da coluna por $n_e(t)$ e $T_e(t)$, respectivamente.

Por fim, substituindo a expressão da energia (4.13) na equação (4.7), obtemos uma equação diferencial envolvendo a temperatura eletrônica:

$$\frac{d}{dt} T_e(t) = \frac{I_p^2(t) R_p(t) - \frac{0,313 \cdot 10^{-19} n_e(t) T_e(t)}{\tau_{Ee}}}{0,313 \cdot 10^{-19} n_e(t)} - \frac{T_e(t)}{n_e(t)} \frac{d}{dt} n_e(t) \quad . \quad (4.14)$$

Esta é a terceira equação do sistema de equações diferenciais que compõem nosso modelo.

4.2.4 Equação da continuidade para as cargas eléctricas

A quarta equação diferencial, que consideramos em nosso modelo, é a equação da conservação para as cargas [Che-84]:

$$\frac{\partial n_e(t)}{\partial t} - D \nabla^2 n_e(t) = n_e(t) \nu_{ion}(t) \quad , \quad (4.15)$$

onde o termo do lado direito da equação corresponde à taxa de criação das partículas através do processo de ionização e o segundo termo do lado esquerdo corresponde à taxa de perda de partículas por difusão.

Considerando um modelo unidimensional e fazendo a aproximação $\frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} \approx -\frac{n_e}{a^2}$, obtemos para a equação da continuidade:

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = n_e(t) \nu_{ion}(t) - D \frac{n_e(t)}{a^2} \quad , \quad (4.16)$$

onde ν_{ion} é dada por [Kul-84]:

$$\nu_{ion} = n_n \langle \sigma V \rangle_{ion} \quad , \quad (4.17)$$

onde n_n é a densidade de partículas neutras e $\langle \sigma.v \rangle_{ion}$ é frequência de ionização dada por [Nrl-90]:

$$\langle \sigma V \rangle_{ion} = \frac{10^{-11}}{6,0 + \frac{T_e(t)}{w_{ion}}} \frac{T_e^{\frac{1}{2}}(t)}{w_{ion}^2} \exp\left[-\frac{w_{ion}}{T_e(t)}\right] \quad . \quad (4.18)$$

Nesta relação w_{ion} é a energia de ionização do átomo de hidrogênio ($w_{ion}=13,6$ eV).

Para a taxa de perdas por difusão, vamos inicialmente calcular o coeficiente de difusão que pode ser escrito como:

$$D = r_L^2 \nu_{colisão} \quad . \quad (4.19)$$

Nessa expressão, o termo $\nu_{colisão}$ é a frequência de colisão dos elétrons no plasma e r_L é o raio de Larmor para os elétrons dado por:

$$r_L = \frac{\overline{v_T}}{w_c} \quad , \quad (4.20)$$

onde $\overline{v_T}$ a velocidade térmica média e $w_c = \frac{eB_T}{m_e}$ é a frequência ciclotrônica.

Considerando agora a expressão da velocidade média térmica dada por [Mit-73]:

$$\overline{v_T} = \left(\frac{9,28 \cdot 10^4}{\pi} \frac{K_b T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad . \quad (4.21)$$

Substituindo-se na expressão (4.19), as expressões (4.20) e (4.21), obtemos o coeficiente de difusão:

$$D = \frac{9,28 \cdot 10^4 K_b T_e(t)}{\pi m_e} \frac{v_{colisão}}{w_c^2} \quad , \quad (4.22)$$

onde m_e é a massa eletrônica, e a frequência de colisão dos elétrons com os íons e elétrons com as partículas neutras é dada por:

$$v_{colisão} = v_{ei} + v_{eo} \quad , \quad (4.23)$$

onde, v_{ei} é a frequência de colisão elétrons-íons dada por [Miy-80]:

$$v_{ei} = \frac{Z_i \ln \Lambda e^{\frac{5}{2}} n_e(t) T_e^{-\frac{3}{2}}(t)}{28,5 \pi^{\frac{1}{2}} \xi_o^2 m_e^{\frac{1}{2}}} \quad , \quad (4.24)$$

onde Z_i é a carga iônica, $\ln \Lambda$ é o logaritmo de Coulomb e ξ_o é a constante de permissividade do vácuo ($\xi_o = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m).

A frequência de colisão elétron-partícula neutra (v_{eo}) é dada por [Nrl-90]:

$$v_{eo} = 2 \cdot 10^{-28} n_n(t) \left(\frac{T_e(t)}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad . \quad (4.25)$$

Substituindo as expressões (4.24) e (4.25) em (4.23), e desta em (4.22) obtemos a expressão para o coeficiente de difusão clássico:

$$D = \frac{1,28 \cdot 10^{-18} T_e(t) [2 \cdot 10^{-28} n_n(t) (\frac{T_e(t)}{m_e})^{\frac{1}{2}} + 2,7110^{-12} \ln A n_e(t) T_e^{-\frac{3}{2}}(t)]}{m_e w_c^2 \pi} \quad .(4.26)$$

Finalmente, substituindo a expressão anterior e também a expressão (4.17) na expressão (4.16) obtemos:

$$\begin{aligned} \frac{dn_e(t)}{dt} = n_e(t) [n_n(t) [\frac{2 \cdot 10^{-13}}{6 + \frac{T_e(t)}{w_{ion}}} \frac{T_e(t)}{w_{ion}} \exp(-\frac{w_{ion}}{T_e(t)})] - \\ - \frac{1,28 \cdot 10^{-18} T_e(t) [2 \cdot 10^{-28} n_n(t) (\frac{T_e(t)}{m_e})^{\frac{1}{2}} + 3,257 \cdot 10^{-11} n_e(t) T_e^{-\frac{3}{2}}(t)]}{\pi m_e w_c^2 a^2}] \quad , \end{aligned} \quad (4.27)$$

que é a quarta equação de nosso modelo.

4.2.5 - Equação da conservação das partículas neutras

Por fim vamos obter a equação da conservação das partículas neutras que será a quinta e última das equações diferenciais de nosso modelo. Nessa equação temos os termos de perdas e de fontes envolvendo as partículas neutras. A densidade de partículas neutras aumenta devido principalmente à injeção externa de gás ou então ao processo de reciclagem das paredes. Durante uma descarga, as paredes do vaso funcionam como fonte de gás, onde o gás adsorvido nas paredes é liberado, ionizando-se e passando a fazer parte da coluna de plasma (processo de reciclagem das paredes). Outra fonte de partículas neutras, considerada em nosso modelo, é a injeção de pulsos de gás por uma fonte externa (Injeção_{ext}). Nessa fonte podemos definir a quantidade, o fluxo e o intervalo de tempo de injeção do gás. Assumindo que o coeficiente de reciclagem é próximo à unidade, isto é, que a taxa de perdas por difusão é igual à taxa de criação de elétrons produzidos por ionização, temos para a conservação de partículas neutras [Kul-84]:

$$\frac{d}{dt} n_n(t) = -n_e(t) (v_{ion} - \frac{D}{a^2}) + Injeção_{ext}(t) \quad , \quad (4.28)$$

onde v_{ion} é dada por (4.17) e D o coeficiente de difusão dado por (4.26).

Esta é a quinta equação do sistema de equações diferenciais que compõem nosso modelo.

4.2.6 – Alguns parâmetros e expressões que fazem parte do sistema de equações final

1) Fator de acoplamento do Sistema de Aquecimento do TCABR.

Substituindo os parâmetros do TCABR, dados na tabela 2.1, na expressão 4.4 obtêm-se $L_p=1,32 \cdot 10^{-6}$ (H). A indutância mútua entre os circuitos, foi calculada para o TCABR através do programa computacional [Eqs], obtendo-se o valor de $M=4,1 \cdot 10^{-5}$ (H). Substituindo os valores de L_p , L_t e M na equação 4.3, obtemos um fator de acoplamento de $K=0,383$.

2) Determinação da densidade inicial de partículas neutras.

Da Lei de gases ideais temos:

$$n_n = \frac{2P_{int}(atm)}{K_b(atm/K)T_{ambiente}(^{\circ}K)} \quad , \quad (4.29)$$

onde P_{int} é a pressão do gás no interior da câmara medida em atmosferas e $T_{ambiente}$ é a temperatura do gás no interior da câmara antes do disparo, que consideramos à temperatura ambiente ($T_{ambiente} \approx 300$ °K). O fator 2 na expressão anterior é devido à molécula de hidrogênio é diatômico nas condições PTN.

Relembramos que, no TCABR, a pressão ($P_{ext.}$) é medida por meio de um de um medidor, tipo “ion-gauge”, colocado na linha de bombeamento (fig. 2.4). Esta deverá ser corrigida por um fator de aproximadamente $\frac{1}{2}$, para o hidrogênio, para se obter o valor real da pressão no interior do vaso.

3) Resistência do plasma.

A resistência do plasma, no patamar de um pulso de corrente de plasma, onde $dI_p/dt \approx 0$, é dada por:

$$R_p = \eta_{//} \frac{l}{A} = \frac{V_{enlace}}{I_p} \quad , \quad (4.30)$$

onde l é o perímetro e A a área da coluna de plasma.

A resistividade paralela de Spitzer $\eta_{//}$ [Che-74] é dada pelo inverso da condutividade entre elétrons e íons:

$$\eta_{//} = \frac{I}{\sigma_{ei}} = 5,2 \cdot 10^{-5} \frac{Z_{ef} \ln \Lambda}{T_e^{\frac{3}{2}} (eV)} \quad , \quad (4.31)$$

onde Z_{ef} é o número atômico efetivo.

Considerando o perfil parabólico para a temperatura (equação 4.11) nessa última expressão e integrado em toda coluna de plasma, obtemos a expressão para a resistência do plasma:

$$R_p(t) = 26 \cdot 10^{-5} \frac{Z_{ef} \ln \Lambda}{T_e^{\frac{3}{2}}(t) (eV) a^2} \quad . \quad (4.32)$$

Esta expressão é introduzida no sistema de equações diferenciais e permite o acoplamento entre as equações do circuito e as de conservação. Permite também obter o perfil da resistência de plasma numa descarga.

4) Tempo de confinamento de energia τ_{Ee} .

O tempo de confinamento de energia dos elétrons, no patamar de corrente de plasma (regime estacionário), é definido pela razão entre a energia total armazenada na coluna de plasma pelos elétrons e a potência total injetada na coluna de plasma [Hug-83].

Existem relações entre os parâmetros da máquina e do plasma, e envolvendo o tempo de confinamento que são obtidas empiricamente a partir de resultados de uma ou várias máquinas, e que permitem fazer estimativas de parâmetros importantes. Essas relações são denominadas de leis de escala. Dentre as diversas leis de escala para o tempo de confinamento de energia dos elétrons, apresentamos duas bastante utilizadas:

a) - Lei de escala do tipo Alcator A [Eji-82]:

$$\tau_{Ee} = 2,5 \cdot 10^{-21} \overline{n_e} a^2 R_o q^{0,75} \quad , \quad (4.33)$$

onde q é o fator de segurança.

b) - Lei de escala de Pfeiffer-Waltz [Pfe-79]:

$$\tau_{Ee} = 5,6 \cdot 10^{-22} \overline{n_e a}^{1,25} R_o^2 \quad . \quad (4.34)$$

Para o TCABR [Cha-84] verifica-se que, considerando-se os valores de projeto e os valores experimentais obtidos em Lausanne, o tempo de confinamento de energia para os elétrons mostra maior compatibilidade com a lei de escala Alcator A, onde tem-se que o tempo de confinamento de energia depende da densidade eletrônica e de fatores geométricos da máquina (a e R_o).

5) Condições iniciais

Para as condições iniciais, no instante de ruptura do hidrogênio e início da corrente de plasma, foram feitas as seguintes considerações:

- a-) a corrente no primário do transformador de Aquecimento Ôhmico é máxima;
- b-) a corrente de plasma (I_p) no instante inicial é nula;
- c-) temperatura eletrônica inicial (T_{eini}) é de 7 eV. Este valor é considerado dentro dos valores previstos para um plasma frio resultante da pré-ionização;
- d-) para a densidade eletrônica inicial (n_{eini}) consideramos um valor de 10% da densidade inicial de partículas neutras.
- e-) para a densidade inicial (n_{nini}) de partículas neutras consideramos o valor obtido a partir da expressão (4.29).

Concluindo, o nosso objetivo no desenvolvimento deste modelo está na compreensão dos principais processos físicos envolvidos nas descargas, assim como na sua utilização como ferramenta para a otimização dos parâmetros ajustáveis do TCABR. Com base nesse modelo foi elaborado um programa que tem como entrada os vários parâmetros fixos da máquina bem como os dados ajustáveis.

O programa é utilizado para simulação de descargas no TCABR e permite a obtenção de perfis temporais importantes, tais como: da corrente no primário do transformador de aquecimento ôhmico, da corrente de plasma, da temperatura eletrônica, da densidade eletrônica e da densidade de partículas neutras.

Os resultados deste programa são apresentados no capítulo 6 deste trabalho, onde é feita a comparação desses resultados com os resultados experimentais obtidos no TCA em Lausanne e no TCABR em nosso laboratório.

Este programa computacional (apêndice A), permite mudanças na configuração dos vários parâmetros da máquina e do plasma, permitindo dessa forma a verificação fácil dos efeitos dessas mudanças nos perfis das descargas. Além disso, o conjunto de equações utilizadas encontra-se assente em princípios gerais da física e por estes motivos a sua aplicação pode ser estendida a outras máquinas.

5 - Sistema Vertical

No capítulo anterior estudámos descargas, em modo Tokamak, no TCABR, envolvendo o Sistema de Aquecimento Ôhmico. Neste capítulo será discutido o sistema responsável pelo controle da posição da coluna de plasma no vaso.

Nas máquinas Tokamak, a coluna de plasma tem a tendência de expandir-se e colidir contra as paredes do vaso. Por esse motivo, precisa-se de um campo magnético na direção vertical, que ao interagir com a corrente de plasma, crie uma força na direção contrária à expansão da coluna de plasma. O sistema responsável pelo posicionamento da coluna de plasma no centro do vaso é o Sistema Vertical.

A força resultante da ação desse campo vertical é dada pelo produto vetorial do campo vertical com a corrente de plasma. Essa força deve equilibrar a força de expansão resultante da diferença entre as pressões cinéticas nas regiões internas e externas da coluna de plasma (fig. 5.1). A condição de equilíbrio MHD (magnetohidrodinâmica) para um plasma ideal (não resistivo) é dada pela seguinte equação [Wes-87]:

$$\vec{\nabla} P = \vec{j}_p \times \vec{B}_{V0} \quad , \quad (5.1)$$

onde P é a pressão cinética, $\vec{j}_p$ densidade de corrente de plasma e $\vec{B}_{V0}$ o campo magnético vertical de equilíbrio.

Fig. 5.1: Corte transversal do Tokamak TCABR onde é representado a disposição das bobinas do Sistema Vertical (L_1 a L_8) e também as forças que atuam na coluna de plasma. As bobinas OH1, OH2, OH3, OH4, E1 e E2 são bobinas auxiliares para minimização do campo de erro (conectadas em série com as bobinas do Sistema de Aquecimento Ôhmico) e S representa a bobina do A.O.

O campo magnético vertical para o equilíbrio da coluna de plasma no centro do vaso (B_{V0}) é dado pela equação de Shafranov [Wes-87]:

$$B_{V0} = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_0} \left[\ln\left(\frac{8R_0}{a}\right) + \Lambda_{Sh} - \frac{1}{2} \right] \quad , \quad (5.2)$$

onde I_p é a corrente de plasma, R_0 é o raio maior do toróide, a é o raio do plasma e Λ_{Sh} é o coeficiente de assimetria do campo poloidal dado por:

$$\Lambda_{Sh} = \frac{l_i}{2} + \beta_p(a) - 1 \quad . \quad (5.3)$$

l_i é a indutância interna da coluna de plasma normalizada por unidade de comprimento dada por:

$$l_i = \frac{\int_0^a \int_0^{2\pi} B_p^2(r) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta}{\pi \cdot a^2 \cdot B_p^2} \quad , \quad (5.4)$$

onde B_p é o campo magnético poloidal na superfície do plasma, $\beta_p(a)$ é a razão entre pressão cinética média e a pressão magnética poloidal na superfície do plasma, dada pela expressão:

$$\beta_p(a) = \frac{2\mu_0 \langle P \rangle}{B_p^2(a)}, \quad (5.5)$$

e $\langle P \rangle$ é a pressão cinética média dada por:

$$\langle P \rangle = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a P(r) \cdot 2\pi r \cdot dr. \quad (5.6)$$

O campo magnético poloidal $B_p(a)$ gerado pela corrente de plasma é dado pela relação seguinte (Lei de Ampère):

$$B_p(a) = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a}. \quad (5.7)$$

Além do campo magnético vertical necessário para o posicionamento da coluna de plasma no centro do vaso, é necessário também que o índice de curvatura dado por:

$$n = -\frac{r}{B_V} \frac{dB_V}{dr}, \quad (5.8)$$

tenha o valor $0 < n < 3/2$, na região do plasma [Muk-71].

A determinação do campo magnético, num ponto do espaço, criado por uma corrente que circula numa espira é utilizada a Lei de Biot-Savart:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{I d\vec{l} \times \vec{R}}{R^3}, \quad (5.9)$$

onde $d\vec{l}$ é o vetor deslocamento infinitesimal ao longo da espira, I é a corrente que passa na espira, R é a distância entre o elemento infinitesimal ($d\vec{l}$) e o ponto onde se pretende calcular o campo magnético.

A partir da configuração das bobinas do Sistema Vertical do TCABR obtivemos uma relação entre o campo vertical no centro do vaso e a corrente vertical, que é dada por:

$$\frac{B_V}{I_V} = 3,508.10^{-5} \left[\frac{T}{A} \right] \quad . \quad (5.10)$$

Substituindo essa expressão em (5.2) obtemos:

$$I_V = \frac{I}{3,508.10^{-5}} \left[\frac{\mu_0 I_P}{4\pi R} \left(\ln \frac{8R}{a} + \beta_P + \frac{l_i}{2} - \frac{3}{2} \right) \right] \quad . \quad (5.11)$$

Atribuindo os valores da máquina (ver tabela 2.1) à expressão anterior e tomando para o coeficiente de assimetria (5.3) um valor típico de $\Lambda_{Sh} \approx 0,3$ [Hof-83], obtemos:

$$I_V \approx 1,4.10^{-2} I_P \quad . \quad (5.12)$$

Desse resultado, concluímos que a corrente do vertical necessária para o posicionamento do plasma no centro do vaso deverá de ser de aproximadamente 1,4% da corrente de plasma.

5.1 Descrição geral do Sistema Vertical no TCABR.

No item anterior fizemos, sucintamente, algumas considerações teóricas associadas ao campo vertical e ao equilíbrio da coluna de plasma. Neste item vamos descrever o funcionamento do Sistema Vertical e mais particularmente o sistema de controle associado ao posicionamento da coluna de plasma no centro do vaso do TCABR.

Vários são os tipos de sistemas de criação do campo vertical utilizados em máquinas Tokamak. Um sistema simples, utiliza apenas a descarga de um banco (ou bancos) de capacitores sobre a bobina vertical, sendo que o sistema é projetado e construído de maneira a se obter um perfil de corrente necessária à criação do campo vertical de equilíbrio. Nesse tipo de sistema não há realimentação (ver por exemplo o sistema associado ao Tokamak TBR-1 [Sil-80]). Em sistemas de controle com realimentação, a corrente na bobina vertical é controlada por circuitos eletrônicos a partir de sinais da posição obtidos por detectores de posição da coluna do plasma. Esse é o tipo de sistema em uso no TCABR [Fon-98, Gal-

98,Kuz-98] e utilizado na segunda fase de operação do TBR-1 [Rin-91]. Nesse tipo de sistema podemos utilizar controles dedicados ou introduzir no elo de realimentação um sistema programável (computador). Existem ainda sistemas de controle pré-programados, onde o sinal de referência para controle da corrente do vertical encontra-se previamente definido antes de cada disparo [Lis-99].

Quanto às características do sistema de controle, suas principais exigências são: estabilidade, resposta rápida, amortecimento e redução dos erros dentro de valores especificados [Oga-82].

Na tabela 2.2 encontram-se resumidos os parâmetros principais deste sistema. Na figura 5.2 temos o esquema geral do Sistema Vertical do TCABR que pode ser dividido em duas grandes partes, um bloco de potência e outro de controle.

Fig. 5.2: Diagrama geral do Sistema Vertical do Tokamak TCABR. A parte A' representa o bloco de potência do Sistema Vertical. As partes B' e C' representam o sistema de controle de posição da coluna de plasma com realimentação.

A parte A' da figura 5.2 representa o bloco de potência associado ao Sistema Vertical onde se encontram representados: o banco de capacitores, os conjuntos de bobinas do vertical, os resistores de controle de corrente, “shunts” resistivos, etc.

As partes B' e C' da fig. 5.2 representam o sistema de controle com malha de realimentação para os ramos 1 e 2 respectivamente. A função do sistema de controle é atuar sobre a corrente que circula nas bobinas do Sistema Vertical. Este procedimento é feito

através da variação das resistências de potência, que estão em série com as bobinas verticais, controlando a corrente e, conseqüentemente, o campo magnético na região do plasma. Os sinais utilizados como entrada para a malha de realimentação do sistema são: tensão nas bobinas verticais (V_b), tensão no terminal da bobina coseno ($U_{\cos}$) e tensão no terminal da bobina seno ($U_{\sin}$).

Nos dois itens que se seguem descrevemos o bloco de potência e o bloco de controle associados ao do Sistema Vertical.

5.1.1- Bloco de potência do Sistema Vertical do TCABR

O bloco de potência do Sistema Vertical do TCABR é formado por: um conjunto de oito bobinas verticais divididas em dois grupos de 4 bobinas cada e representadas por L_{v1} e L_{v2} (fig.5.2-A'), um banco de capacitores eletrolíticos C (5Fx400V) e os conjuntos de resistores ajustáveis (R_{v1} ou R_{v2}). Na figura 5.3 apresentamos o circuito simplificado da parte de potência do Sistema Vertical.

A energia necessária para a geração da corrente nas bobinas do Sistema Vertical é armazenada em um banco de capacitores eletrolíticos de 5 Farads com tensão máxima de 400 Volts. Este banco de capacitores alimenta dois circuitos LR em paralelo, formado por dois grupos de 4 bobinas cada (fig. 5.1), e designados por: L_{v1} (bobinas L_1 , L_2 , L_3 e L_4) e L_{v2} (bobinas L_5 , L_6 , L_7 e L_8). Em cada grupo, as bobinas estão conectadas em série.

Com as bobinas do Sistema Vertical podemos ter três modos de operação: campo vertical, campo horizontal e campo de indução para a pré-ionização e limpeza por descarga (descrito no capítulo 3).

A soma das correntes que circulam nos ramos 1 e 2 (I_{v1} e I_{v2} respectivamente) determinam o campo vertical e a diferença dessas correntes criam a componente horizontal do campo, permitindo assim o controle da posição do plasma horizontal e vertical de forma independente. A corrente em cada um dos ramos (I_{v1} ou I_{v2}) está limitada em 2 kA.

Os dois grupos de resistores variáveis de potência permitem colocar, em cada um dos ramos do circuito, resistências entre 0,0197 Ω e 25 Ω durante a descarga. Fora das descargas a resistência é infinita(circuito em aberto).

Fig. 5.3: Circuito simplificado do bloco de potência do Sistema Vertical onde são mostrados seus componentes principais.

Cada um dos ramos do Sistema Vertical do TCABR tem 120 estágios resistivos e o valor da resistência é obtido pela colocação em paralelo de um certo número dos estágios apresentados na tabela 5.1. A resistência total inserida no circuito em função do número de estágios colocados em paralelo é mostrada graficamente na figura 5.4.

Tabela 5.1: Valores dos resistores de cada estágio resistivo e para cada ramo do Sistema Vertical do TCABR.

Estágios	Valor das resistências (Ω)	Resistência de cada estágio (Ω)
1 a 2	150	25
3 a 37	45	7,5
38 a 44	40	6,67
45 a 51	33	5,5
52 a 58	27	4,5
59 a 65	22	3,67
66 a 71	18	3
72 a 79	15	2,5
80 a 85	12	2
86 a 91	10	1,67
92 a 97	8,5	1,42
98 a 102	7,2	1,2
103 a 112	6,2	1,03
113 a 120	4,7	0,78

Devido ao fato que a resistência total inserida no circuito não ter uma dependência linear com o número de estágios acionados, tem-se que introduzir no elo de realimentação um bloco não linear para compensar essa não linearidade. Por razões de projeto [Kel-81] foram introduzidos no elo de realimentação dois blocos não lineares, hiperbólico e o logarítmico, que operam em duas regiões diferentes.

Fig. 5.4: Resistência total inserida no circuito em função dos estágios resistivos ativados.

A região hiperbólica compreende os estágios (grupos de resistores) de 1 a 37. Na figura 5.5 encontra-se representado o valor da resistência total em função do número de estágios ativados para a região hiperbólica. É também representada e a curva de melhor ajuste para estes valores.

Fig. 5.5: Curva mostrando a dependência da resistência total em função do número de estágios ativados para a região hiperbólica. Mostra-se também a curva de melhor ajuste para os pontos (em vermelho).

A melhor curva (representada a vermelho) ajustada aos valores dos resistores é dada pela relação:

$$R_v(n) = 55.e^{\frac{-n}{1.2}} + 1.5.e^{\frac{-n}{16.5}} \quad , \quad (5.13)$$

onde $R_v(n)$ é a resistência quando os n primeiros estágios são inseridos no circuito.

A região logarítmica compreende os estágios de 38 a 120. Na figura 5.6 encontra-se representado os valores resistivos correspondentes ao número de estágios ativados para a região hiperbólica e a curva de melhor ajuste para estes valores. Para a região logarítmica a melhor curva (representada em vermelho na figura 5.6) é dada por:

$$R_v(n) = -9.10^{-4} + 0.2.e^{\frac{38-n}{35.3}} \quad , \quad (5.14)$$

onde $R_v(n)$ é a resistência equivalente na região logarítmica para número n de estágios ativados.

Fig. 5.6: Curva mostrando a dependência da resistência total em função do número de estágios para a região logarítmica e a curva de melhor ajuste (em vermelho).

Por fim, os diodos de roda-livre (“Freewheel”) D_{FW1} e D_{FW2} , representados na figura 5.3, formam o circuito de proteção e entram em condução quando a tensão sobre o grupo de bobinas (L_{V1} ou L_{V2}) é invertida. Essa situação ocorre nos seguintes casos: quando os estágios resistivos colocam uma impedância infinita nos ramos ou na situação em que o capacitor é totalmente descarregado. Os diodos evitam que se tenha tensões inversas nos bancos de capacitores.

A seguir descreve-se o bloco de controle que é colocado no elo de realimentação do sistema.

5.1.2 - Sistema de controle da posição do plasma

Na figura 5.2, blocos B' e C', encontra-se representado o sistema de controle da posição da coluna de plasma para o TCABR. A função deste sistema é comparar o sinal de referência ($V_{ref.}$), que pretendemos obter na saída do sistema, com o sinal real medido na saída do sistema ($V_{realim.}$) e que está associado à posição do plasma. O resultado desta comparação é o sinal de erro do sistema de controle (veja ponto A do bloco B' da fig. 5.2) que, depois de integrado é aplicado na entrada da placa logarítmica (ponto C do bloco B' da fig. 5.2).

A tensão de enlace (V_{enlace}) é utilizada no TCABR para a formação do sinal de referência ($V_{ref.}$) no sistema de controle do vertical. Ao sinal de tensão de enlace é ainda adicionado um pequeno nível de tensão DC (V_{offset}), de forma a se ajustar a posição desejada da coluna de plasma. Outro sinal que poderia também ser usado para sinal de referência seria a corrente de plasma, mas o perfil da tensão de enlace, em nossos testes, apresentou-se como uma boa escolha como sinal de referência no posicionamento da coluna de plasma. Esse sinal apresenta boa reprodutibilidade além de ser um sinal de fácil obtenção.

Os principais sinais utilizados na realimentação ($V_{realim.}$) do sistema de controle da posição da coluna de plasma são: sinal de tensão das bobinas do vertical (V_b), sinal da bobina cosseno (U_{cos}) e sinal da bobina seno (U_{sen}) integrados. O sinal V_{realim} é dado por:

$$V_{realim.} = K_1.V_b + K_2.\int U_{cos}.dt + K_3.U_{cos} + K_4.\int U_{sen}.dt + V_{espúrios} , \quad (5.15)$$

onde $V_{espúrios}$ é o sinal de tensão produzido pelos campos espúrios, e K_1 , K_2 , K_3 , K_4 são os ganhos ajustáveis de cada sinal.

A seguir discute-se os termos que formam o sinal de realimentação expresso na relação acima.

- Tensão nos terminais das bobinas do vertical (V_b). É o sinal principal da malha de realimentação do sistema de controle.
- Integral do sinal da bobina cosseno. Permite a determinação do deslocamento horizontal do centro da coluna de plasma.
- Sinal direto da bobina cosseno (U_{cos}) - Torna a resposta do sistema mais rápida às mudanças das condições do plasma (termo diferencial no sistema de controle).

- Sinal integrado da bobina seno – Permite determinar a posição vertical da coluna de plasma.
- $V_{\text{espúrios}}$. Este sinal é usado para a compensação dos campos espúrios detectados pelas bobinas magnéticas cosseno e seno. Em particular, este sinal tem origem no acoplamento com o campo magnético gerado pelo Sistema Vertical, o que torna necessária a adição de uma amostra da corrente do vertical (I_v) que permita o desacoplamento do sinal do campo vertical na bobina cosseno.

A realimentação nos dois módulos é feita de maneira idêntica, apenas o sinal da bobina seno é invertida num dos ramos em relação ao sinal de tensão da bobina seno para o outro ramo. Esta diferença permite o controle da posição vertical da coluna de plasma.

Da equação (5.12) vemos que a corrente que circula na bobina vertical necessária ao equilíbrio da coluna de plasma no centro do vaso é proporcional à corrente de plasma, a menos dos parâmetros β_p e I_i . Com uma escolha adequada dos coeficientes (K_1 a K_4) da combinação linear na equação 5.15, o posicionamento da coluna de plasma fica independente de parâmetros não lineares [Kel-80]. Desta forma conclui-se que o termo principal para o sistema de controle da posição horizontal do plasma deve seguir aproximadamente a forma da corrente de plasma.

Na tabela 5.2 tem-se os ganhos para as bobinas de plasma , seno e cosseno utilizadas no Tokamak TCABR.

Tabela 5.2: Características das bobinas magnéticas em uso no sistema de controle do TCABR: corrente de plasma (RPA ou RPB), posição horizontal do centro da coluna de plasma (RCA ou RCB) e posição vertical do centro da coluna de plasma (RSA ou RSB) [Vuo-97].

Bobina	Corrente de plasma (I_p) RPA e RPB	Bobina Cosseno RCA ou RCB	Bobina Seno RSA ou RSB
Constante Característica.	$K_{sA} = 0,0865 \pm 0,0018$ $K_{sB} = 0,0865 \pm 0,0018$ (mVs/KA)	$K_h = 10,38 \pm 0,17$ (μ Vs/KAcm) Sinal nulo= -1,90 cm	$K_v = 14,66 \pm 0,24$ (μ Vs/KAcm) Sinal nulo= -0,93 cm
Relação entre valor medido pelas bobinas. Magnéticas e o valor da grandeza física correspondente.	$I_p = \frac{I}{G.K_s} . V_{int}$ (KA, s ⁻¹ , mVs/KA, mV) $G \approx 200 \text{ s}^{-1}$	$z = \frac{I}{G.K_h} . \frac{V_{int}}{I_p} - 1,9$ (cm, s ⁻¹ , μ Vs/KAcm, μ V, KA) $G \approx 200 \text{ s}^{-1}$	$x = \frac{I}{G.K_v} . \frac{V_{int}}{I_p} - 0,93$ (cm, s ⁻¹ , μ Vs/KAcm, μ V, KA) $G \approx 200 \text{ s}^{-1}$

A seguir são apresentados os módulos de maior interesse no estudo do sistema de controle do vertical são os módulos regulador e logarítmico. A função do modo regulador é determinar o sinal de erro do sistema, formando assim o elemento principal de um controle Proporcional-Integral-Diferencial (P-I-D) [Oga-82]. A função do módulo logarítmico é linearizar o sistema uma vez que a corrente que circula nas bobinas do vertical não é proporcional à tensão de comando (entrada do conversor analógico-digital) pois, conforme já discutimos, a resistência da associação dos resistores varia de forma não linear com a tensão de entrada no conversor analógico digital (fig. 5.4).

A seguir descreve-se cada um destes módulos.

5.1.2.1 Placa reguladora

Os sinais principais na entrada da placa reguladora são: a tensão de referência ($V_{ref.}$) formado a partir da soma da amostra da tensão de enlace com um nível de tensão constante, e o sinal vindo da malha de realimentação ($V_{realim.}$) dado pela equação 5.15. Na figura 5.7 encontra-se representada a placa reguladora.

Fig. 5.7: Diagrama de blocos da placa reguladora.

No ponto A tem-se a diferença dos sinais de referência e de realimentação obtendo-se, assim, o valor do erro do sistema de controle do vertical. No ponto B tem-se o sinal de erro integrado. O valor da tensão de saída da placa reguladora (V_{sr}) é:

$$V_{sr} = \frac{1}{R_r \cdot C_r} \int (V_{ref} - V_{realim}) \cdot dt \quad , \quad (5.16)$$

onde, para o circuito do TCABR, $R_r = 39 \cdot 10^3 \, \Omega$ e $C_r = 47 \cdot 10^{-9} \, F$. O sinal de saída do modulo regulador é aplicado na entrada do modulo logarítmico (ponto C, fig. 5.2). Se esse sinal for $\leq 0,6 \, V$ todos os estágios ficam ao corte, impedindo desta forma a circulação de corrente

nas bobinas do Sistema Vertical. Para $V_{sr} > 0,6$ V os estágios serão comutados de acordo com estudo a apresentar no próximo item.

5.1.2.2 Placa logarítmica

Na figura 5.8 apresenta-se o diagrama de blocos do módulo logarítmico. Os sinais de entrada dessa placa são: a tensão de saída da placa reguladora V_{sr} e a corrente nas bobinas do Sistema Vertical ($I_v/250$). O sinal de saída da placa logarítmica pode variar entre 0 Volts e 2,5 Volts. Com esta excursão é possível comandar todos 120 estágios dos resistores de potência. O sinal de corrente para cada um dos conjuntos de bobinas verticais ($I_v/250$) é obtido a partir de um “shunt” resistivo de $0,1 \text{ m}\Omega$.

Fig. 5.8: Diagrama de blocos da placa logarítmica.

Os sinais de corrente i_1 e i_2 na entrada da placa logarítmica estão relacionados pela seguinte equação:

$$V_d = 2\log_{10} \frac{i_1}{i_2} \quad (\text{V}), \quad (5.17)$$

onde i_1 é dado por:

$$i_1 = \frac{V_{sr}}{R_R}, \quad (5.18)$$

onde $R_R = 2,7 \cdot 10^3 \Omega$.

A amostra do sinal de corrente nas bobinas do vertical (i_2) é dada pela relação:

$$i_2 = \frac{I_V}{250} \frac{1}{R_i} \quad , \quad (5.19)$$

onde $R_i = 2,7 \cdot 10^3 \Omega$.

A linearização do sinal é feita pelos módulos hiperbólico e logarítmico. A operação do sistema numa ou noutra região depende do nível do sinal V_d . As funções de transferência bem como a delimitação de cada região para são dadas por:

$$\begin{cases} V_{ch} = 10^{-\frac{1}{2}V_d+1} & \text{para } V_d > 0 \text{ [região hiperbólica (0 < n < 38)]} \end{cases} \quad , \quad (5.20)$$

$$\begin{cases} V_{cl} = -4,9V_d \quad , & \text{para } V_d < 0 \text{ [região logarítmica (38 ≤ n ≤ 120)]} \end{cases} \quad (5.21)$$

A excursão da tensão de saída de cada um dos ramos está entre 0 V e 10 V. Na situação em que $V_d < 0$, o ramo hiperbólico fica saturado ($V_{H, Saturado} = 10$ Volts). A tensão de entrada (V_c) do ADC (conversor analógico-digital) é obtida pela soma das saídas dos ramos hiperbólico (eq. 5.20) e logaritmo (5.21) e multiplicadas cada uma delas pelos valores de $K_H = 0,077$ e $K_L = 0,2$ (fig. 5.8) respetivamente. Estas constantes (K_H e K_L) são ajustadas de modo a que a tensão de entrada no ADC ($0 < V_c \leq 2,5$ V) permita comutar todos os 120 estágios resistivos ($1 \leq n \leq 120$). A partir das considerações acima, temos que a tensão de saída do módulo logarítmico V_c (que é a tensão de entrada no ADC) em função dos sinais de entrada desse módulo (V_{sr}) e I_V é dada pelas relações:

$$V_c = \begin{cases} 0,77 * \frac{I_V}{V_{sr}} & v_d > 0 \text{ [região Hiperbólica (0 < n < 38)]} \end{cases} \quad , \quad (5.22)$$

$$\begin{cases} 0,77 - 1,96 \cdot \log(250 \cdot \frac{V_{sr}}{I_V}) & v_d < 0 \text{ [região Logarítmica (38 ≤ n ≤ 120)]} \end{cases} \quad . \quad (5.23)$$

O número de resistores ativados (n) em função da tensão de entrada do ADC é dado por:

$$n = 48 \cdot V_C \quad . \quad (5.24)$$

O sinal V_C é digitalizado a partir de um conversor analógico-digital de 8 bits e a seguir decodificado por um decodificador de 8 bits. O sinal decodificado comanda cada um dos estágios de resistores. O diagrama simplificado do circuito responsável pela comutação de cada estágio resistivo é apresentado na figura 5.9.

Fig. 5.9: Diagrama de blocos do circuito de ativação de um estágio resistivo.

A ativação de um estágio resistivo é feito a partir de um circuito de comando ("drive") (figura 5.9), que comanda simultaneamente seis resistências de igual valor e a resistência equivalente é colocada em série com as bobinas verticais do ramo. O valor dos resistores para cada estágio está apresentado na tabela 5.1.

A seguir apresenta-se uma série de perfis temporais de sinais importantes do Sistema Vertical do TCABR por nós obtidos durante os testes que realizamos [Fon-98]. Nestes testes o sinal de referência ($V_{ref.}$) usado é obtido a partir de um gerador de funções com um perfil parecido com o da tensão de enlace (figura 5.10-a). Na figura 5.10-b temos o sinal de tensão aos terminais da bobina vertical. Uma amostra deste sinal é utilizado para a malha de realimentação (eq. 5.15, com $K_1=1/60$). Nestes testes, como não há formação de plasma, não consideramos os sinais das bobinas cosseno e seno ($K_2=K_3=K_4=0$ na eq. 5.15). A tensão inicial do banco de capacitores do Sistema Vertical foi de 144 V. O sinal de erro do sistema de controle do vertical (fig. 5.10-c) é obtido pela diferença entre os sinais de $V_{ref.}$ e $V_{realim.}$. Nas figuras 5.10-d e 5.10-e mostram-se, respectivamente, o sinal de erro integrado e o perfil de corrente no ramo 1 do Sistema Vertical.

Fig. 5.10: Perfis temporais obtidos no Sistema Vertical do TCABR para uma tensão inicial no banco do vertical de 144 V: a) V_{ref} – sinal de referência obtido a partir de um gerador de sinais b) tensão aos terminais de um dos ramos do Sistema Vertical (V_{realim}) c) sinal de erro do sistema de controle e) V_{sr} – tensão na saída do módulo regulador f) corrente no ramo 1 do sistema vertical.

Na figura 5.11-a, é mostrado o perfil temporal medido para V_d e em 5.11-b mostra-se o perfil calculado a partir da eq. 5.21. Como $V_d < 0$, o perfil temporal no ramo hiperbólico encontra-se saturado em torno de 10 V. Em 5.11-c mostra-se o perfil medido à saída do ramo logarítmico e em 5.11-d encontra-se representado o perfil calculado a partir da eq. 5.21. Por fim, na figura 5.11-e é mostrado o perfil da tensão à saída do ramo logaritmo e em 5.11-f é mostrado o mesmo perfil calculado a partir da equação 5.21 e do perfil de V_d obtido experimentalmente. (fig. 5.11-a).

Fig. 5.11: Perfis temporais obtidos durante os testes da placa logarítmica: a) perfil da tensão V_d (em vermelho); b) Mesmo perfil obtido a partir da eq. 5.17 (em preto) c) tensão à saída do ramo hiperbólico e comparação com o resultado obtido a partir da condição de saturação para $v_d < 0$ e) tensão à saída do ramo logaritmo (em vermelho) f) perfil obtido a partir da eq. 5.21 e do perfil experimental de V_d .

Na figura 5.12-a é mostrada a tensão medida na de entrada do ADC e na fig. 5.12-b mostramos o mesmo perfil, mas agora obtido a partir das eq. 5.22 ou 5.23. Na figura 5.12-c tem-se o perfil para a resistência colocada num dos ramos do Sistema Vertical obtido a partir das equações 5.13 e 5.14. Por fim, na figura 5.12-d é mostrado o número de estágios ativados, calculado a partir da tensão de entrada medida na entrada do ADC e da eq. 5.24.

Fig. 5.12: Perfis temporais obtidos para: a) Tensão entrada do ADC; b) mesmo valor calculado a partir das equações 5.22 ou 5.23; c) resistência colocada no sistema calculada a partir das equações 5.13, 5.14 e 5.24 d) o número correspondente de estágios ativados calculados a partir da eq. 5.24 e do perfil dado na figura 5.11-f.

Verificamos que os perfis medidos durante os testes apresentam uma boa compatibilidade com os valores obtidos a partir das equações.

No capítulo 6, é feita uma análise deste sistema no controle de um pulso real obtido no TCABR e também estudos a respeito da intensidade e configuração do campo magnético gerado pelo Sistema Vertical na região do plasma.

6- Resultados e discussão

Neste capítulo são apresentados e discutidos os resultados experimentais, obtidos com os vários sistemas do TCABR, bem como os resultados das simulações obtidos a partir dos modelos que examinamos nos capítulos anteriores. Inicialmente discute-se as condições de ruptura do hidrogênio no TCABR com base no modelo exposto no capítulo 3. A seguir são apresentados os resultados obtidos com o Sistema Vertical, bem como um mapeamento da intensidade e do índice de curvatura do campo vertical na região do plasma. Por fim, são analisados os resultados obtidos com o modelo desenvolvido no capítulo 4, onde apresentamos simulações para descargas no TCABR para várias condições da máquina. Os resultados obtidos com esse modelo são comparados com os obtidos experimentalmente com descargas recentes do TCABR e com descargas obtidas no TCA em Lausanne.

6.1 – Condições de ruptura e formação da corrente de plasma no TCABR

Neste item vamos comparar as curvas limites que determinam a região de ruptura do hidrogênio, obtidas a partir do modelo exposto no capítulo 3 e aplicado ao TCABR, com os resultados experimentais obtidos na máquina.

O resultado experimental mais importante relacionado com a ruptura do gás em um Tokamak é a curva de ruptura (ou curva de “breakdown”). A importância da obtenção dessa curva está em delimitar-se a região, envolvendo a pressão e campo elétrico, onde pode ocorrer a ruptura do gás e dar-se início à formação da corrente de plasma. Os fatores principais que determinam esse processo são o campo elétrico aplicado ao gás e a pressão. Outros fatores

como campo magnético toroidal, campos de erro e grau de ionização inicial também interferem no processo.

Para a obtenção experimental da curva de ruptura varremos, numa certa região, a pressão de preenchimento e o campo elétrico (ou a tensão de enlace), e deste modo determinamos os pontos onde a ruptura ocorre. A variação da tensão de enlace é feita a partir da variação da tensão no banco principal do Sistema de Aquecimento Ôhmico.

Nos experimentos de ruptura do gás, bem como nas descargas em modo tokamak, o campo magnético toroidal utilizado foi de $\approx 1,1$ T obtido a partir de uma corrente nas bobinas toroidais de ≈ 46 kA. A corrente foi determinada a partir da tensão nos terminais de um “shunt” resistivo, de valor $6\mu\Omega$, e colocado em série com a bobina toroidal. Na fig. 6.1 mostra-se um perfil temporal típico da corrente na bobina toroidal, durante um pulso em modo Tokamak, onde pode-se ver que o tempo de subida é de cerca de 2s e que o patamar tem cerca de 1,8s de duração.

Fig. 6.1: Corrente na bobina do Sistema Toroidal do TCABR.

O ponto A da figura anterior, indica o instante em que a bobina toroidal é energizada. No intervalo de tempo entre B e C (≈ 150 ms) dá-se a descarga do Sistema de Aquecimento Ôhmico com a conseqüente formação da corrente de plasma (regime de operação Tokamak). No instante D é desligada a alimentação das bobinas do toroidal e tem-se um decaimento exponencial da corrente.

O valor do campo elétrico é obtido pelo quociente entre a tensão induzida sobre um fio colocado ao redor do vaso e o perímetro desse mesmo fio ($2\pi 0,83=5,22$ m). O valor da

pressão, que apresentamos na curva de ruptura, é o medido no interior do vaso e seu ajuste é feito manualmente através do controle manual de uma válvula de injeção de gás tipo agulha.

Na fig. 6.2 são apresentados os sinais de corrente de plasma e tensão de enlace numa situação em que a pressão no vaso é de $6,6 \cdot 10^{-5}$ mbar. Podemos observar a existência de um tempo de atraso ($t_{atr} \approx 0,45$ ms) entre a aplicação do campo elétrico e o início da corrente de plasma. Este tempo de atraso apresenta um valor aproximadamente constante para toda a região de ruptura do gás.

Fig. 6.2: Início da corrente de plasma depois da aplicação do campo elétrico para uma pressão de $6,6 \cdot 10^{-5}$ mbar.

Uma indicação da densidade inicial de elétrons existente dentro do vaso antes da ruptura é dada pela constante A. Este valor pode ser estimado experimentalmente utilizando a expressão 3.3 e desprezando a taxa de perdas β . Obtém-se assim o limite superior para o valor de A:

$$A \approx t_{cr} v_{ion} \quad , \quad (6.1)$$

onde t_{cr} é o tempo crítico e v_{ion} é a taxa de ionização. Substituindo as expressões 3.3 e 3.6 na expressão 6.1 obtemos:

$$A \approx 3,46 \cdot 10^3 t_{atr} f\left(\frac{E}{p}\right) E \quad , \quad (6.2)$$

Uma estimativa mais direta de A pode ser obtida fazendo a integral da curva da variação do campo elétrico em função do tempo, considerando os limites de integração desde o início da aplicação do campo elétrico e o aparecimento da corrente de plasma, ao invés de assumir-se um valor constante para o campo elétrico. Nessa situação o valor de A é dado por:

$$A = 3,4 \cdot 10^3 f\left(\frac{E}{p}\right) \int_0^{t_{atr}} E dt \quad (6.3)$$

Uma outra forma de estimar o valor de A é partindo da própria definição do parâmetro dado pela equação 3.26. Como não é possível medir de momento o valor da densidade inicial de elétrons livres, podemos fazer variar o seu valor entre 1 e 10^{14} elétrons/m³, obtendo-se desta forma um intervalo para os possíveis valores de A. Conforme pode ser visto pela fig. 6.3, o valor de A encontra-se entre 8 e 41. Para os nossos cálculos, pressupomos que o valor de densidade eletrônica inicial esteja em torno de 10^{13} elétrons/m³, fazendo corresponder a A o valor de 10,9.

Fig. 6.3: Dependência do parâmetro A com a densidade eletrônica inicial.

Na fig. 6.4 são representados os limites teóricos da região de ruptura do hidrogênio para o TCABR, conforme discutimos no capítulo 3, e a curva de ruptura obtida experimentalmente.

Fig. 6.4: Representação das curvas teóricas para o TCABR expressas pelo modelo apresentado no cap. 3. Na curva (A) tem-se o efeito da deriva toroidal, na curva (C) o efeito da efetivação de campo elétrico, a curva (D) representa uma curva limite de ruptura para pressões elevadas. O efeito dos campos espúrios é mostrado na curva (E). A curva experimental de ruptura do hidrogênio obtida no TCABR é representada por (B). Entre parêntesis encontram-se os valores de E/p para cada ponto experimental da curva de ruptura.

A curva experimental de ruptura para o TCABR (curva B da fig. 6.4) foi obtida pelo procedimento experimental descrito acima e as curvas teóricas foram obtidas a partir do modelo apresentado no capítulo 3, onde foram utilizados os parâmetros do TCABR. A seguir são discutidos os restantes parâmetros utilizados nas equações limites de ruptura do gás.

Junto aos pontos experimentais mostrados na fig. 6.4 encontram-se representados, entre parêntesis, os valores da razão E/p . Podemos observar que os valores de E/p , para o TCABR, encontram-se entre $2,9 \cdot 10^7$ e $5,9 \cdot 10^8$ (V.m⁻¹.bar⁻¹). Até onde sabemos não estão disponíveis dados de α/p para $E/p > 76,7 \cdot 10^6$ (V.m⁻¹.bar⁻¹) o que nos obrigou a extrapolar a curva dada na fig. 3.4. Da extrapolação feita obtemos o valor de $\alpha/p \approx 2,5 \cdot 10^6$ (m⁻¹.bar⁻¹). para um valor de $E/p \approx 6 \cdot 10^8$.

Substituindo os valores de $A=10,9$, $\alpha/p=2,5.10^6$ e os parâmetros do TCABR na equação 3.27 obtemos a curva limite de ruptura para o hidrogênio e representada por A da fig. 6.4.

A curva C da fig. 6.4, foi obtida substituindo-se os valores de α/p e A, acima referidos, na expressão 3.30. Consideramos um tempo de efetivação do campo elétrico τ_E no plasma de 0,15 ms.

A curva D da fig. 6.4 é a curva limite de ruptura para pressões altas. O valor de α estimado para essa região foi de $7,2.10^{-2}$. Substituindo os valores de A, τ_E e α , estimados anteriormente, na expressão 3.31 obtemos a curva D da fig. 6.4.

Finalmente para a curva E da fig. 6.4, consideramos a equação 3.29 e consideramos um campo de erro de 4 gauss, obtido experimentalmente.

Em conclusão, para a região de baixas pressões utilizamos um valor para $f(E/p)$, que até onde sabemos, não consta da literatura, mas foi obtido a partir de uma extrapolação dos dados existentes. Outra questão foi a determinação do valor de A (parâmetro que estima a densidade eletrônica inicial). Em nossos cálculos partimos da própria definição de A e com isso conseguimos um ajuste razoável para a curva associada a deriva toroidal (fig. 6.4, curva A).

Verificamos, pelos resultados, que existe uma boa concordância entre os resultados experimentais e os previstos pelo modelo e que este pode ser utilizado como instrumento para se verificar os efeitos de diversos fatores nas condições de ruptura do gás na máquina.

6.2 – Resultados do Sistema Vertical no controle de um pulso de plasma

Neste item é analisado o funcionamento do Sistema Vertical, e de seu efeito no controle da posição de um pulso de corrente de plasma obtido no TCABR, fazendo uso da descrição feita no capítulo 5. No pulso que aqui utilizaremos (fig. 6.5), a corrente de plasma foi obtida a partir de uma tensão inicial no banco principal do Sistema de Aquecimento Ôhmico de 3,4 kV, uma tensão inicial no banco vertical de 160 V e uma pressão no interior do vaso de $1,4.10^{-4}$ mbar. Neste disparo, o início da corrente vertical foi sincronizada com o disparo das ignitrons I_2 e I_3 do Sistema de Aquecimento Ôhmico (cap. 4).

Na fig. 6.6.a encontra-se representado o perfil da corrente média (média das correntes que passam nos dois ramos, representados nas fig. 6.5.c e 6.5.d) Sistema Vertical (linha contínua vermelha) e o perfil da componente vertical do campo magnético criado por essa corrente e calculado a partir da expressão 5.10 (linha tracejada azul). A diferença das correntes nos dois ramos do Sistema Vertical, representada na fig. 6.6.b, cria um campo horizontal que é responsável pelo posicionamento vertical da coluna de plasma.

Fig. 6.5: Representação dos perfis temporais para o pulso 253. a) corrente de plasma; b) tensão de enlace; c) corrente no ramo 1 do Sistema Vertical (I_{v1}); d) corrente no ramo 2 do Sistema Vertical (I_{v2}); e) tensão de comando na entrada do ADC f) Sinal de H_{α} em unidades arbitrárias g) tensão aos terminais da bobina cosseno integrado; h) tensão aos terminais da bobina seno integrado.

Fig. 6.6: Perfis temporais no TCABR para uma tensão inicial no banco do sistema vertical de 160 V: a) corrente total no sistema vertical e respectivo campo magnético vertical criado pela corrente média que circula nos dois ramos do sistema vertical; b) diferença entre as correntes dos dois ramos.

Na fig. 6.6.a, vemos que o campo magnético de $\approx 0,05$ Tesla é suficiente para posicionar uma corrente de plasma de ≈ 90 kA (fig. 6.5.a) no patamar da descarga.

A corrente nas bobinas do Sistema Vertical necessária para o posicionamento da coluna de plasma no centro do vaso deve ter a mesma forma do perfil da corrente de plasma, e o seu valor é de $\approx 1,4\%$ da corrente de plasma, conforme discutimos no capítulo 5. Pela fig. 6.7 podemos constatar experimentalmente esse valor na região do patamar da descarga. Observa-se ainda um maior valor do quociente de I_v/I_p na fase inicial do plasma, o que pode indicar uma “busca do equilíbrio” ou efeitos de um aumento de β_p e/ou I_i nessa fase.

Fig. 6.7: Perfil temporal de I_v/I_p .

Vamos agora analisar a posição horizontal e vertical do centro da coluna de plasma obtida a partir do sinal de tensão integrado aos terminais das bobinas cosseno e seno, respectivamente. O sinal em tensão nos terminais de cada bobina, cosseno ou seno, é previamente integrado a partir de um integrador de ganho $\approx 200 \text{ s}^{-1}$ e o valor da posição do

centro da coluna de plasma é deduzida a partir das relações mostradas na tabela 5.2. Na fig. 6.8 encontra-se representado o deslocamento da coluna de plasma relativamente ao centro do vaso, segundo a direção horizontal (6.8.a) e vertical (6.8.b).

Pela fig. 6.8 podemos observar que o sinal de posição da coluna de plasma é bastante instável desde a fase inicial de formação do plasma até atingir o patamar de corrente. Uma vez atingido o patamar ($t \approx 18$ ms), a posição da coluna de plasma mantém-se em posição praticamente estável até ao final do pulso de plasma. Na fig. 6.9.a apresenta-se o perfil temporal da distância do centro da coluna de plasma ao centro do vaso, e em 6.9.b são apresentados os perfis da distância do centro da coluna de plasma e da corrente de plasma para os instantes iniciais.

Fig. 6.8: Deslocamento da coluna de plasma em relação ao centro do vaso segundo as direções horizontal (a) e vertical (b). Consideramos a direção horizontal apontando para fora e a direção positiva vertical apontando para cima (direção positiva do eixo do ZZ').

Fig. 6.9: a) Distância do centro da coluna de plasma ao centro do vaso Δr em função do tempo. b) mesmo perfil para os primeiros 6 ms da descarga.

No início da formação do plasma (fig. 6.9.b, de 0,2 ms a 0,5 ms), observamos deslocamentos rápidos do centro da coluna de plasma. A partir do instante 0,5 ms a corrente de plasma começa a subir rapidamente, dando-se o início à formação da coluna de plasma. No instante $t \approx 1,8$ ms a corrente atinge um valor ≈ 20 kA e em seguida observa-se uma queda

brusca da corrente sem que a coluna de plasma esteja próxima da periferia do vaso. Neste mesmo instante vemos que há uma variação brusca do campo elétrico aplicado à coluna de plasma. Uma observação de um dos pulsos onde se estudou a ruptura do gás (fig. 6.2) mostra também este fenômeno e deve-se lembrar que, naquela situação, não existia campo vertical de equilíbrio. Em nosso caso, a possível explicação encontrada para este fenômeno é que o campo vertical aplicado não está suficientemente ajustado de modo a estabilizar a coluna de plasma no instante em que o campo elétrico muda tão bruscamente. Entre os instantes $t \approx 1,8$ ms e $t \approx 4$ ms, observa-se uma estabilização da corrente de plasma associada ao movimento da coluna de plasma para a periferia e parece ser este o motivo que restringe o crescimento da corrente de plasma. Após o instante $t \approx 4$ ms a coluna de plasma vai-se aproximando do centro do vaso e a corrente de plasma cresce rapidamente até atingir o patamar de corrente (fig. 6.5.a). Verificamos que o posicionamento da coluna fica estável a partir do instante em que a corrente de plasma atinge o patamar, sendo que a distância do centro da coluna ao centro do vaso é de ≈ 2 cm.

A partir dos perfis de deslocamento segundo a direção horizontal (fig. 6.8.a) e vertical (fig. 6.8.b) podemos construir o trajeto do centro da coluna de corrente de plasma numa seção transversal do vaso, e apresentado nas figs 6.10 a e 6.10.b. Através da análise da trajetória e dos instantes assinalados entre parêntesis na fig. 6.10.a, verificamos o movimento rápido de posição do centro da plasma na fase inicial da descarga até atingir o patamar da corrente de plasma ($t=0$ ms até $t \approx 18$ ms). Durante a fase de patamar de corrente de plasma, a coluna fica localizada em torno da posição $\Delta X \approx -2$ cm; $\Delta Z \approx -0,5$ cm.

Fig. 6.10: a) Percurso do centro de corrente da coluna de plasma. Entre parêntesis é apresentado os instantes em que a coluna de plasma ocupa uma determinada posição horizontal e vertical em relação ao centro do vaso. b) mostra o percurso do centro de corrente de plasma dentro do vaso.

A partir dos resultados representados nas figs 6.8 a 6.10 podemos concluir que é possível fazer uma avaliação simples da posição da coluna de plasma e com essa análise fazer os ajustes necessários nos Sistemas Vertical e Aquecimento Ôhmico de forma a se obter uma centralização da coluna de plasma.

Para finalizar nossa discussão a respeito do Sistema Vertical do TCABR apresentamos, a seguir, alguns aspectos que consideramos importantes a respeito da intensidade e configuração do campo magnético vertical gerado na região do plasma.

6.3 –Campos magnéticos produzidos pelas bobinas do Sistema Vertical

A configuração do campo magnético, gerado pelas correntes que percorrem as bobinas do Sistema Vertical, permite a estabilização da coluna de plasma no centro do vaso. Na análise do equilíbrio e controle da posição da coluna de plasma é também importante o mapeamento das linhas de força do campo magnético vertical e do índice de curvatura do campo magnético.

As linhas de força do campo magnético num plano transversal r-z (r na direção radial e z na direção vertical) geradas pelas correntes que circulam no Sistema Vertical são dadas a partir da condição $dz/B_z = dr/B_r$, onde dz e dr são os deslocamentos infinitesimais e B_z e B_r são as intensidades dos campos magnéticos, segundo as direções vertical (z) e radial (r) respetivamente. Dessa relação e também da relação entre o campo magnético e o potencial vetor, $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ em coordenadas cilíndricas, obtemos a condição para as linhas de força, $r.A_\phi = \text{constante}$. O mapeamento do campo é feito a partir do potencial vetor A_ϕ (direção toroidal) para uma espira circular [Sha-75]:

$$A_\phi = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left(\frac{a_{\text{espira}}}{r} \right)^2 \left[\left(\frac{2}{k} - k \right) K(k) - \frac{2}{k} E(k) \right], \quad (6.4)$$

onde a_{espira} é o raio da espira, I é a corrente que circula pela espira, r é a distância do elemento de espira ao ponto onde se pretende calcular o campo magnético, K(k) e E(k) são os integrais elípticas de primeira e segunda ordem respectivamente [Abr-64] e

$$k = \sqrt{\frac{4ra_{\text{espira}}}{(z-z_o)^2 + (r+a_{\text{espira}})^2}}. \text{ Os raios, posições e número de espiras de cada uma das 8}$$

bobinas do Sistema Vertical são apresentados na tabela 6.1.

Na fig. 6.11 (lado esquerdo) são mostradas as linhas de força geradas pelo Sistema Vertical do TCABR, calculadas num plano transversal, para uma corrente de 1300A circulando por todas as espiras da bobina vertical. O valor dessas linhas encontram-se entre -7.10^{-5} e $\approx 3,7.10^{-4}$ para a região do plasma. A curvatura das linhas de campo magnético, apresenta a forma côncava e voltada para o centro da máquina, assegurando desta forma a estabilidade da coluna de plasma para movimentos verticais, conforme discutimos no início deste capítulo. Na mesma figura, é apresentada alguns valores discretos da componente vertical do campo magnético numa reta vertical que passa pelo centro do vaso. A razão entre a componente vertical do campo, no centro do vaso, e a corrente (1.300A para a situação da figura) que circula nas bobinas é de $\approx 3,5.10^{-5}$ [T/A], como mostra a equação 5.10. Este valor por nós calculado, encontra-se bastante próximo do valor $3,6.10^{-5}$ de projeto para o TCA [Hof-83].

No lado direito da fig. 6.11 podemos observar as curvas de nível de $|\mathbf{B}|=\text{constante}$ para uma corrente de 1300A nas espiras.

Tabela 6.1: Características principais das bobinas do Sistema Vertical.

Designação da bobina	Raio médio da bobina (m)	Posição vertical do centro da bobina (m)	Número de espiras para cada bobina
L1	0,3335	0,05	10
L2	0,8495	-0,333	10
L3	0,9335	0,135	10
L4	0,3335	0,144	10
L5	0,335	-0,144	10
L6	0,9335	0,135	10
L7	0,8495	0,333	10
L8	0,3335	-0,05	10

Na fig. 6.12 encontra-se representado o índice de curvatura do campo magnético (n), para uma corrente igual nos dois ramos do Sistema Vertical calculado a partir da equação 5.8. Podemos observar que $0 < n < 3/2$, praticamente em toda a região do plasma e que desta forma fica cumprida a condição de estabilidade da coluna de plasma para deslocamentos verticais [Muk-71]. No centro do vaso e para correntes iguais nos dois ramos, obtivemos o valor de $n \approx 0,5$, bastante próximo do valor de projeto de 0,45 [Hof-83].

Na fig. 6.13 podemos observar a dependência do índice de curvatura com a diferença dos valores das correntes dos dois ramos do Sistema Vertical. São ilustrados os casos em que a diferença de correntes entre os dois ramos é de 130 A ($\approx 10\%$ de diferença), diferença máxima esperada durante o funcionamento do sistema.

Fig. 6.11: No lado esquerdo, encontra-se representadas linhas de força para campo magnético vertical, para alguns valores de constante entre $-1,4.10^{-4}$ e $4,7.10^{-4}$. Os valores da componente vertical do campo magnético para um eixo vertical que passe no centro do vaso são (representação na figura à esquerda): a) - 474 b) - 440 c) - 327 d) - 180 e) - 108 f) - 73 (valores em Gauss). No lado direito da figura encontram-se as curvas de nível para o módulo do campo magnético constante (valores apresentados em Gauss). Considerou-se uma corrente de 1300 Ampères em cada ramo do sistema vertical. As bobinas do Sistema Vertical encontram-se representadas por L_1 a L_8 .

Fig. 6.12: Índice de curvatura do campo vertical na região do plasma do TCABR para correntes iguais nos dois ramos do Sistema Vertical.

Fig. 6.13: Índice de curvatura para os casos: $I_{v1} < I_{v2}$ (azul: traço-ponto), $I_{v1}=I_{v2}$ (preto: contínuo) e $I_{v1}>I_{v2}$ (verde: traço-traço). A diferença de corrente entre os dois ramos está entre +10% e -10%.

Os mapeamentos mostrados foram obtidos a partir de simulações feitas com um programa (ver apêndice B) especialmente desenvolvido para este trabalho. O programa foi construído em MATHCAD. Os resultados apresentados indicam que o TCABR está operando, no que diz respeito ao campo vertical, de forma compatível com as considerações de equilíbrio.

Em resumo, neste item foram discutidos diversos aspectos relacionados com o Sistema Vertical, particularmente em relação aos blocos de potência e de controle de posição da coluna de plasma, assim como sobre os pontos importantes ligados à estabilidade da coluna de plasma dentro do vaso incluindo o mapeamento das linhas de campo e índice de curvatura.

6.4 – Simulação de descargas em regime Tokamak

Neste item vamos apresentar os resultados obtidos a partir de um programa computacional, que simula as descargas ôhmicas para o TCABR, e construído em cima das considerações feitas no modelo apresentado no capítulo 3. Nessas simulações são verificados efeitos da variação de parâmetros da descarga, tais como: tensão inicial do banco principal do aquecimento ôhmico, pressão inicial de preenchimento e Z_{ef} . Na tabela 6.2 são apresentados os parâmetros mantidos constantes nestas simulações. Finalmente vamos utilizar resultados experimentais obtidos no TCA em Lausanne [Cha-84] e também resultados obtidos no TCABR para comparar com os resultados do modelo.

Tabela 6.2: Parâmetros mantidos constantes na simulação.

PARÂMETRO	UNIDADE	VALOR
Tempo de disparo das ignitrons: $t_0; t_1; t_2; t_3; t_4; t_5$	t (ms)	0; 29,5; 30,5; 46,0; 69,5; 89,5
Resistência em cada fase de disparo do A.O.: $R_b; R_c; R_d;$ $R_e; R_f$	R (Ω)	0,573; 0,308; 0,112; 0,17; 0,278
Indutância da coluna de plasma	L_p (H)	$1,325 \cdot 10^{-6}$
Indutância do primário do transformador de A.O.	L_t (H)	$9,1 \cdot 10^{-3}$
Fator de segurança no centro da coluna de plasma	q_o (adimensional)	1
Raio maior	R_o (m)	0,615
Raio do plasma	a (m)	0,18
Fator de acoplamento entre primário e o plasma	K	0,383

Para cada parâmetro que analisaremos apresentaremos os seguintes perfis: corrente no primário do A.O.; corrente de plasma; temperatura eletrônica; resistência do plasma; tensão de enlace; densidade eletrônica e densidade de partículas neutras.

6.4.1- Dependência com a tensão no banco principal do A.O

Neste item vamos analisar a influência da tensão inicial do banco principal do Sistema de Aquecimento Ôhmico nas descargas ôhmicas, mantendo constante todos os outros parâmetros.

Os valores da tensão inicial do banco principal considerados para a simulação são: 4.500, 5.000 V e 5.600 V. A pressão inicial do gás no vaso considerada é de $1,76 \cdot 10^{-4}$ mbar e admitiu-se $Z_{ef}=2,3$ durante o disparo. É considerada também a injeção adicional de gás durante o pulso de corrente de plasma.

Na fig. 6.14.a são apresentados os perfis temporais de corrente no primário do transformador de A.O. para os diversos valores escolhidos de tensão no banco principal do A.O. Observa-se que a variação de corrente no primário (dI_t/dt) é maior para os valores mais altos de tensão inicial no banco principal, desde o instante inicial até ao instante $t \approx 90$ ms. Após os 90 ms iniciais, a corrente no primário do transformador apresenta praticamente o mesmo valor.

A corrente de plasma (fig. 6.14.b) atinge o valor máximo para $t \approx 18$ ms para todos os valores de tensão no banco principal considerados. Para os valores de resistores considerados, só no caso de tensão inicial de 5600 V se obtém um patamar de corrente de plasma. Para uma tensão inicial do banco de 5600 V, o valor máximo de corrente de plasma é de ≈ 115 kA e se mantém estável por cerca de 60ms.

Na fig. 6.14.c, observamos que a temperatura máxima é de ≈ 490 eV, para o caso de tensão inicial no banco de 5.600 V e permanece praticamente constante em todo o patamar de corrente de plasma.

O perfil temporal da resistência do plasma (fig. 6.14.d) é calculado a partir do perfil da temperatura pela expressão da resistência de Spitzer. Podemos observar que o valor mínimo para a resistência de plasma é de $\approx 2,7 \cdot 10^{-5} \Omega$, obtida no pulso com maior energia.

A tensão de enlace no centro da coluna de plasma (fig. 6.14.e), apresenta um comportamento semelhante para as várias tensões iniciais do banco de A.O. e o valor obtido para o patamar é de ≈ 3 V.

Nas figs 6.14.f e 6.14.g são apresentados os perfis temporais da densidade eletrônica e da densidade de partículas neutras. Verifica-se um crescimento da densidade de elétrons nos intervalos onde há injeção de gás.

Fig. 6.14: Através da variação da tensão inicial do banco principal do Sistema de Aquecimento Ôhmico do TCABR obtivemos os seguintes perfis: a) Corrente no primário do A.O., b) Corrente de plasma, c) Temperatura eletrônica, d) Resistência do plasma, e) Tensão de enlace, f) Densidade eletrônica e g) Densidade de partículas neutras. Foram usadas as tensões de 4500V, 5000 V e 5600 V para o banco principal.

6.4.2- Dependência com a pressão inicial de preenchimento do vaso

Vamos examinar agora a dependência da evolução temporal de parâmetros do plasma, obtidos simulação, com a pressão inicial de preenchimento.

Para esta simulação, o valor de tensão inicial no banco principal de A. O. foi de 5.600 Volts. O valor dos resistores e tempo de comutação das ignitrons encontram-se na tabela 6.2. Para o número atômico efetivo (Z_{ef}) tomamos o valor 2,2. Durante o pulso consideramos também injeção adicional de gás. Os valores considerados de pressões iniciais de preenchimento dentro do vaso foram: $1,67 \cdot 10^{-4}$ mbar; $1,2 \cdot 10^{-4}$ mbar e $6 \cdot 10^{-5}$ mbar. Escolhemos essa faixa de pressão em função dos resultados que obtivemos no estudo da ruptura do gás no TCABR.

O perfil de corrente no primário do transformador de A.O. é apresentado na fig. 6.15.a. Podemos verificar que os perfis de: corrente de plasma (fig. 6.15.b); temperatura eletrônica (fig. 6.15.c); resistência do plasma (fig. 6.15.d) e tensão de enlace (fig. 6.15.e), para a faixa de pressões escolhidas, não apresentam diferenças significativas. Verifica-se apenas um ligeiro aumento para a corrente de plasma e temperatura eletrônica para densidades mais baixas.

Quanto aos perfis de densidade eletrônica (fig. 6.15.f) e densidade de partículas neutras (fig. 6.15.g), as curvas apresentam a mesma forma e há apenas um deslocamento das curvas devido aos valores iniciais de preenchimento considerados.

Através dos resultados da simulação, estes indicam-nos que a pressão inicial de preenchimento tem uma influência grande na densidade de elétrons e de partículas neutras e pequena nos outros parâmetros. O efeito da pressão de preenchimento (para um dado campo elétrico) é particularmente importante na ruptura do gás, como vimos em nosso estudo da ruptura do gás no TCABR.

Fig 6.15: Estudo de comportamento dos parâmetros em função da pressão inicial de preenchimento da câmara. Temos em: a) corrente no primário do transformador de A.O., b) corrente de plasma, c) temperatura eletrônica, d) resistência do plasma, e) tensão de enlace, f) densidade eletrônica e g) densidade de partículas neutras. Nestes resultados considerou-se os seguintes valores iniciais de pressão de preenchimento: 1,67.10⁻⁴ mbar, 1,2.10⁻⁴ mbar e 6,0.10⁻⁵ mbar. Foram feitos pulsos de injeção adicional de gás iguais para todos os disparos.

6.4.3- Dependência com a presença de impurezas (Z_{ef})

Apresentamos agora os resultados da simulação onde verificamos a dependência dos parâmetros do plasma com o nível de impurezas aqui representadas pelo número atômico efetivo (Z_{ef}). Os outros parâmetros iniciais são mantidos constantes.

A resultados previstos pelo modelo, para uma variação do Z_{ef} , são apresentados na fig. 6.16. Nessa simulação consideramos uma tensão inicial no banco principal do A. O. de 5.600 Volts. A pressão inicial de preenchimento do vaso considerada é de $1,76 \cdot 10^{-4}$ mbar. O parâmetro agora variável é Z_{ef} e a ele atribuímos os seguintes valores: 2,2 , 3,0 e 4,5.

A corrente no primário do transformador de aquecimento ôhmico é pouco afetada pela variação de Z_{ef} conforme podemos ver na fig. 6.16.a. Já na fig. 6.16.b podemos observar que Z_{ef} tem grande influência no perfil da corrente de plasma. Com o aumento do nível de impurezas no plasma (maior Z_{ef}), a duração da corrente de plasma é menor e a taxa de subida até o patamar da corrente é mais lenta. Verificamos portanto que o efeito do Z_{ef} é bastante grande, daí a importância do controle de impurezas nas máquinas Tokamak.

Na fig. 6.16.c está representado o perfil da temperatura eletrônica para cada Z_{ef} . Para $Z_{ef}=2,2$, o patamar de temperatura eletrônica mantém-se estável em torno de 490 eV no patamar.

Nas figs 6.16.f e 6.16.g estão representados os perfis de densidade eletrônica e densidade de partículas neutras, onde podemos verificar que o perfil é basicamente o mesmo para os vários valores de Z_{ef} .

Fig. 6.16: Efeito da variação do Z_{ef} nos parâmetros do plasma. Perfis de: a) corrente no primário do transformador de A.O., b) corrente de plasma, c) temperatura eletrônica, d) resistência do plasma, e) tensão de enlace, f) densidade eletrônica e g) densidade de partículas neutras, para os valores Z_{ef} : 2,2, 3 e 4,5.

6.5- Comparação dos resultados experimentais obtidos no TCABR e TCA com os resultados da simulação

No item anterior mostramos os resultados obtidos por simulação, fazendo variar alguns dos parâmetros importantes do plasma e do Sistema de Aquecimento Ôhmico. A seguir é feita a comparação entre os resultados experimentais obtidos nas máquinas TCABR e TCA e os perfis obtidos por simulação.

6.5.1- Simulação para uma descarga real no TCA

Na fig. 6.17 comparamos perfis obtidos experimentalmente no TCA em Lausanne [Cha-84] com perfis simulados por nosso modelo. Os parâmetros utilizados nessa descarga são apresentados na tabela 6.3.

Tabela 6.3: Parâmetros utilizados para a simulação de resultados obtidos no Tokamak TCA.

PARÂMETRO	UNIDADE	VALOR
Tempo de disparo das ignitrons:	t (ms)	0; 29,5; 30,5; 53,5; 68,5; 99,5
Resistência em cada fase de disparo do A.O.: Rb; Rc; Rd; Re; Rf	R (Ω)	0,593; 0,328; 0,118; 0,17; 0,268
Indutância da coluna de plasma	L_p (H)	$1,32 \cdot 10^{-6}$
Fator de segurança no centro da coluna de plasma	Q_o (adimensional)	1
Tensão inicial no banco principal do A. O.	V_{AO} (V)	6000
Número atômico efetivo	Z_{ef} (adimensional)	2,3
Pressão inicial no vaso	P_{vaso} (mbar)	$1,67 \cdot 10^{-4}$
Campo toroidal	B_T (T)	1,5
Logaritmo de Coulomb	$\ln \Lambda$	15

Para esta simulação foram considerados os parâmetros definidos na tabela anterior. Para alguns parâmetros da descarga, tivemos de os propor devido a estes não se encontrarem na referência [Cha-84]. Para a pressão inicial de preenchimento consideramos um valor de $1,67 \cdot 10^{-4}$ mbar, que corresponde a uma densidade atômica inicial de $8 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ para uma temperatura no interior do vaso antes do disparo de 300 °K. Pela análise feita no item 6.4.2 observamos que este parâmetro tem uma importância forte na determinação do perfil da densidade eletrônica, mas uma importância pequena nos outros perfis. Outro parâmetro desconhecido é a tensão inicial no banco principal do A.O. e tivemos de consideramos o valor de 6.000 V. Este valor é considerado pois o pulso a analisar apresenta as características máximas para os pulsos de plasma a obter na máquina, e por esse motivo o valor de tensão no banco principal deverá estar próximo do seu valor máximo. Por final, o valor das resistências utilizadas na descarga também são desconhecidas. Os valores por nós considerados, foram obtidos pela substituição dos seus valores no programa computacional até encontrar um patamar de corrente com características semelhantes ao dado na referência.

O perfil de corrente de plasma é apresentado na fig. 6.17.a. Para as condições especificadas, a corrente de plasma atinge um valor de patamar em torno de 135 kA. A taxa de subida da corrente de plasma desde a sua formação no instante inicial, até atingir o patamar é de $\approx 4,8 \text{ kA/ms}$. Podemos observar que existe uma boa concordância entre os resultados experimentais e os obtidos por simulação, a menos de um prolongamento da corrente de plasma do perfil de Lausanne.

Na fig. 6.17.b encontra-se apresentado o perfil da temperatura eletrônica obtida a partir da simulação (linha pontilhada) e a obtida experimentalmente em Lausanne (linha contínua). Verificamos razoável concordância na fase inicial de subida da temperatura eletrônica até atingir o patamar de cerca de 590 eV. Na fase do patamar, a temperatura eletrônica calculada apresenta um valor ligeiramente inferior a obtida experimentalmente.

Nas figs 6.17.c e 6.17.d, encontram-se representados os perfis temporais da tensão de enlace e da densidade eletrônica. Para a tensão de enlace, no patamar de corrente, verifica-se razoável concordância entre os valores experimentais e os resultados da simulação. Relativamente ao perfil da densidade eletrônica, com os pulsos de injeção de gás utilizados na simulação tem-se uma boa concordância entre os resultados da simulação com os experimentais.

Na fig. 6.17.e temos os perfis temporais da resistência de plasma simulado e experimental. O valor obtido pela simulação apresenta-se ligeiramente maior durante no patamar. Para $t > 100$ ms os perfis de resistência de plasma divergem pelo motivo do pulso obtido em Lausanne apresentar-se mais longo em relação ao obtido por simulação.

Por fim, na fig. 6.17.f encontra-se representada a corrente no primário do transformador de Aquecimento Ôhmico com e sem plasma, ambos obtidos por simulação. Para esse parâmetro não temos o perfil experimental. A corrente do primário no momento da formação do plasma é de aproximadamente 11.500 A. Pelo gráfico podemos observar que o valor de corrente cai rapidamente para cerca de 5.600 A em $t \approx 26$ ms, que corresponde ao instante onde se atinge o patamar de corrente de plasma. Observamos também que os perfis de corrente no primário do transformador de A.O., com e sem plasma, mantêm-se próximos desde o início de formação de corrente e até o instante $t \approx 70$ ms (início da fase F).

Após esse instante verificamos que a essa corrente decai mais rapidamente devido ao valor da resistência do circuito, considerada para esta fase (fase F), apresentar um valor bem maior o que provoca um aumento rápido da corrente de plasma. O efeito do aumento rápido da corrente de plasma é notado na corrente do primário do transformador de aquecimento ôhmico (fig. 6.17-f, para $t > 68$ ms).

Na parte final do plasma, a corrente de plasma obtida experimentalmente apresenta um prolongamento maior que o obtido pela simulação. Uma possível explicação para essa discrepância pode estar na formação de elétrons fugitivos na fase final da descarga do TCA.

Podemos observar pela fig. 6.19-a que o valor de temperatura eletrônica para $t > 100$ m, calculada a partir da resistência de Spitzer, aumenta rapidamente o que aumenta nossas suspeitas de um possível aparecimento de elétrons fugitivos nesta fase da descarga.

Fig. 6.17: Comparação entre perfis temporais obtidos experimentalmente no TCA [Cha-84], em Lausanne, com os resultados obtidos utilizando o modelo desenvolvido no cap. 4. São apresentados os seguintes perfis: a) corrente de plasma, b) temperatura eletrônica, c) tensão de enlace, d) densidade eletrônica, e) resistência do plasma e f) corrente no primário do transformador de aquecimento ôhmico são ambos obtidos por simulação (com plasma em linha traço-ponto e sem plasma em pontilhado). À exceção do gráfico f), os restantes gráficos tem-se os resultados experimentais representados por linhas contínuas e os resultados obtidos por simulação por linhas pontilhadas.

Pelas curvas apresentadas na fig. 6.20, onde se compara os resultados da simulação com os resultados experimentais mostrados na referência [Cha-84], verificamos um razoável grau de concordância.

6.5.2- Comparação entre resultados experimentais obtidos no TCABR com os perfis simulados

Vamos agora apresentar os resultados da simulação para o pulso 253, obtido no TCABR, e compará-los com os perfis obtidos experimentalmente. Essa mesma descarga foi utilizada para o estudo do funcionamento do Sistema Vertical e encontra-se representado na fig. 6.5. Os parâmetros considerados para a simulação desse pulso, são apresentados na tabela 6.4.

Tabela 6.4: Parâmetros para a descarga 00253 do TCABR.

PARÂMETRO	UNIDADE	VALOR
Tempo de disparo das ignitrons: t0;t1;t2;t3 (I6 e I7 não são disparadas)	t (ms)	0; 28,5; 29,5; 46
Resistência em cada fase de disparo do A.O. : Rb;Rc;Rd;Re;Rf	R (Ω)	0,665; 0,617; 0,190; 0,147; 0,114
Indutância da coluna de plasma	L_p (H)	$1,325 \cdot 10^{-6}$
Indutância do primário do transformador de A.O.	L_t (H)	$9,1 \cdot 10^{-3}$
Fator de segurança no centro da coluna de plasma	q_o (adimensional)	1
Tensão inicial no banco principal do A.O.	V_{AO} (V)	3400
Número atômico efetivo	Z_{ef} (adimensional)	4,0
Pressão inicial no vaso	P_{vaso} (mbar)	$1,4 \cdot 10^{-4}$
Campo toroidal	B_T (T)	1,1

Fazendo uso, nas simulações, dos valores apresentados na tabela 6.4, compararemos agora os resultados experimentais do pulso com os perfis simulados. Na fig. 6.18 encontram-se representados os perfis obtidos por simulação conjuntamente com os sinais experimentais.

Fig. 6.18: Representação dos resultados obtidos pela simulação com os obtidos experimentalmente no TCABR (pulso 253). São apresentados os seguintes perfis: a) corrente de plasma, b) tensão de enlace, c) temperatura eletrônica, d) resistência de plasma, e) densidade eletrônica no centro do vaso, f) densidade de partículas neutras. Os perfis representados por linha pontilhada foram obtidos por simulação e a linha contínua são os resultados experimentais.

Na fig. 6.18.a, onde são mostrados os perfis da corrente de plasma experimental e simulado, podendo observar uma boa compatibilidade entre ambos a partir do instante inicial da formação do plasma até ao instante em que é atingido o patamar de corrente. As correntes de pico obtidas pela simulação e a experimental apresentam valores bastante próximos. Após o pico e durante todo o patamar os valores se distanciam bastante. A explicação para esse fato parece estar na presença de elétrons fugitivos (“runaway eletrons”), bastante comuns nas etapas iniciais de operação de Tokamaks, devido principalmente à baixa densidade que normalmente se tem nessa etapa de operação.

Na fig. 6.18.b temos a tensão de enlace medida numa espira colocada ao redor do vaso ($r \approx 0,82$ m em relação ao centro da máquina) e o valor obtido por simulação para a tensão de enlace do plasma. Da comparação dos dois perfis podemos observar a discrepância de valores no patamar. O valor obtido por simulação é bem mais alto que o obtido experimentalmente.

Como nosso modelo pressupõe a presença somente de elétrons térmicos, esse valor baixo da tensão de enlace obtido experimentalmente, típica de descargas com elétrons fugitivos, parece indicar a existência de uma população não-térmica de elétrons.

A temperatura eletrônica (fig. 6.18.c) atinge um valor máximo de ≈ 480 eV no início do patamar da corrente de plasma e esse valor vai caindo, acompanhando a queda da corrente de plasma. O valor mínimo para a resistência de plasma é de $5 \cdot 10^{-5} \Omega$, e é atingido no início do patamar da corrente de plasma (fig. 6.18.d).

Nas figs 6.18.e e 6.18.f são representados os perfis da densidade eletrônica e a densidade de partículas neutras onde pode-se ver que, durante a descarga foram injetados dois pulsos de hidrogênio. Podemos ver os incrementos correspondentes da densidade eletrônica após a injeção de hidrogênio.

Na fig. 6.19.a é apresentado o perfil de temperatura eletrônica calculado a partir da expressão da resistência de Spitzer (eq. 4.32) juntamente com os perfis experimentais da tensão de enlace (V_{enlace}) e corrente de plasma (I_p) obtidos no TCA (fig. 6.17). Apresenta-se o perfil de temperatura para dois valores do número atômico efetivo Z_{ef} ; 1,5 e 4,5. Podemos observar que a temperatura atinge um patamar de temperatura eletrônica média para $t \approx 42$ ms e mantém-se constante até os 100 ms. Após o tempo de 100 ms a temperatura eletrônica sobe rapidamente sugerindo o aparecimento de “runaways” na descarga.

Fig. 6.19. Perfis de temperatura eletrônica calculados a partir dos perfis de corrente de plasma e tensão de enlace para: a) TCA (gráfico à esquerda) e b) TCABR (gráfico à direita). Foram utilizados os valores de Z_{ef} de 1,5 e 4,5 para os cálculos da temperatura eletrônica, em cada uma das máquinas.

Analisando agora o perfil de temperatura média calculada para o TCABR (fig. 6.19.b), obtido pelo mesmo método, observamos que a partir do instante $t \approx 30$ ms a temperatura vai subindo continuamente até atingir valores muito elevados. Esse fato parece indicar que a corrente de plasma do TCABR é formada essencialmente por elétrons fugitivos (não-térmicos), não incluídos em nosso modelo. Essa parece ser a explicação para a discrepância entre os resultados da simulação e do pulso analisado. Da mesma forma podemos constatar a discrepância entre os perfis temporais de tensão de enlace (fig. 6.18 b) para o pulso 253 entre o valor experimental e o valor simulado. Do perfil temporal da tensão de enlace experimental observamos um valor bastante baixo ($\leq 0,5$ V) na região do patamar de corrente, o que é também uma forte indicação de que, as descargas aqui apresentadas obtidas no TCABR, tem uma elevada população de elétrons não térmicos devido a formação elétrons fugitivos.

7 - Conclusões e propostas para trabalhos futuros

Expomos agora as principais conclusões do presente trabalho e possíveis trabalhos para futuro desenvolvimento.

Um dos pontos abordados em nosso trabalho foi o estudo da ruptura no TCABR. Nesse estudo utilizamos um modelo para a ruptura do plasma em Tokamaks, que foi aplicado ao início da descarga do TCABR e nos possibilitou a delimitação da região de ruptura para o TCABR. Além dos parâmetros da máquina, nesse modelo considerou-se efeitos e processos importantes como: ionização e temperaturas iniciais, difusão, derivas, campos espúrios, atraso na efetivação do campo elétrico, etc. Experimentalmente, obtivemos a curva de ruptura para o TCABR onde verificou-se que, nessa máquina, a ruptura ocorre para pressões entre 10^{-5} a 3.10^{-4} mbar e campos elétricos entre 2 e 10 V/m (ou tensões de enlace entre 10 e 50 V). A relação campo-pressão, E/p , na região de ruptura, está entre $2,9.10^7$ e $5,9.10^8$ $V.m^{-1}.bar^{-1}$. Fazendo uso do modelo de ruptura, dos parâmetros do TCABR, e dos dados experimentais obtivemos 4 curvas, que permitem a delimitação da região de ruptura para nossa máquina. A comparação da região de ruptura prevista pelo modelo com a obtida experimentalmente mostrou uma boa concordância entre ambas. Nosso estudo indica que o modelo utilizado é uma ferramenta útil para se verificar a influência dos vários fatores que interferem na determinação da região de ruptura do gás no TCABR.

Desenvolvemos também, especialmente para nosso trabalho, um modelo para simulação de descargas no TCABR. O modelo está baseado em 5 equações diferenciais: duas envolvendo o circuito de Aquecimento Ôhmico e três envolvendo a conservação da energia, das cargas e das partículas neutras. A partir dessas equações construímos um programa

computacional que permitiu-nos obter os perfis temporais de parâmetros importantes como da: corrente no primário do transformador de aquecimento ôhmico, corrente de plasma, temperatura eletrônica, densidade eletrônica e de partículas neutras. Outros parâmetros podem ser também obtidos a partir dos perfis temporais principais. A partir das simulações fizemos um estudo do efeito da variação da tensão do banco principal do aquecimento ôhmico (entre 4.500 e 6.000 Volts), da pressão de preenchimento (entre $6,0 \cdot 10^{-5}$ mbar e $1,67 \cdot 10^{-4}$ mbar), da presença de impurezas a partir da variação do Z_{ef} entre 2,2 e 4,5. O modelo permite também a verificação do efeito da variação de outros parâmetros. Nessas simulações obtivemos densidades eletrônicas entre $2 \cdot 10^{18}$ e $4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, temperaturas até 590 eV, tempos de duração máxima do pulso de 150 ms e corrente de plasma máxima de 135 kA no patamar, resultados coerentes com o TCABR. A taxa de subida da corrente de plasma encontra-se entre os valores de 4,3 kA/ms e 6,1 kA/ms, faixa de valores comuns para máquinas Tokamak. Para a densidade de partículas neutras obtivemos $\approx 10^{12} \text{ átomos/m}^{-3}$. Nas simulações utilizamos como entrada um conjunto de parâmetros relacionados com a geometria e o circuito da máquina e também uma lei de escala envolvendo o tempo de confinamento de energia. Os resultados da simulação foram comparados com resultados obtidos no TCA e no TCABR. Para o pulso do TCA [Cha-84] verificou-se uma boa compatibilidade entre os perfis simulados e experimentais para os perfis de corrente de plasma, temperatura eletrônica, tensão de enlace, densidade eletrônica, e resistência do plasma. Para os resultados obtidos no TCABR a concordância com as simulações foi boa para a fase de crescimento da corrente até o começo do patamar. A partir deste ponto os parâmetros medidos parecem que se prolongam enquanto que os simulados decrescem. Os resultados mostram uma tensão de enlace anormalmente baixa e a partir dessa tensão e da corrente de enlace obteve-se a temperatura obtida pela relação de Spitzer indicando valores muito altos. Uma possível argumentação para esse fato parece estar na presença elevada de elétrons não térmicos presentes na corrente de plasma, possivelmente devido a elétrons fugitivos bastante comuns em fases iniciais de operação de Tokamaks devido as baixas densidades nessa fase. Durante esse estudo o modelo que desenvolvemos mostrou-se de grande nos ajustes dos parâmetros da máquina assim como na interpretação dos dados experimentais. O modelo foi construído de tal forma que permite de maneira fácil a incorporação de termos adicionais de fontes de energia (aquecimento) ou perdas de maneira

relativamente simples. A análise da influência de cada parâmetro na otimização das descargas pode ser feita de maneira rápida com o modelo desenvolvido que se mostra uma ferramenta de grande valia.

Para este trabalho foram também desenvolvidos estudos sobre o funcionamento do Sistema Vertical e o mapeamento dos campos magnéticos criados por este sistema. Foram obtidas as funções de transferência para o sistema de controle, e feitos testes que comprovam as relações encontradas, com uma boa concordância entre ambos. As relações obtidas destes estudos são bastante úteis para a compreensão do funcionamento deste sistema, assim como poderão servir de base para uma implementação digitalizada do controle de posição do plasma. Em regime de operação Tokamak podemos constatar experimentalmente que, os perfis de corrente vertical e de corrente de plasma são bastantes semelhantes e que o valor de corrente do vertical necessária para o controle de um pulso de plasma, na região do patamar de corrente de plasma, é de $\approx 1,4\%$ da corrente de plasma. Este valor está de acordo com a previsão teórica, considerando um valor típico para o coeficiente de assimetria de 0,3. Por um segundo estudo importante realizado neste sistema obtivemos o valor de $3,5 \cdot 10^{-5}$ T/A para a razão entre o campo e a corrente que circula nas espiras do Vertical. Este valor está bastante próximo de $3,6 \cdot 10^{-5}$ T/A encontrado na literatura. Obtivemos também para o índice de curvatura de 0,5 no centro do vaso. Este valor é próximo ao valor de projecto [Hof-83]. O índice de curvatura obtido para a região de plasma satisfaz o critério de estabilidade $0 < n < 3/2$, na maior parte da região do plasma. Podemos ainda ver a influência do desbalanceamento das correntes nos dois ramos do Sistema Vertical e sua influência nos critérios de estabilidade da coluna de plasma.

Em conclusão, o estudo realizado neste trabalho permitiu-nos uma maior compreensão de alguns aspectos do Tokamak TCABR. As ferramentas que utilizamos como o modelo desenvolvido para descargas em Tokamaks, o modelo para ruptura do plasma e o programa que desenvolvemos para o mapeamento do campo vertical se revelaram importantes para a compreensão da máquina. Essas ferramentas foram também úteis na interpretação de resultados experimentais e na previsão da influência de parâmetros da máquina e do plasma no desempenho das descargas.

A seguir indicamos alguns dos possíveis trabalhos que podem dar continuidade ao trabalho aqui desenvolvido:

- a) No estudo da ruptura do plasma seria interessante verificar experimentalmente a influência dos vários parâmetros e efeitos incluídos no modelo apresentado como: ionização e temperaturas iniciais, difusão, derivas, campos espúrios, atraso na efetivação do campo elétrico, etc.
- b) No que diz respeito ao modelo para descargas em Tokamaks que desenvolvemos, pela sua flexibilidade, permitiria a inclusão de vários efeitos como por exemplo termos de geração de energia (aquecimento) e termos de perdas como as perdas por radiação que podem ser importantes para plasmas mais quentes e/ou muito contaminados. No que diz respeito à difusão podemos estudar os efeitos de termos correspondentes a vários regimes de difusão. Pode-se também incluir uma equação a mais referente a íons e verificar o comportamento da temperatura dos íons. Efeitos de recombinação podem também ser incluídos juntamente com a ionização. As consequências dessas inclusões podem ser verificadas experimentalmente.
- c) Pode-se também fazer um acoplamento do modelo para descargas aqui apresentado com outro para de equilíbrio interligando assim o Sistema de Aquecimento Ôhmico com o Vertical.

8 - Referências

- [Abr-64]- Milton Abramowitz, Irene A. Stegun, "Handbook of Mathematical Functions", Dover Publications, 1964.
- [Bic-88]- R.J. Bickerton, Physics Bulletin 39, 353 (1988).
- [Bos-81]- E. del Bosco, "Formação do Plasma no TBR", Tese de Mestrado, EDUSP, São Paulo, SP, 1981.
- [Bro-59]- S.C. Brown, "Basic Data of Plasma Physics", The Technological Press and Wiley, 1959.
- [Cha-84]- A. de Chambrier et al., "Target Plasma Conditions in TCA", Report LRP 241/84, CRPP-Association Euratom, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse, November, 1984.
- [Che-74]- Francis F. Chen, "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion", University of California, EUA, 1974.
- [Chee-80]- A. D. Cheetman et al., "The TCA Tokamak Project Report", Report LRP 62/80, CRPP-Association Euratom, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse, January, 1980.
- [Eji-82]- S. Ejima et al., "Scaling of Energy Confinement with Minor Radius, Current and Density in Doublet III", Nuclear Fusion, Vol. 22, N°12, 1982.
- [EQU]- EQU-*Equilibrium Code and Equilibrium Solver*, "Program for the Calculation of the Magnetic Field and Flux Produced by Axisymmetric Filamentary Currents".
- [Fon-98]- António M.M. Fonseca, Ruy P. da Silva, Ricardo M.O. Galvão, Yuri Kuznetsov, Ivan C. Nascimento, André G. Tuszé, Ablício P. dos Reis, "The Vertical System of TCABR", V Encontro de Física de Plasmas, Águas de Lindóia, 1998.
- [Fri-83]- L. Friedland and Ju. M. Kagan, "Generalized theory of First Townsend Ionization Coefficient in Strong Electric Fields", Journal Applied Physics, vol. 54, n° 9, September, 1983.

- [Gal-98] – R.M.O. Galvão, Yu.Kuznetsov, I.C. Nascimento, A.M.M. Fonseca, R.P. da Silva, L. Ruchko, A.G. Tuszel, A.P. dos Reis, E.K. Sanada, “Plasma Position Control in TCABR Tokamak”, V encontro de Física de Plasmas, Águas de Lindóia, 1998.
- [Gen-99] – <http://fusioned.gat.com>, “Homepage of General Atomics Fusion Group”, última actualização em 11/04/99.
- [Gol-76]- José Goldemberg, “Energia no Brasil”, Academia de Ciências do Estado de São Paulo, São Paulo, 1976.
- [Hof-83]- F. Hofmann, B. Joye, “Plasma Equilibrium in TCA Tokamak”, Report LRP 219/83, CRPP- Association Euratom, Ecôle Polytechnique Fédérale, Lausanne, Suisse, Março, 1983.
- [Hug-83]- J. Hugill, “Transport in Tokamaks – A Review of Experiment”, Nuclear Fusion, Vol. 23, n°3, 1983.
- [Ira-86]- Juan E. Iraburu, “Condicionamento do Tokamak TBR-1 por Plasma Gerado por Microondas”, Dissertação de Mestrado, EDUSP, São Paulo, SP, 1986.
- [Ite-99]- <http://www.iter.org>, “Homepage of ITER”, 1999.
- [Las-81]- G. P. Lasche, “Magnetic Confinement of Fusion Plasmas”, The Physics Teacher, April 1981.
- [Lis-99]- J.B. Lister, T. Fukuda, R. Yoshino, V. Mertens, “The Control of Modern Tokamaks”, 7th International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems, Trieste, Italy, 1999.
- [Lud-98] – G. O. Ludwig et al., “The ETE Spherical Tokamak Project”, Proceedings of VIII LAWPP, Latin American Workshop on Plasma Physics, Tandil-Argentina, 1998.
- [Kal-86]- P.L. Kalantarov, L.A. Tseitlin, “Calculation of Inductancies”, Energoatomizdat, Leningrad, p. 207, 1986.
- [Kel-80]- R. Keller, J.B. Lister, A. Tuszel, “Theorie du Systeme de Controle de Position dans le Tokamak TCA et Essais Preliminaries sans Plasma”, Report LRP 166/80, CRPP- Association Euratom, Ecôle Polytechnique Fédérale, Lausanne, Suisse, November, 1980.
- [Kel-81]- R. Keller, A. Tuszel, “Feedback-Controlled Power Supply for the Vertical and Horizontal Field of TCA”, CRPP- Association Euratom, Ecôle Polytechnique Fédérale, Lausanne, Suisse, 1981.
- [Kul-84]- A.G. Kulchar et al, “Preionization and Start-up in the ISX-B Tokamak using Electron Cyclotron Heating at 28 GHz”, Phys. Fluids 27 (7), July 1984.
- [Kuz-98] – Yu. K. Kuznetsov, I.C. Nascimento, R.M.O. Galvão, L.F. Ruchko, A.G. Tuszel, R.P. da Silva, A.M.M. Fonseca, A.P. dos Reis, E.K. Sanada, “Plasma Equilibrium diagnostics and Control in TCABR Tokamak”, Proceedings of the 20th Symposium on Fusion Technology, Marseille, France, 1998.

-
- [Mac-96] – M. Machida et al., “Tokamak NOVA-UNICAMP”, IV Encontro de Física de Plasmas, Águas de Lindóia, 1196.
- [McC-79]- G.M. McCracken, P.E. Stott, “Plasma Surface Interactions in Tokamaks”, Nuclear Fusion, vol. 19, n°19, p. 889-981, 1979.
- [Mit-73]- M. Mitchner and Charles H. Kruger Jr., “Partially Ionized Gases”, Wiley & Sons, 1973.
- [Miy-80]- Kenro Miyamoto, “Plasma Physics for Nuclear Fusion”, The Massachusetts Institute of Technology, 1980.
- [Muk-71]- V.S. Mukhovatov, V.D. Shafranov, “Plasma Equilibrium in a Tokamak”, Nuclear Fusion 11, 1971.
- [Nas-98]- I.C. Nascimento et Al., “TCABR – Tokamak and Research Perspectives”, VIII Latin American Workshop on Plasma Physics, Tandil - Argentina, Noviembre 1998.
- [Nas-99]- I.C. Nascimento et al., “Preliminary Results From The TCABR Tokamak”, Research Using Small Fusion Devices, October 1999.
- [Nrl-90]- Naval Research Laboratory, “NRL Plasma Formulary”, Washington D.C., revised 1990.
- [Oga-82]- Ogata, Katsuhiko, Kohn, Andre Fabio, “Engenharia de Controle Moderno”, Sao Paulo, Prentice-Hall do Brasil, 1982.
- [Ore-77]- L. Oren, R.J. Taylor, “Trapping and Removal of Oxygen in Tokamaks”, Nuclear Fusion, 17, 6, 1977.
- [Pap-76]- R. Papoular, “The Genesis of Toroidal Discharges”, Nuclear Fusion, vol. 16, p. 37, 1976.
- [Pfe-79]- W. Pfeiffer, R.E. Waltz, “Empirical Scaling Laws for Energy Confinement in Ohmically-Heated Tokamaks”, Nuclear Fusion, Vol. 19, N°19, 1979.
- [Rin-91] – C.R.M. Rincoski, “Controle da posição horizontal do plasma no TBR-1 por realimentação do campo vertical de equilíbrio”, Dissertação de mestrado, IFUSP, São Paulo, SP, 1991.
- [Sha-75]- Albert Shadowitz, “The Eletromagnetic Field”, McGraw-Hill Ltda, 1975.
- [Sil-80]- R. P. da Silva, “Sistema Eletrônico do TBR-1”, Dissertação de Mestrado, EDUSP, São Paulo, SP, 1980.
- [Sil-89]- R. P. da Silva, “Transporte de Partículas e Energia no Plasma do Tokamak TBR-1: Diagnósticos e Estudo Experimental”, Dissertação de Doutorado, EDUSP, São Paulo, SP, 1989.
- [Sto-89]- P.E. Stott, “Introduction to Tokamaks”, JET-IR(89)11, November 1989.
- [Tay-78]- R.J. Taylor, “Surface Interactions and Conditioning techniques in Tokamaks”, Journal of Nuclear Materials, 76&77, 41-44. 1978.
- [Tam-61]- I.E. Tamm, A.D. Sakharov, “Theory of Magnetic Termonuclear Reactor”, in Leontovich, M.A. (ed.), Vol. 1, Oxford, Pergamon Press, 1961.

-
- [Ter-55]- Frederick E. Terman, “Eletronics and Radio Engineering”, McGraw-Hill , 4^a edição, 1955.
- [Vuo-97]- J.H. Vuolo, “Bobinas Externas para Diagnósticos Magnéticos no Tokamak TCABR”, Publicações IF USP/P-1266, São Paulo, SP, 1997.
- [Wes-87]- J. Wesson, “Tokamaks”, Clarendon Press Oxford, England, 1987.

APÊNDICE A - SIMULAÇÃO DA DESCARGA ÔHMICA NO TOKAMAK TCABR.

Objectivo: Calcular os perfis temporais principais para o TCABR.

a) Entrada dos parâmetros da máquina:	Ind. da bobina primária A. O. (H) :
Tensão no banco principal do A. O.:	$Lt1 := 9.1 \cdot 10^{-3}$
$V_{ao} := 3200$	Resistência da bobina primária A. O. (Ω):
Capacitância do banco principal A. O. (F) :	$R := 0.048$
$C := 0.0385$	Campo toroidal (Tesla):
	$Bt := 1.14$
	Raio maior (m):
	$Ro := 0.615$

Instantes de disparo para as Ignitrons (ms):

$$\begin{array}{llll}
 t0 := 0 & t1 := 28.5 \cdot 10^{-3} & t2 := 29.0 \cdot 10^{-3} & t3 := 45.0 \cdot 10^{-3} \\
 \text{(I1)} & \text{(I2 \& I3)} & \text{(I4)} & \text{(I5)}
 \end{array}$$

$$\begin{array}{lll}
 t4 := 65.0 \cdot 10^{-3} & t5 := 85.0 \cdot 10^{-3} & t6 := 140 \cdot 10^{-3} \\
 \text{(I7)} & \text{(I6)} & \text{(Tempo final de cálculo)}
 \end{array}$$

Tabela de associação dos resistores metálicos utilizados nos ramos do A. O. (Ω):

$$\begin{aligned}
 R1 &:= \begin{pmatrix} 1+3+4 & 0.285 \\ 3+4+5 & 0.333 \\ 3+4 & 0.380 \\ 2+4+5 & 0.428 \\ 2+4 & 0.475 \\ 1+4+5 & 0.523 \\ 1+4 & 0.570 \\ 4+5 & 0.618 \\ 4 & 0.665 \\ 2+3+5 & 0.713 \\ 2+3 & 0.760 \\ 1+3+5 & 0.808 \\ 1+3 & 0.855 \\ 3+5 & 0.903 \\ 3 & 0.950 \\ 2+5 & 0.998 \\ 2 & 1.05 \\ 1+5 & 1.09 \\ 1 & 1.14 \\ 5 & 1.19 \\ 0 & 1.24 \end{pmatrix} & R2 &:= \begin{pmatrix} 1+4+5 & 0.095 \\ 2+3+4+5 & 0.114 \\ 1+2+3+5 & 0.147 \\ 1+2+5 & 0.159 \\ 1+3+5 & 0.166 \\ 1+5 & 0.190 \\ 2+3+5 & 0.209 \\ 1+2+3+4 & 0.242 \\ 1+2+4 & 0.254 \\ 1+3+4 & 0.261 \\ 1+4 & 0.285 \\ 2+3+4 & 0.304 \\ 1+2+3 & 0.337 \\ 1+2 & 0.349 \\ 1+3 & 0.356 \\ 1 & 0.380 \\ 2+3 & 0.399 \\ 2 & 0.475 \\ 3 & 0.570 \end{pmatrix} & R4 &:= \begin{pmatrix} 1+2+3+4+5 & 0.052 \\ 1+2+4+5 & 0.064 \\ 1+3+4+5 & 0.071 \\ 1+4+5 & 0.096 \\ 2+3+4+5 & 0.114 \\ 1+2+3+5 & 0.147 \\ 1+2+5 & 0.159 \\ 1+3+5 & 0.166 \\ 1+5 & 0.190 \\ 2+3+5 & 0.209 \\ 1+2+3 & 0.242 \\ 1+2 & 0.254 \\ 1+3 & 0.261 \\ 1 & 0.285 \\ 2+3 & 0.304 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Nota: as associações para formar as resistências equivalentes de R2 e R3 são idênticos.

Resistências utilizadas nos ramos do A.O. (Ω):

$$\begin{array}{llll}
 R1 := 0.712 & R2 := 0.285 & R3 := 0.570 & R4 := 0.475 \\
 (0,2-1,5) & (0,1-0,6) & (0,05-0,6) & (0,05-0,3)
 \end{array}$$

Associação das resistências para as várias fases do A.O. :

$$Rb := R1 + R2 + R \quad Rc := R2 + R$$

$$R_d := \frac{R2 \cdot R3 \cdot R4}{R2 \cdot R3 + R4(R3 + R2)} + R \quad R_e := \frac{R3 \cdot R4}{R3 + R4} + R \quad R_f := R3 + R$$

FASES DE DISPARO A.O (s) :			RESISTÊNCIA ASSOCIADA (Ω):	
Fase A:	t0 = 0	t1 = 0.029	Fase A:	R = 0.048
Fase B:	t1 = 0.029	t2 = 0.029	Fase B:	Rb = 1.045
Fase C:	t2 = 0.029	t3 = 0.045	Fase C:	Rc = 0.333
Fase D:	t3 = 0.045	t4 = 0.065	Fase D:	Rd = 0.184
Fase E:	t4 = 0.065	t5 = 0.085	Fase E:	Re = 0.307
Fase F:	t5 = 0.085	t6 = 0.14	Fase F:	Rf = 0.618

- 1) Determinação da corrente e tensão sobre a bobina de A.O, para cada fase de disparo (sem plasma):

FASE A :

(descarga do banco principal sobre a bobina de A.O. (R-L-C)):

Intervalo de tempo (ms): t0 = 0 t1 = 0.029

$$t := t0, t0 + 0.1 \cdot 10^{-3} .. t1$$

$$w := \left[\left(\frac{R^2}{4 \cdot Lt1^2} \right) \cdot (-1) + \frac{1}{Lt1 \cdot C} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$Ia(t) := C \cdot \frac{Vao}{w} \cdot \left(\frac{R^2}{4 \cdot Lt1^2} + w^2 \right) \cdot e^{-\frac{R}{2 \cdot Lt1} \cdot t} \cdot \sin(w \cdot t)$$

$$Va(t) := -C \cdot \frac{Vao}{w} \cdot \left(\frac{R^2}{4 \cdot Lt1^2} + w^2 \right) \cdot \left(-\frac{R}{2 \cdot Lt1} \cdot e^{-\frac{R}{2 \cdot Lt1} \cdot t} \cdot \sin(w \cdot t) + w \cdot \cos(w \cdot t) \cdot e^{-\frac{R}{2 \cdot Lt1} \cdot t} \right) \cdot Lt1$$

FASE B:

(Descarga da bobina A.O. sobre resistência Rb)

Intervalo de tempo (ms): t1 = 0.029 t2 = 0.029

$$t := t1, t1 + 0.1 \cdot 10^{-3} .. t2$$

$$I_0 := C \cdot \frac{Vao}{w} \cdot \left(\frac{R^2}{4 \cdot Lt1^2} + w^2 \right) \cdot e^{-\frac{R}{2 \cdot Lt1} \cdot t1} \cdot \sin(w \cdot t1)$$

$$Ib(t) := I_0 \cdot e^{-\frac{Rb}{Lt1} \cdot (t-t1)}$$

$$V_b(t) := \left[-I_0 \cdot \left(-\frac{R_b}{L_{t1}} \right) \cdot e^{-\frac{R_b}{L_{t1}} \cdot (t-t1)} \right] \cdot L_{t1}$$

FASE C:

(Descarga da bobina A.O. sobre resistência R_c)

Intervalo de tempo (ms): t₂ = 0.029 t₃ = 0.045

$$t := t_2, t_2 + 0.1 \cdot 10^{-3} \dots t_3$$

$$I_1 := I_0 \cdot e^{-\frac{R_b}{L_{t1}} \cdot (t_2-t_1)}$$

$$I_c(t) := I_1 \cdot e^{-\frac{R_c}{L_{t1}} \cdot (t-t_2)}$$

$$V_c(t) := R_c \cdot I_c(t)$$

FASE D:

(Descarga da bobina A.O. sobre resistência R_d)

Intervalo de tempo (ms): t₃ = 0.045 t₄ = 0.065

$$t := t_3, t_3 + 0.1 \cdot 10^{-3} \dots t_4$$

$$I_2 := I_1 \cdot e^{-\frac{R_c}{L_{t1}} \cdot (t_3-t_2)}$$

$$I_d(t) := I_2 \cdot e^{-\frac{R_d}{L_{t1}} \cdot (t-t_3)}$$

$$V_d(t) := R_d \cdot I_d(t)$$

FASE E:

(Descarga da bobina A.O. sobre resistência Re)

Intervalo de tempo (ms): $t4 = 0.065$ $t5 = 0.085$

$$t := t4, t4 + 0.1 \cdot 10^{-3} \dots t5$$

$$I3 := I2 \cdot e^{-\frac{Rd}{Lt1} \cdot (t4 - t3)}$$

$$Ie(t) := I3 \cdot e^{-\frac{Re}{Lt1} \cdot (t - t4)}$$

$$Ve(t) := Re \cdot Ie(t)$$

FASE F:

(Descarga da bobina A.O. sobre resistência Rf)

Intervalo de tempo (ms): $t5 = 0.085$ $t6 = 0.14$

$$t := t5, t5 + 0.1 \cdot 10^{-3} \dots t6$$

$$I4 := I3 \cdot e^{-\frac{Re}{Lt1} \cdot (t5 - t4)}$$

$$If(t) := I4 \cdot e^{-\frac{Rf}{Lt1} \cdot (t-t5)}$$

$$Vf(t) := Rf \cdot If(t)$$

Representação da descarga do A.O. (sem plasma):

Intervalo de simulação (ms): $t0 = 0$ a $t6 = 0.14$

$$t := 0, 0.1 \cdot 10^{-3} \dots t6$$

$$I2(t) := \text{if}[(t > t3) \cdot (t \leq t4), Id(t), 0] + \text{if}[(t > t4) \cdot (t \leq t5), Ie(t), 0] + \text{if}[(t > t5) \cdot (t \leq t6), Ie(t), 0]$$

$$I1(t) := \text{if}(t \leq t1, Ia(t), 0) + \text{if}[(t \leq t2) \cdot (t > t1), Ib(t), 0] + \text{if}[(t \leq t3) \cdot (t > t2), Ic(t), 0]$$

$$I(t) := I1(t) + I2(t)$$

$$V1(t) := \text{if}(t \leq t1, Va(t), 0) + \text{if}[(t \leq t2) \cdot (t > t1), Vb(t), 0] + \text{if}[(t \leq t3) \cdot (t > t2), Vc(t), 0]$$

$$V2(t) := \text{if}[(t > t3) \cdot (t \leq t4), Vd(t), 0] + \text{if}[(t > t4) \cdot (t \leq t5), Ve(t), 0] + \text{if}[(t > t5) \cdot (t \leq t6), Vf(t), 0]$$

$$V(t) := V1(t) + V2(t)$$

Simulação das descargas ôhmicas no TCABR: corrente no primário, corrente de plasma, temperatura eletrônica, densidade eletrônica e densidade de partículas neutras.

A.) Determinação da pressão dentro do vaso e densidade inicial de partículas neutras:

Sens. relativa (fator de conversão para medidor de íon-gauge para o hidrôgenio):

$$fc := 0.6$$

Valor da pressão medida na linha de bombeamento:

$$P_{ext} := 8.7 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$$

Conversão da pressão lida na linha de bomb. para a pressão dentro do vaso:

$$P_{int1}(P_{ext}) := \frac{P_{ext}}{fc} \cdot \left[\text{if}(P_{ext} \geq 1 \cdot 10^{-4}, 1, 0) + \text{if}\left[\left(P_{ext} < 1 \cdot 10^{-4}\right) \cdot \left(P_{ext} \geq 6.1 \cdot 10^{-5}\right), 1.1, 0\right] + \text{if}\left[\left(P_{ext} < 6.1 \cdot 10^{-5}\right) \cdot \left(P_{ext} \geq 1.7 \cdot 10^{-5}\right), 1.2, 0\right] \right]$$

$$P_{int2}(P_{ext}) := \frac{P_{ext}}{fc} \cdot \text{if}\left[\left(P_{ext} \geq 1.0 \cdot 10^{-6}\right) \cdot \left(P_{ext} < 1.7 \cdot 10^{-5}\right), 1.3, 0\right]$$

$$P_{int}(P_{ext}) := P_{int1}(P_{ext}) + P_{int2}(P_{ext})$$

Pressão no interior do vaso:

$$P_{int}(P_{ext}) = 1.595 \times 10^{-4} \text{ mbar}$$

$$P_{int} := P_{int}(P_{ext})$$

$$Pres := \frac{P_{int}}{1.33} \quad \text{Torr} \quad Pres = 1.199 \times 10^{-4}$$

$$Pressao(P_{ext}) := \frac{P_{int} \cdot 10^{-3}}{10^{-5}} \text{ Pascal}$$

$$Pressao(P_{ext}) = 0.016$$

Densidade inicial de partículas neutras (m^{-3}), em função da pressão no interior do vaso e para uma temperatura ambiente de 300 graus kelvin:

$$T_{amb} := 300$$

$$K_b := 1.380710 \cdot 10^{-23}$$

$$n_{oini} := \frac{2 \cdot Pressao(P_{ext})}{K_b \cdot T_{amb}} \quad (\text{SI}) \quad n_{oini} = 7.701 \times 10^{18}$$

Entrada dos parâmetros do plasma:

Raio do plasma(m):	Carga efetiva:	Logaritmo de Coulomb:
	$Z_{ef} := 2.7$	$\ln\Lambda := 15$
$a := 0.18$	$Z := Z_{ef}$	

Energia de ionização do hidrogênio (eV):

$W_{ion} := 13.6$

Temperatura eletrônica média (eV):

$T_o := 300$

Massa eletrônica (Kg):

Carga do elétron (coulomb):

$m_e := 9.11 \cdot 10^{-31}$

$e := 1.6 \cdot 10^{-19}$

Constante de Boltzman :

Carga iônica:

Fator de segurança no centro e borda da coluna de plasma:

$K_b := 1.380710 \cdot 10^{-23}$

$Z_i := 1$

$q_o := 1$

$q_a := 3$

Permitividade do vácuo:

$\xi_o := 8.85 \cdot 10^{-12}$

Densidade de partículas neutras inicial (m³):

Densidade eletrônica inicial (m³):

$n_{oini} = 7.701 \times 10^{18}$

$n_{eini} := \frac{n_{oini}}{10}$

$n_o := n_{oini}$

$n_{eini} = 7.701 \times 10^{17}$

$n_o = 7.701 \times 10^{18}$

$n_e := n_{eini}$

$n_e = 7.701 \times 10^{17}$

B) Resistência do plasma:

A resistência é dada por:

$$R_p = \eta \cdot \frac{l}{A} = \frac{V_l}{I_p}$$

sendo η a resistividade do plasma; l perímetro do plasma; A a área da seção da coluna de plasma; V_l a tensão de enlace e I_p a corrente de plasma.

Nota: Considerando a resistência de Spitzer para uma coluna de plasma uniforme :

$$R_p(T_0) := 5.5.2.10^{-5} \cdot \frac{Z_{ef} \cdot \ln \Lambda}{T_0^{\frac{3}{2}} \cdot a^2}$$

C) ENERGIA DO PLASMA

A energia total das partículas contidas num volume V :

$$E_t = \int_V \mu \, dV$$

sendo μ a densidade de energia das partículas, dada pelo seguinte relação:

$$\mu = \frac{3}{2} \cdot K_b \cdot n_e \cdot T_e + \frac{3}{2} \cdot K_b \cdot n_i \cdot T_i$$

Nota: nesta simulação é considerada apenas a contribuição dos elétrons.

$$dV = 4 \cdot \pi^2 \cdot R_o \cdot r \cdot dr \quad (\text{cilindro} \rightarrow \text{Tokamak com razão de aspecto grande})$$

A energia virá:

$$E = 2 \cdot \pi \cdot R_o \cdot \int_0^a 2 \cdot \pi \cdot r \cdot \frac{3}{2} \cdot n(r) \cdot T(r) \, dr = 6 \cdot \pi^2 \cdot R_o \cdot \int_0^a r \cdot n(r) \cdot T(r) \, dr$$

Considerando perfis parabólicos para densidade e temperatura:

$$n(r) = n_o \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^{0.85} \quad T(r) = T_o \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^3$$

com densidade e temperatura média:

nota: exemplo:

$$n_e = 7.701 \times 10^{17} \quad T_o = 300$$

vem:

$$E = 6 \cdot \pi^2 \cdot R_o \cdot \int_0^a r \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^{0.86} \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^3 dr$$

$$6 \cdot \pi^2 \cdot 0.10309278350515463918 = 6.105$$

$$E = 6.105 \cdot R_o \cdot n_e \cdot T_o \cdot a^2$$

$$E = 6.105 \cdot R_o \cdot n_e \cdot T_o \cdot a^2 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}$$

$$E = 0.193 \cdot 10^{-19} \cdot n_e \cdot T_o \quad 6.105 \cdot 0.61 \cdot 10^{19} \cdot 0.18^2 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} = 0.193$$

D) Determinação do tempo de confinamento de energia para os elétrons
(Lei de Doublet III) e tempo de confinamento de partículas:

$$\tau_{Eal} := 5 \cdot 10^{-21} \cdot n_e \cdot a^2 \cdot R_o^2 \quad \text{Lei de Pfeiffer-Waltz [Pfe-79]}$$

$$\tau_{Eal} = 4.719 \times 10^{-5}$$

$$\tau_{Ee} := 2.5 \cdot 10^{-21} \cdot \frac{n_e}{2} \cdot a^2 \cdot R_o \cdot q a^{0.75} \quad \text{Lei de Alcator A [Eji-82]}$$

D1) Frequência de perda por difusão:

O tempo de colisão elétrons-íons é dado pela seguinte expressão [Miy-80]:

$$\tau_{ei} = \frac{28.5 \cdot \pi^{\frac{1}{2}} \cdot \xi_o^2 \cdot m_e^{\frac{1}{2}}}{Z_i \cdot \ln \Lambda \cdot 10^{20} \cdot e^{\frac{5}{2}}} \cdot \left(\frac{T_e}{e} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{10^{20}}{n_e} \quad \frac{28.5 \cdot \pi^{\frac{1}{2}} \cdot \xi_o^2 \cdot m_e^{\frac{1}{2}}}{10^{20} \cdot Z_i \cdot e^{\frac{5}{2}}} = 3.688 \times 10^{-9}$$

$$\tau_{ei} = 3.688 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{1}{n_e \cdot \ln \Lambda} \cdot T_e^{\frac{3}{2}} \cdot 10^{20}$$

A frequência ciclotrônica é dada por:

$$\omega_c := \frac{e \cdot B}{m_e}$$

$$\omega_c = 2.002 \times 10^{11}$$

A frequência de colisão elétrons-íons é dada por:

$$\nu_{ei} = \frac{1}{3.688 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{1}{n_e \cdot \ln \Lambda} \cdot T_e^{\frac{3}{2}} \cdot 10^{20}} = 2.711 \cdot 10^{-12} \cdot \ln \Lambda \cdot n_e \cdot T_e^{-\frac{3}{2}}$$

Fazendo agora um estudo de comportamento das frequências de ionização e difusão, e para um intervalo de temperatura entre 7 eV e 800 eV:

$$T_e := 1..800$$

$$\nu_{ei}(T_e) := 2.711 \cdot 10^{-12} \cdot \ln \Lambda \cdot n_e \cdot T_e^{-\frac{3}{2}}$$

O coeficiente de difusão devido às colisões e-i é dada por:

$$D_{diff} = \frac{8 \cdot K_b \cdot 11600 \cdot T_e \cdot (\nu_{ei})}{2}$$

$$D_{diff}(T_e) := \frac{8 \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 11600 \cdot T_e \cdot \left(2.711 \cdot 10^{-12} \cdot \ln \Lambda \cdot n_e \cdot T_e^{-\frac{3}{2}} \right)}{m_e \cdot \omega_c^2 \cdot \pi}$$

Estudo das colisões eletrons-partículas neutras:

+

A frequência de colisão eletrons-partículas neutras:

$$\nu_{eo} = n_0 \cdot 2 \cdot 10^{-28} \cdot \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{MKS} \quad T_e [\text{eV}] ;$$

$$\nu_{eo}(T_e) := n_0 \cdot 2 \cdot 10^{-28} \cdot \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\nu_{eo}(T_e) := n_0 \cdot 2 \cdot 10^{-28} \cdot \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}$$

O coeficiente de difusão devido à colisão entre elétrons e partículas neutras:

$$D_{\text{diff}}(T_e) := \frac{8 \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 11600 \cdot T_e \cdot \left[n_0 \cdot 2 \cdot 10^{-28} \cdot \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \right]}{m_e \cdot w c^2 \cdot \pi}$$

Equação geral para o coeficiente de difusão:

$$v_{diff}(T_e) := \frac{8 \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 11600 \cdot T_e \cdot \left[n_0 \cdot 2 \cdot 10^{-28} \cdot \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} + 2.711 \cdot 10^{-12} \cdot \ln \Lambda \cdot n_e \cdot T_e^{-\frac{3}{2}} \right]}{m_e \cdot w_c^2 \cdot \pi}$$

D2) Taxa de ionização:

$$v_{ion} = n_0 < \sigma v >_{ion}$$

O parâmetro de colisão é dado por [Nrl-90]:

$$\sigma v(T_e) := \frac{10^{-11}}{6.0 + \frac{T_e}{W_{ion}}} \cdot \frac{T_e^{\frac{1}{2}}}{W_{ion}^2} \cdot 2.72 \cdot \frac{W_{ion}}{T_e} \quad [m^3/s] \quad W_{ion} = 13.6$$

A frequência de ionização é dada por (com a densidade de partículas neutras fixa):

$$\text{vion}(\text{Te}) := n_0 \cdot \sigma_v(\text{Te})$$

vem:

e multiplicada por uma densidade eletrônica constante:

A relação entre a taxa de criação de partículas ionizadas (ionizacao) e a taxa de perdas por difusão, devido às colisões elétrons-íons e elétrons-partículas neutras, é dada pela expressão seguinte:

$$v_{ion}(T_e) - v_{diff}(T_e) = n_0 \cdot \left[\frac{10^{-11}}{\left(6.0 + \frac{T_e}{W_{ion}}\right)} \cdot \frac{T_e^{\frac{1}{2}}}{W_{ion}^2} \cdot 2.72 - \frac{W_{ion}}{T_e} \right] - \frac{1.281 \cdot 10^{-18} \cdot T_e \cdot \left[n_0 \cdot 2 \cdot 10^{-28} \cdot \left(\frac{T_e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} + 2.711 \cdot 10^{-12} \cdot \ln \Lambda \cdot n_e \cdot T_e^{-\frac{3}{2}} \right]}{m_e \cdot w_c^2 \cdot \pi}$$

e representada na figura seguinte:

E) DEFINIR AS EQUAÇÕES DO SISTEMA

As equações do circuito elétrico são:

$$L_t \frac{d}{dt} I_t(t) - M \frac{d}{dt} I_p(t) + R_t(t) \cdot I_t(t) = 0$$

$$L_p \frac{d}{dt} I_p(t) - M \frac{d}{dt} I_t(t) + R_p(t) \cdot I_p(t) = 0$$

onde $I_t(t)$ é a corrente do transformador primário do A.O. ; $I_p(t)$ é a corrente de plasma; L_t é a indutância da bobina do A.O. ; $R_t(t)$ é a resistência do primário e $R_p(t)$ é a resistência do plasma.

A terceira equação a considerar é a da conservação da energia:

$$\frac{d}{dt} E = I_p^2 \cdot R_p - \frac{E}{\tau E}$$

Considerando agora a equação da conservação de cargas elétricas (equação 1):

$$\frac{d}{dt} n_e = -\frac{n_e}{\tau_p} = n_e \cdot (K1 \cdot v_{ion} - K2 \cdot v_{diff})$$

Resolvendo as equações do circuito elétrico obtemos (equacoes 2 e 3) :

$$\frac{d}{dt} I_p(t) = \frac{R_t(t) \cdot I_t(t) \cdot M + R_p \cdot I_p(t) \cdot L_t}{M^2 - L_t \cdot L_p}$$

$$\frac{d}{dt} I_t(t) = \frac{M \cdot R_p(t) \cdot I_p(t) + R_t(t) \cdot I_t(t) \cdot L_p}{M^2 - L_t \cdot L_p}$$

Resolvendo a equação da energia obtemos:

$$\frac{d}{dt} T_e(t) = \frac{I_p^2 \cdot R_p - \frac{0.194 \cdot 10^{-19} \cdot n_e(t) \cdot T_e(t)}{\tau E}}{0.194 \cdot 10^{-19} \cdot n_e(t)} - \frac{T_e(t)}{n_e(t)} \cdot \frac{d}{dt} n_e(t)$$

Substituindo a equação da conservação das cargas na expressão anterior, vem :

$$\frac{d}{dt} T_e(t) = \frac{I_p^2 \cdot R_p - \frac{0.194 \cdot 10^{-19} \cdot n_e(t) \cdot T_e(t)}{\tau E}}{0.194 \cdot 10^{-19} \cdot n_e(t)} - T_e \cdot (k1 \cdot v_{ion} - k2 \cdot v_{diff})$$

Inserir equacao de conservacao de particulas (5 equacao):

$$\frac{d}{dt} n_o = -\frac{d}{dt} n_e = -[n_e \cdot (K3 \cdot v_{ion} - K4 \cdot v_{diff})] + F_{ext}(t)$$

Resolvendo:

$$y = \begin{pmatrix} T_o \\ I_p \\ I_t \\ n_e \\ n_o \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_0 \\ y_1 \\ y_2 \\ y_3 \\ y_4 \end{pmatrix}$$

Given

$$\delta T_o = \frac{\left[(y_1)^2 \cdot \left[5.52 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{Z_{eff} \cdot \ln \Lambda 1}{(y_0)^{\frac{3}{2}} \cdot 0.18^2} \right] \right] \cdot -1 + \frac{.194 \cdot 10^{-19} \cdot y_3 \cdot y_0}{2.5 \cdot 10^{-21} \cdot y_3 \cdot 0.18^2 \cdot 0.615 \cdot q_o^{0.75}}}{-0.194 \cdot 10^{-19} \cdot y_3} - y_0 \cdot y_4^{K1} \cdot \left[\frac{10^{-11}}{6.0 + \frac{y_0}{13.6}} \cdot \frac{(y_0)^{\frac{1}{2}}}{13.6^2} - \frac{13.6}{y_0} \right] - \frac{1.28 \cdot 10^{-1}}{}$$

$$0 + \delta I_p \cdot M + \delta I_t \cdot L_t = -R_t(i) \cdot y_2$$

$$0 + \delta I_p \cdot L_p + \delta I_t \cdot M = - \left[5.52 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{Z_{eff} \cdot \ln \Lambda 1}{(y_0)^{\frac{3}{2}} \cdot 0.18^2} \right] \cdot y_1$$

$$\delta n_e = y_3 \cdot y_4^{K1} \cdot \left[\frac{10^{-11}}{\left(6.0 + \frac{y_0}{13.6} \right)} \cdot \frac{(y_0)^{\frac{1}{2}}}{13.6^2} - \frac{13.6}{y_0} \right] - \frac{K2 \cdot 1.28 \cdot 10^{-18} \cdot y_0 \cdot \left[y_4 \cdot 2 \cdot 10^{-28} \cdot \left(\frac{y_0}{9.11 \cdot 10^{-31}} \right)^{\frac{1}{2}} + 2.711 \cdot 10^{-12} \cdot \ln \Lambda 1 \cdot y_3 \cdot (y_0)^{-\frac{3}{2}} \right]}{9.11 \cdot 10^{-31} \cdot (2.02 \cdot 10^{11})^2 \cdot 0.18^2 \cdot \pi}$$

$$\delta n_o = -y_3 \cdot y_4^{K3} \cdot \left[\frac{10^{-11}}{\left(6.0 + \frac{y_0}{13.6} \right)} \cdot \frac{(y_0)^{\frac{1}{2}}}{13.6^2} - \frac{13.6}{y_0} \right] - \frac{K4 \cdot 1.28 \cdot 10^{-18} \cdot y_0 \cdot \left[y_4 \cdot 2 \cdot 10^{-28} \cdot \left(\frac{y_0}{9.11 \cdot 10^{-31}} \right)^{\frac{1}{2}} + 2.711 \cdot 10^{-12} \cdot \ln \Lambda 1 \cdot y_3 \cdot (y_0)^{-\frac{3}{2}} \right]}{9.11 \cdot 10^{-31} \cdot (2.02 \cdot 10^{11})^2 \cdot 0.18^2 \cdot \pi}$$

G) Resolução do sistema de equações diferenciais

G1) Cálculo da indutância do plasma

A indutância da coluna de plasma, L_p (H) é dada pela relação:

$$L_p := 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \cdot R_o \cdot \left[\ln \left(\frac{8 \cdot R_o}{a} \right) \cdot \left(1 + \frac{a^2}{2 \cdot R_o^2} \right) - \frac{7}{4} + \frac{a^2}{6 \cdot R_o^2} \right]$$

$$L_p = 1.325 \times 10^{-6} \quad [\text{H}]$$

A indutância do primário, L_t (H) medido é:

$$L_t := 9.1 \cdot 10^{-3} \quad [\text{H}]$$

A indutância mútua, M (H) calculada entre os circuitos é:

$$M := 5.3 \cdot 10^{-5} \quad [\text{H}]$$

Por definição, o fator de acoplamento será:

$$K := \frac{M}{\frac{1}{(L_p \cdot L_t)^2}} \quad K = 0.483$$

F2) Condições iniciais:

$$y = \begin{pmatrix} T_o \\ I_p \\ I_t \\ ne \\ no \end{pmatrix} \quad y := \begin{pmatrix} 4.5 \\ 0 \\ Ia(t1) \\ neini \\ noini \end{pmatrix}$$

Instantes de disparo das Ignitrons (s):

$$\ln \Lambda 1 := \ln \Lambda$$

$$Z_{eff} := Z_{ef}$$

$$t0 := 0$$

$$t2 = 0.029$$

$$t4 = 0.065$$

$$t6 = 0.14$$

$$K1 := 1$$

$$K2 := 1$$

$$Z_{eff} = 2.7$$

$$t1 = 0.029$$

$$t3 = 0.045$$

$$t5 = 0.085$$

$$K3 := 1$$

$$K4 := 1$$

$$Z_{ix} := Z_i$$

H) Valores dos resistores em cada uma das fases da descarga.

$$Rt1(t) := Rb \cdot [\text{if}[[t \leq (t2 - t1)] \cdot (t > 0)], 1, 0]] + Rc \cdot [\text{if}[[t \leq (t3 - t1)] \cdot (t > (t2 - t1))], 1, 0]] + Rd \cdot [\text{if}[[t \leq (t4 - t1)] \cdot (t > (t3 - t1))], 1, 0]]$$

$$Rt2(t) := Re \cdot \text{if}[[t \leq (t5 - t1)] \cdot (t > (t4 - t1))], 1, 0] + Rf \cdot [\text{if}[[t \leq (t6 - t1)] \cdot (t > (t5 - t1))], 1, 0]]$$

$$Rt(t) := Rt1(t) + Rt2(t)$$

I) Definir o perfil de injeção externa do gás:

$$Fext1(t) := 10^{20} \cdot 7 \cdot [\text{if}[[t \leq (40 \cdot 10^{-3} - t1)] \cdot (t > (30 \cdot 10^{-3} - t1))], 1, 0]] + 10^{21} \cdot 2 \cdot [\text{if}[[t \leq (52 \cdot 10^{-3} - t1)] \cdot (t > (40 \cdot 10^{-3} - t1))], 1, 0]]$$

$$Fext2(t) := 10^{20} \cdot 7 \cdot \text{if}[[t \leq (65 \cdot 10^{-3} - t1)] \cdot (t > [(52 \cdot 10^{-3}) - t1])], 1, 0]$$

$$Fext(t) := Fext1(t) + Fext2(t)$$

Numero de iterações:

Niteracoes := 180000

Sol := rkfixed(y,0,.14,Niteracoes,A)

temp := 1000·Sol^{<0>} Te := Sol^{<1>} yo := Sol^{<5>} n := 0,5..Niteracoes
 Ipl := Sol^{<2>} Ipt := (-Sol)^{<3>} ye := Sol^{<4>} j := 0,5..Niteracoes - 1

$$R_p := \begin{pmatrix} 5.5.2.10^{-5} \cdot \frac{Z_{ef} \cdot \ln \Lambda}{3} \\ Te^2 \cdot a^2 \end{pmatrix} \quad U := \begin{pmatrix} 5.5.2.10^{-5} \cdot \frac{Z_{ef} \cdot \ln \Lambda}{3} \cdot I_{pl} \\ Te^2 \cdot a^2 \end{pmatrix} \quad \tau E_{ec} := \sqrt{2.5 \cdot 10^{-21} \cdot y_e \cdot a^2 \cdot Ro \cdot q_o^{0.75}}$$

$$L_p = 1.325 \times 10^{-6}$$

$$V_{loop_j} := L_p \cdot I_{pl_j} \cdot \frac{I_{pl_j} - I_{pl_{j+1}}}{temp_j - temp_{j+1}} \cdot 0.01 + R_{p_j} \cdot I_{pl_j} \quad \frac{4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \cdot 0.615 \cdot \left(\ln \left(\frac{0.20}{0.18} \right) + \frac{1}{2} \right)}{L_p} = 0.353$$

$$q_a = 3$$

Guardar os dados em arquivos:

WRITEPRN("atensao.pm") := V(WRITEPRN("avloop.pm") := Vloop_j WRITEPRN("apotencias.pm") := (temp_n Pin_n Pout_n)

WRITEPRN("aTempo.pm") := temp WRITEPRN("acorrente.pm") := I(t)

WRITEPRN("ashot.pm") := (temp_n Ipt_n Ipl_n Te_n Rp_n Un ye_n yo_n τEec_n)

x := 0

WRITEPRN("adados.pm") :=
$$\begin{pmatrix} t0 & R & Vao & ne \\ t1 & Rb & neini & no \\ t2 & Rc & noini & qo \\ t3 & Rd & Zeff & x \\ t4 & Re & \tau Ee & x \\ t5 & Rf & Lt & x \\ t6 & Lp & K1 & K2 \\ Niteracoes & K & K3 & K4 \end{pmatrix}$$

(SEM PLASMA)

APÊNDICE B - Cálculo dos campos magnéticos criados pelas espiras do Sistema Vertical

Pretende-se calcular a densidade de fluxo magnético ($\mathbf{B}$) criado pelo conjunto de espiras do Sistema vertical, usando a lei de Biot-Savart e integração numérica.

Fig. 1: Corte transversal do TCABR, com a localização das bobinas do Sistema A.O. e Sistema Vertical.

Parâmetros de entrada para as bobinas do Sistema Vertical:

Número de voltas em cada bobina:

$N_1 := 10$	$N_2 := 10$	$N_3 := 10$	$N_4 := 10$
$N_5 := 10$	$N_6 := 10$	$N_7 := 10$	$N_8 := 10$

Valor da corrente em cada uma das bobinas:

$$I_1 := 1300$$

$$I_5 := 1300$$

$$I_2 := (-I)_1 \quad I_3 := (-I)_1 \quad I_4 := I_1$$

$$I_6 := (-I)_5 \quad I_7 := (-I)_5 \quad I_8 := I_5$$

Raio de cada bobina (R) e localização (Z):

$$R_1 := 0.3335 \quad R_2 := 0.8495 \quad R_3 := 0.9335 \quad Z_1 := 0.05 \quad Z_2 := -0.333 \quad Z_3 := -0.135$$

$$R_4 := 0.3335 \quad R_5 := 0.3335 \quad R_6 := 0.9335 \quad Z_4 := 0.144 \quad Z_5 := -0.144 \quad Z_6 := 0.135$$

$$R_7 := 0.8495 \quad R_8 := 0.3335 \quad Z_7 := 0.333 \quad Z_8 := -0.05$$

O campo magnético criado num ponto do espaço é dado pela lei de Biot-Savart:

$$\mathbf{B} = N \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{I' d\mathbf{l}' \times \mathbf{R}}{R^3}$$

onde N é o número de espiras, dl é o deslocamento infinitesimal ao longo da espira, R é a distância do elemento infinitesimal ao ponto onde se pretende calcular o campo magnético e $\mu_0 := 4 \pi \cdot 10^{-7}$.

Da geometria das espiras do Sistema Vertical (geom. de Helmholtz), o ponto onde é calculado o campo e a origem do vetor posição é dado por:

$$\mathbf{r}(x, y, z) := \begin{Bmatrix} x \\ y \\ z \end{Bmatrix} \quad \mathbf{r}_p(a, \phi_p, z_p) := \begin{Bmatrix} a \cos(\phi_p) \\ a \sin(\phi_p) \\ z_p \end{Bmatrix}$$

onde o comprimento do elemento infinitesimal é descrito em coordenadas cilíndricas por:

$$d\mathbf{l}' = \mathbf{a}'_\phi a d\phi'$$

onde:

$$\mathbf{a}_{\phi p}(\phi_p) := \begin{Bmatrix} -\sin(\phi_p) \\ \cos(\phi_p) \\ 0 \end{Bmatrix}$$

componente na direção x de $\mathbf{a}_{\phi p}$

componente na direção y de $\mathbf{a}_{\phi p}$

componente na direção z de $\mathbf{a}_{\phi p}$

Calculando agora a intensidade do campo magnético para cada uma das espiras (1 a 8) e segundo cada uma das direções (comp):

$$\mu_0 := 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$$

$$B1(x, y, z, \text{comp}) := \frac{\mu_0 \cdot N_1 \cdot I_1}{4 \cdot \pi} \int_0^{2 \cdot \pi} \left[\frac{\mathbf{a}_{\mathbf{p}}(\phi_p) \times (\mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_1, \phi_p, Z_1))}{\left(\left| \mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_1, \phi_p, Z_1) \right| \right)^3} \right] \cdot R_1 \, d\phi_p$$

$$B2(x, y, z, \text{comp}) := \frac{\mu_0 \cdot N_2 \cdot I_2}{4 \cdot \pi} \int_0^{2 \cdot \pi} \left[\frac{\mathbf{a}_{\mathbf{p}}(\phi_p) \times (\mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_2, \phi_p, Z_2))}{\left(\left| \mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_2, \phi_p, Z_2) \right| \right)^3} \right] \cdot R_2 \, d\phi_p$$

$$B3(x, y, z, \text{comp}) := \frac{\mu_0 \cdot N_3 \cdot I_3}{4 \cdot \pi} \int_0^{2 \cdot \pi} \left[\frac{\mathbf{a}_{\mathbf{p}}(\phi_p) \times (\mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_3, \phi_p, Z_3))}{\left(\left| \mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_3, \phi_p, Z_3) \right| \right)^3} \right] \cdot R_3 \, d\phi_p$$

$$B4(x, y, z, \text{comp}) := \frac{\mu_0 \cdot N_4 \cdot I_4}{4 \cdot \pi} \int_0^{2 \cdot \pi} \left[\frac{\mathbf{a}_{\mathbf{p}}(\phi_p) \times (\mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_4, \phi_p, Z_4))}{\left(\left| \mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_4, \phi_p, Z_4) \right| \right)^3} \right] \cdot R_4 \, d\phi_p$$

$$B5(x, y, z, \text{comp}) := \frac{\mu_0 \cdot N_5 \cdot I_5}{4 \cdot \pi} \int_0^{2 \cdot \pi} \left[\frac{\mathbf{a}_{\mathbf{p}}(\phi_p) \times (\mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_5, \phi_p, Z_5))}{\left(\left| \mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_5, \phi_p, Z_5) \right| \right)^3} \right] \cdot R_5 \, d\phi_p$$

$$B6(x, y, z, \text{comp}) := \frac{\mu_0 \cdot N_6 \cdot I_6}{4 \cdot \pi} \int_0^{2 \cdot \pi} \left[\frac{\mathbf{a}_{\mathbf{p}}(\phi_p) \times (\mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_6, \phi_p, Z_6))}{\left(\left| \mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_6, \phi_p, Z_6) \right| \right)^3} \right] \cdot R_6 \, d\phi_p$$

$$B7(x, y, z, \text{comp}) := \frac{\mu_0 \cdot N_7 \cdot I_7}{4 \cdot \pi} \int_0^{2 \cdot \pi} \left[\frac{\mathbf{a}_{\mathbf{p}}(\phi_p) \times (\mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_7, \phi_p, Z_7))}{\left(\left| \mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}(R_7, \phi_p, Z_7) \right| \right)^3} \right] \cdot R_7 \, d\phi_p$$

$$B8(x, y, z, \text{comp}) := \frac{\mu_0 \cdot N_8 \cdot I_8}{4 \cdot \pi} \cdot \int_0^{2 \cdot \pi} \left[\frac{\mathbf{a}_{\phi p}(\phi_p) \times \left(\mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_p(R_8, \phi_p, Z_8) \right)}{\left(\left| \mathbf{r}(x, y, z) - \mathbf{r}_p(R_8, \phi_p, Z_8) \right| \right)^3} \right]_{\text{comp}} \cdot R_8 \, d\phi_p$$

A componente comp nas expressões anteriores é usada para especificar qual a componente cartesiana a considerar nos cálculos de B. Se comp=0 especifica a componente x, comp=1 é a componente y e comp=2 especifica a componente z.

Cálculos:

a) Calcular a componente de B segundo um eixo vertical (c=2) e que passe pelo centro da máquina:

npts := 41 números de pontos a calcular ao longo do eixo zz.

Zstart := -1.0 Zend := 1.0 Intervalo de zz.

i := 0..npts - 1 $z_i := Zstart + i \cdot \frac{Zend - Zstart}{npts - 1}$ px := 0.615 py := 0

Calcular Bz nos pontos zi para as bobinas do Sistema Vetical:

Bz_axis1_i := B1(px, py, z_i, 2) + B2(px, py, z_i, 2) + B3(px, py, z_i, 2) + B4(px, py, z_i, 2)

Bz_axis2_i := B5(px, py, z_i, 2) + B6(px, py, z_i, 2) + B7(px, py, z_i, 2) + B8(px, py, z_i, 2)

Bz_axis_i := Bz_axis1_i + Bz_axis2_i

Componente vertical do campo no centro do vaso:

$$Bz_axis_{20} \cdot 10000 = -475.14269$$

b) Calcular B radialmente (c=1) para os pontos z_i :

$$i := 0..npts - 1 \quad z_i := Zstart + i \frac{Zend - Zstart}{npts - 1} \quad c := 1$$

$$Bx_axis1_i := B1\langle px, py, z_i, c \rangle + B2\langle px, py, z_i, c \rangle + B3\langle px, py, z_i, c \rangle + B4\langle px, py, z_i, c \rangle$$

$$Bx_axis2_i := B5\langle px, py, z_i, c \rangle + B6\langle px, py, z_i, c \rangle + B7\langle px, py, z_i, c \rangle + B8\langle px, py, z_i, c \rangle$$

$$Bx_axis_i := Bx_axis1_i + Bx_axis2_i$$

c) Cálculo da campo horizontal do campo, num plano transversal:

$npts := 15$ número de pontos na grelha

$Rinicial := 0$ $Zinicial := -1.0$

$Rfinal := 1.0$ $Zfinal := 1.0$

Definir os pontos da grelha, para o cálculo de **B** em cada um dos pontos:

$i := 0..npts - 1$ $j := 0..npts - 1$

$$x_i := Rinicial + i \frac{Rfinal - Rinicial}{npts - 1} \quad z_j := Zinicial + j \frac{Zfinal - Zinicial}{npts - 1}$$

Nota: Para os pontos da grelha que coincidam com a posição das espiras, teremos de eliminar esses pontos colocando o valor do campo igual a zero, por forma a eliminar que a função exploda.

$$\text{Bx1}_{i,j} := \text{if} \left[\left(|x_i| = R_1 \right) \cdot \left(z_j = Z_1 \right) + \left(|x_i| = R_2 \right) \cdot \left(z_j = Z_2 \right), 0, B1 \langle x_i, 0, z_j, 0 \rangle + B2 \langle x_i, 0, z_j, 0 \rangle \right]$$

$$\text{Bx2}_{i,j} := \text{if} \left[\left(|x_i| = R_3 \right) \cdot \left(z_j = Z_3 \right) + \left(|x_i| = R_4 \right) \cdot \left(z_j = Z_4 \right), 0, B3 \langle x_i, 0, z_j, 0 \rangle + B4 \langle x_i, 0, z_j, 0 \rangle \right]$$

$$\text{Bx3}_{i,j} := \text{if} \left[\left(|x_i| = R_5 \right) \cdot \left(z_j = Z_5 \right) + \left(|x_i| = R_6 \right) \cdot \left(z_j = Z_6 \right), 0, B5 \langle x_i, 0, z_j, 0 \rangle + B6 \langle x_i, 0, z_j, 0 \rangle \right]$$

$$\text{Bx4}_{i,j} := \text{if} \left[\left(|x_i| = R_7 \right) \cdot \left(z_j = Z_7 \right) + \left(|x_i| = R_8 \right) \cdot \left(z_j = Z_8 \right), 0, B7 \langle x_i, 0, z_j, 0 \rangle + B8 \langle x_i, 0, z_j, 0 \rangle \right]$$

$$\text{Bx}_{i,j} := \text{Bx1}_{i,j} + \text{Bx2}_{i,j} + \text{Bx3}_{i,j} + \text{Bx4}_{i,j}$$

D) Cálculo da componente vertical do campo num plano transversal:

$$Bz1_{i,j} := \text{if} \left[\left(|x_i| = R_1 \right) \cdot \left(z_j = Z_1 \right) + \left(|x_i| = R_2 \right) \cdot \left(z_j = Z_2 \right), 0, B1 \left(x_i, 0, z_j, 2 \right) + B2 \left(x_i, 0, z_j, 2 \right) \right]$$

$$Bz2_{i,j} := \text{if} \left[\left(|x_i| = R_3 \right) \cdot \left(z_j = Z_3 \right) + \left(|x_i| = R_4 \right) \cdot \left(z_j = Z_4 \right), 0, B3 \left(x_i, 0, z_j, 2 \right) + B4 \left(x_i, 0, z_j, 2 \right) \right]$$

$$Bz3_{i,j} := \text{if} \left[\left(|x_i| = R_5 \right) \cdot \left(z_j = Z_5 \right) + \left(|x_i| = R_6 \right) \cdot \left(z_j = Z_6 \right), 0, B5 \left(x_i, 0, z_j, 2 \right) + B6 \left(x_i, 0, z_j, 2 \right) \right]$$

$$Bz4_{i,j} := \text{if} \left[\left(|x_i| = R_7 \right) \cdot \left(z_j = Z_7 \right) + \left(|x_i| = R_8 \right) \cdot \left(z_j = Z_8 \right), 0, B7 \left(x_i, 0, z_j, 2 \right) + B8 \left(x_i, 0, z_j, 2 \right) \right]$$

$$Bz_{i,j} := Bz1_{i,j} + Bz2_{i,j} + Bz3_{i,j} + Bz4_{i,j}$$

e) Cálculo do módulo do campo magnético:

$$B_{i,j} := \left[(B_{x,i,j})^2 + (B_{z,i,j})^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

e) Plotar Bz num plano xy.

Vamos agora plotar o campo magnético criado pelas espiras do Sistema Vertical num plano xy localizado em $z_{plot}=0$, plano equatorial da máquina).

$z_{plot} := 0$ plano onde Bz vai ser calculado.

$npts := 20$ número de pontos a plotar em x e em y.

$x_{inicial} := 0$ $x_{final} := 1$ limites de x (m)

$y_{inicial} := -1$ $y_{final} := 1$ limites de y (m)

$i := 0..npts - 1$ $j := 0..npts - 1$

$$x_i := x_{inicial} + i \cdot \frac{x_{final} - x_{inicial}}{npts - 1} \quad y_j := y_{inicial} + j \cdot \frac{y_{final} - y_{inicial}}{npts - 1}$$

Cálculo de Bz no plano xy:

$$Bz_xy1_{i,j} := \{B1\langle x_i, y_j, zplot, 2 \rangle + B2\langle x_i, y_j, zplot, 2 \rangle + B3\langle x_i, y_j, zplot, 2 \rangle + B4\langle x_i, y_j, zplot, 2 \rangle\} \cdot 10000$$

$$Bz_xy2_{i,j} := \{B5\langle x_i, y_j, zplot, 2 \rangle + B6\langle x_i, y_j, zplot, 2 \rangle + B7\langle x_i, y_j, zplot, 2 \rangle + B8\langle x_i, y_j, zplot, 2 \rangle\} \cdot 10000$$

$$Bz_xy_{i,j} := Bz_xy1_{i,j} + Bz_xy2_{i,j}$$

Por fim, representamos o campo magnético vertical através de linhas de contorno:

f) Cálculo das linhas de força:

npts := 25 número de pontos na grelha

Rinicial := 0.001 Zinicial := - 1.0

Rfinal := 1.0 Zfinal := 1.0

Definir os pontos da grelha, para o cálculo de **B** em cada um dos pontos:

i := 0.. npts - 1 j := 0.. npts - 1

$$x_i := \text{Rinicial} + i \cdot \frac{\text{Rfinal} - \text{Rinicial}}{\text{npts} - 1} \quad z_j := \text{Zinicial} + j \cdot \frac{\text{Zfinal} - \text{Zinicial}}{\text{npts} - 1}$$

Determinar o potencial vetor A:

$$A_\phi = \frac{\mu_0 I}{2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{a}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\left(\frac{2}{k} - k \right) \cdot K(k) - \frac{2}{k} \cdot E(k) \right]$$

onde:

$$k = \left[\frac{4 \cdot r \cdot a}{(z - z_0)^2 + (r + a)^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Integral elíptica de primeira ordem:

$$K(m) = \left[\left(a_0 + a_1 \cdot m_1 + a_2 \cdot m_1^2 + a_3 \cdot m_1^3 + a_4 \cdot m_1^4 \right) + \left(b_0 + b_1 \cdot m_1 + b_2 \cdot m_1^2 + b_3 \cdot m_1^3 + b_4 \cdot m_1^4 \right) \right] \cdot \ln \left(\frac{1}{m_1} \right) + \varepsilon$$

ao := 1.38629436112

a1 := 0.09666344259

bo := 0.5

b1 := 0.12498593597

a2 := 0.03590092383

a3 := 0.03742563713

b2 := 0.06880248576

b3 := 0.03328355346

b4 := 0.00441787012

a4 := 0.01451196212

$\varepsilon := 2 \cdot 10^{-8}$

$\varepsilon e := 2 \cdot 10^{-8}$

Integral elíptica de segunda ordem:

$$E(m) = \left[\left(1 + a_1 e \cdot m_1 + a_2 e \cdot m_1^2 + a_3 e \cdot m_1^3 + a_4 e \cdot m_1^4 \right) + \left(b_1 e \cdot m_1 + b_2 e \cdot m_1^2 + b_3 e \cdot m_1^3 + b_4 e \cdot m_1^4 \right) \right] \cdot \ln \left(\frac{1}{m_1} \right) + \varepsilon e$$

a1e := 0.44325141463

a2e := 0.06260601220

b1e := 0.24998368310

b2e := 0.09200180037

a3e := 0.04757383546

a4e := 0.01736506451

b3e := 0.04069697526

b4e := 0.00526449639

$$K_{2,j}^3 := \left[\left[a_0 + a_1 \left[1 - \langle k_{2,j}^3 \rangle^2 \right] + a_2 \left[1 - \langle k_{2,j}^3 \rangle^2 \right]^2 + a_3 \left[1 - \langle k_{2,j}^3 \rangle^2 \right]^3 + a_4 \left[1 - \langle k_{2,j}^3 \rangle^2 \right]^4 \right] + \left[b_0 + b_1 \left[1 - \langle k_{2,j}^3 \rangle^2 \right] + b_2 \left[1 - \langle k_{2,j}^3 \rangle^2 \right]^2 + t \right] \right]$$

Integral elíptica de segunda ordem:

$$El_{i,j} = \left[\left[1 + a_1 e \cdot \left[1 - \langle kl_{i,j} \rangle^2 \right] + a_2 e \cdot \left[1 - \langle kl_{i,j} \rangle^2 \right]^2 + a_3 e \cdot \left[1 - \langle kl_{i,j} \rangle^2 \right]^3 + a_4 e \cdot \left[1 - \langle kl_{i,j} \rangle^2 \right]^4 \right] + \left[b_1 e \cdot \left[1 - \langle kl_{i,j} \rangle^2 \right] + b_2 e \cdot \left[1 - \langle kl_{i,j} \rangle^2 \right]^2 + t \right] \right]$$

$$E_{2,ij} = \left[\left[1 + a_1 e \cdot \left[1 - \langle k_{2,ij} \rangle^2 \right] + a_2 e \cdot \left[1 - \langle k_{2,ij} \rangle^2 \right]^2 + a_3 e \cdot \left[1 - \langle k_{2,ij} \rangle^2 \right]^3 + a_4 e \cdot \left[1 - \langle k_{2,ij} \rangle^2 \right]^4 \right] + \left[b_1 e \cdot \left[1 - \langle k_{2,ij} \rangle^2 \right] + b_2 e \cdot \left[1 - \langle k_{2,ij} \rangle^2 \right]^2 + t \right. \right]$$

$$E_{3,ij} = \left[\left[1 + a_1 e \left[1 - \langle k_{1,ij} \rangle^2 \right] + a_2 e \left[1 - \langle k_{1,ij} \rangle^2 \right]^2 + a_3 e \left[1 - \langle k_{1,ij} \rangle^2 \right]^3 + a_4 e \left[1 - \langle k_{1,ij} \rangle^2 \right]^4 \right] + \left[b_1 e \left[1 - \langle k_{1,ij} \rangle^2 \right] + b_2 e \left[1 - \langle k_{1,ij} \rangle^2 \right]^2 + t \right] \right]$$

$$E_{4,ij} = \left[\left[1 + a_1 e \cdot \left[1 - \langle k_{4,ij} \rangle^2 \right] + a_2 e \cdot \left[1 - \langle k_{4,ij} \rangle^2 \right]^2 + a_3 e \cdot \left[1 - \langle k_{4,ij} \rangle^2 \right]^3 + a_4 e \cdot \left[1 - \langle k_{4,ij} \rangle^2 \right]^4 \right] + \left[b_1 e \cdot \left[1 - \langle k_{4,ij} \rangle^2 \right] + b_2 e \cdot \left[1 - \langle k_{4,ij} \rangle^2 \right]^2 + t \right] \right]$$

$$E5_{i,j} = \left[\left[1 + a1e \cdot \left[1 - \langle k5_{i,j} \rangle^2 \right] + a2e \cdot \left[1 - \langle k5_{i,j} \rangle^2 \right]^2 + a3e \cdot \left[1 - \langle k5_{i,j} \rangle^2 \right]^3 + a4e \cdot \left[1 - \langle k5_{i,j} \rangle^2 \right]^4 \right] + \left[b1e \cdot \left[1 - \langle k5_{i,j} \rangle^2 \right] + b2e \cdot \left[1 - \langle k5_{i,j} \rangle^2 \right]^2 + t \right] \right]$$

$$E6_{i,j} := \left[\left[1 + a_1 e \cdot \left[1 - \langle k6_{i,j} \rangle^2 \right] + a_2 e \cdot \left[1 - \langle k6_{i,j} \rangle^2 \right]^2 + a_3 e \cdot \left[1 - \langle k6_{i,j} \rangle^2 \right]^3 + a_4 e \cdot \left[1 - \langle k6_{i,j} \rangle^2 \right]^4 \right] + \left[b_1 e \cdot \left[1 - \langle k6_{i,j} \rangle^2 \right] + b_2 e \cdot \left[1 - \langle k6_{i,j} \rangle^2 \right]^2 + t \right] \right]$$

$$E7_{i,j} := \left[\left[1 + a1e \cdot \left[1 - \langle k7_{i,j} \rangle^2 \right] + a2e \cdot \left[1 - \langle k7_{i,j} \rangle^2 \right]^2 + a3e \cdot \left[1 - \langle k7_{i,j} \rangle^2 \right]^3 + a4e \cdot \left[1 - \langle k7_{i,j} \rangle^2 \right]^4 \right] + \left[b1e \cdot \left[1 - \langle k7_{i,j} \rangle^2 \right] + b2e \cdot \left[1 - \langle k7_{i,j} \rangle^2 \right]^2 + t \right] \right]$$

$$\mathbb{E} \mathbb{S}_{i,j} = \left[\left[1 + a_1 e \cdot \left[1 - \langle k \mathbb{S}_{i,j} \rangle^2 \right] + a_2 e \cdot \left[1 - \langle k \mathbb{S}_{i,j} \rangle^2 \right]^2 + a_3 e \cdot \left[1 - \langle k \mathbb{S}_{i,j} \rangle^2 \right]^3 + a_4 e \cdot \left[1 - \langle k \mathbb{S}_{i,j} \rangle^2 \right]^4 \right] + \left[b_1 e \cdot \left[1 - \langle k \mathbb{S}_{i,j} \rangle^2 \right] + b_2 e \cdot \left[1 - \langle k \mathbb{S}_{i,j} \rangle^2 \right]^2 + t \right] \right]$$

Determinação do potencial vetor criado por cada espira:

$$A1_{i,j} := \frac{\mu_0 \cdot I_1}{2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{R_1}{x_i} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\left(\frac{2}{k1_{i,j}} - k1_{i,j} \right) \cdot K1_{i,j} - \frac{2}{k1_{i,j}} \cdot E1_{i,j} \right] \quad A2_{i,j} := \frac{\mu_0 \cdot I_2}{2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{R_2}{x_i} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\left(\frac{2}{k2_{i,j}} - k2_{i,j} \right) \cdot K2_{i,j} - \frac{2}{k2_{i,j}} \cdot E2_{i,j} \right]$$

$$A3_{i,j} := \frac{\mu_0 \cdot I_3}{2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{R_3}{x_i} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\left(\frac{2}{k3_{i,j}} - k3_{i,j} \right) \cdot K3_{i,j} - \frac{2}{k3_{i,j}} \cdot E3_{i,j} \right] \quad A4_{i,j} := \frac{\mu_0 \cdot I_4}{2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{R_4}{x_i} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\left(\frac{2}{k4_{i,j}} - k4_{i,j} \right) \cdot K4_{i,j} - \frac{2}{k4_{i,j}} \cdot E4_{i,j} \right]$$

$$A5_{i,j} := \frac{\mu_0 \cdot I_5}{2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{R_5}{x_i} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\left(\frac{2}{k5_{i,j}} - k5_{i,j} \right) \cdot K5_{i,j} - \frac{2}{k5_{i,j}} \cdot E5_{i,j} \right] \quad A6_{i,j} := \frac{\mu_0 \cdot I_6}{2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{R_6}{x_i} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\left(\frac{2}{k6_{i,j}} - k6_{i,j} \right) \cdot K6_{i,j} - \frac{2}{k6_{i,j}} \cdot E6_{i,j} \right]$$

$$A7_{i,j} := \frac{\mu_0 \cdot I_7}{2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{R_7}{x_i} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\left(\frac{2}{k7_{i,j}} - k7_{i,j} \right) \cdot K7_{i,j} - \frac{2}{k7_{i,j}} \cdot E7_{i,j} \right] \quad A8_{i,j} := \frac{\mu_0 \cdot I_8}{2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{R_8}{x_i} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\left(\frac{2}{k8_{i,j}} - k8_{i,j} \right) \cdot K8_{i,j} - \frac{2}{k8_{i,j}} \cdot E8_{i,j} \right]$$

Linhas de campo da condição $r \cdot A \cdot \phi = \text{constante}$:

$$LC_{i,j} := x_i \cdot A1_{i,j} + x_i \cdot A2_{i,j} + x_i \cdot A3_{i,j} + x_i \cdot A4_{i,j} + x_i \cdot A5_{i,j} + x_i \cdot A6_{i,j} + x_i \cdot A7_{i,j} + x_i \cdot A8_{i,j}$$

	11	12	13
11	-0.0000799	-0.00008791	-0.0000799
12	-0.00003112	-0.00003756	-0.00003112
13	0.00001956	0.0000146	0.00001956
14	0.00007159	0.00006789	0.00007159
15	0.0001245	0.00012181	0.0001245
16	0.0001779	0.00017592	0.0001779
17	0.00023142	0.00022982	0.00023142
18	0.00028472	0.00028301	0.00028472
19	0.00033758	0.00033475	0.00033758
20	0.00038999	0.00038369	0.00038999
21	0.000442	0.00042721	0.000442

g) Cálculo do índice de curvatura do campo magnético vertical:

npts := 50 número de pontos na grelha

Rinicial := 0.4 Zinicial := 0.0 Rfinal := 0.8 Zfinal := 0.2

Definir os pontos da grelha, para o cálculo de **B** em cada um dos pontos:

i := 0..npts - 1 j := 0..npts - 1

$$x_i := \text{Rinicial} + i \cdot \frac{\text{Rfinal} - \text{Rinicial}}{\text{npts} - 1} \quad z_j := \text{Zinicial} + j \cdot \frac{\text{Zfinal} - \text{Zinicial}}{\text{npts} - 1}$$

$$\text{Bz1}_{i,j} := \text{if} \left[\left(|x_i| = R_1 \right) \cdot \left(z_j = Z_1 \right) + \left(|x_i| = R_2 \right) \cdot \left(z_j = Z_2 \right), 0, \text{B1}(x_i, 0, z_j, 2) + \text{B2}(x_i, 0, z_j, 2) \right]$$

$$\text{Bz2}_{i,j} := \text{if} \left[\left(|x_i| = R_3 \right) \cdot \left(z_j = Z_3 \right) + \left(|x_i| = R_4 \right) \cdot \left(z_j = Z_4 \right), 0, \text{B3}(x_i, 0, z_j, 2) + \text{B4}(x_i, 0, z_j, 2) \right]$$

$$\text{Bz3}_{i,j} := \text{if} \left[\left(|x_i| = R_5 \right) \cdot \left(z_j = Z_5 \right) + \left(|x_i| = R_6 \right) \cdot \left(z_j = Z_6 \right), 0, \text{B5}(x_i, 0, z_j, 2) + \text{B6}(x_i, 0, z_j, 2) \right]$$

$$\text{Bz4}_{i,j} := \text{if} \left[\left(|x_i| = R_7 \right) \cdot \left(z_j = Z_7 \right) + \left(|x_i| = R_8 \right) \cdot \left(z_j = Z_8 \right), 0, \text{B7}(x_i, 0, z_j, 2) + \text{B8}(x_i, 0, z_j, 2) \right]$$

$$\text{Bz}_{i,j} := \text{Bz1}_{i,j} + \text{Bz2}_{i,j} + \text{Bz3}_{i,j} + \text{Bz4}_{i,j}$$

$$n = \frac{r}{B_v} \frac{dB_v}{dr} \quad r_{i,j} := \left[\langle x_i \rangle^2 + \langle z_j \rangle^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad i := 1.. \text{cols}(\text{Bz}) - 1 \quad j := 1.. \text{rows}(\text{Bz}) - 1$$

$$n_{i,j} := - \frac{x_i}{\left(\frac{\text{Bz}_{i,j} + \text{Bz}_{i-1,j}}{2} \right)} \cdot \frac{(\text{Bz}_{i,j} - \text{Bz}_{i-1,j})}{x_i - x_{i-1}}$$

$$\text{WRITEPRN}(\text{indice}) := \langle x_i \quad z_i \quad \text{Bz}_{i,j} \quad n_{i,j} \rangle$$