UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

TRANSPORTE DE PARTÍCULAS E ENERGIA NO PLASMA DO
TOKAMAK TBR-1: DIAGNÓSTICOS E ESTUDO EXPERIMENTAL

Lauro
DP
Maurício Ueda
Iberê Luiz Coladas
Marcos Medeiros

RUY PEPE DA SILVA

Tese submetida ao Instituto de
Física da Universidade de São
Paulo para obtenção do título
de Doutor em Ciências.

Orientador: Prof. Dr. Ivan C. Nascimento

Defesa 30/6/89

São Paulo
1989

SBI-IFUSP

305M810T1554

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

530.44
S586t
D
e. 1

TOKAMAK TBR-1: DIAGNÓSTICOS E ESTUDO EXPERIMENTAL
TRANSPORTE DE PARTÍCULAS E ENERGIA NO PLASMA DO

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Silva, Ruy Pepe da

Transporte de partículas e energia no plasma do
Tokamak TBR-1: diagnósticos e estudo experimental.
São Paulo, 1989.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Ins-
tituto de Física. Departamento de Física Experimental.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. Ivan Curha Nascimento

Unitermos: 1. Transporte de partículas e energia;
2. Tokamak; 3. Sondas eletrostáticas; 4. Interferome-
tria de microondas; 5. Tempo de confinamento.

USP/IF/SBI - 25/89

Mas o Dono da Tabacaria chegou à porta e ficou à porta.
Olho—o com o desconforto da cabeça mal voltada
E com o desconforto da alma mal—entendendo.
Ele morrerá e eu morrerei.
Ele deixará a tabuleta, eu deixarei os versos.
A certa altura morrerá a tabuleta também, e os versos também.
Depois de certa altura morrerá a rua onde esteve a tabuleta.
E a língua em que foram escritos os versos.
Morrerá depois o planeta girante em que tudo isso se deu.
Em outros satélites de outros sistemas qualquer coisa como gente
Continuará fazendo coisas como versos e vivendo por baixo de
coisas como tabuletas,
Sempre uma coisa defronte da outra,
Sempre uma coisa tão inútil como a outra,
Sempre o impossível tão estúpido como o real,
Sempre o mistério do fundo tão certo como o sono de mistério
da superfície,
Sempre isto ou sempre outra coisa ou nem uma coisa nem outra.

Fernando Pessoa

Vestido de hidrogênio incandescente,
Vaguei um século improficuamente,
Pelas monotonias siderais!

Augusto dos Anjos
(Por sugestão do amigo Lazzuri)

À memória do amigo Angelo Lazzuri pelos grandes papos
— que tiveram que se interromper.

À Wilma, minha companheira.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Ivan C. Nascimento pela orientação, apoio e interesse a este trabalho.

Ao Prof. Iberê L. Caldas pelas inúmeras sugestões, pelo incentivo e apoio amigo.

Ao Prof. Ricardo M. O. Galvão pelas sugestões e discussões.

Ao Aluísio por sua ajuda e por suas inestimáveis sugestões na parte computacional deste trabalho.

Ao José Henrique pelas sugestões, apoio e companheirismo.

Ao Prof. Munemasa Machida pela ajuda e sugestões.

Ao Renato — que iniciou os trabalhos com sondas de Langmuir no TBR-1 — pelas discussões e sugestões referentes ao Capítulo 4.

Ao colega Alvaro pelo apoio amigo e pelas várias informações que me mandou.

Aos colegas Nelson, Vilma e Vitória, que durante as nossas muitas conversas, sempre deram "aquela força".

Ao Edson (Banzai) por sua colaboração na operação e manutenção do TBR-1.

Ao André por sugestões e por sua atenção.

Ao Dirceu por sua ajuda na construção da estrutura da sonda de ions, e ao Abílio pela ajuda na montagem e testes da eletrônica a ela associada.

Ao Emilson e ao Abílio que, com muita dedicação, colaboraram na construção e testes do sistema eletrônico associado ao interferômetro de microondas; ao eng.^o Jorge Raffaele e ao Prof. Jacques Lepine (ambos do IAG) pela ajuda na construção de trechos de guias de onda por eletroformação.

Ao Juan, Wanderley, Celso, Cristóvão e Tadeu, pela colaboração, sempre atenciosa, em diferentes pontos deste trabalho.

Ao Raul e à Maisa pela ajuda no processamento dos dados.

Ao Ivan Cardoso e ao Rogério, pelo apoio técnico.

Ao Baeta, ao João e, através deles, a todo o pessoal da oficina mecânica.

Ao João Carlos, Carlos e Carlos Eduardo, pelos excelentes desenhos.

A todo pessoal da marcenaria.

A todo pessoal da biblioteca.

À Rita e à Cláudia da Pós-Graduação.

À Isabel pela datilografia do texto.

À Sylvia e à Ivanete — secretárias do Grupo de Plasmas em diferentes fases deste trabalho — pelo apoio e atenção constantes.

RESUMO

Os estudos sobre o plasma na região da borda de máquinas tokamak têm se intensificado nos últimos anos em decorrência da constatação de que o comportamento do plasma na região central da máquina é bastante influenciado por processos que ocorrem na borda da coluna.

Neste trabalho é feito um estudo experimental das propriedades de transporte do plasma na região da sombra do limitador do TBR-1, um tokamak de pequeno porte em operação no Instituto de Física da Universidade de São Paulo. São também determinados os tempos de confinamento globais de partículas e energia.

Três foram os diagnósticos usados neste trabalho. Inicialmente, é abordada a utilização de sondas de Langmuir para a obtenção de perfis radiais e temporais da temperatura de elétrons, densidade e potencial de plasma; descreve-se também o arranjo experimental usado para este diagnóstico. A seguir, discute-se o projeto e a construção de uma sonda sensível a íons associada a um sistema eletrônico que permitiu a determinação simultânea das temperaturas locais de íons e elétrons. Finalmente, é discutido o dimensionamento e a implantação de um interferômetro de microondas para medidas de densidade de elétrons na região central da coluna de plasma do TBR-1; o sistema opera em 65 GHz e toda a eletrônica associada foi projetada e construída em nosso Laboratório.

Os resultados obtidos com as sondas foram analisados com a ajuda de um modelo não colisional de transporte de partículas e energia para a região da sombra do limitador de máquinas tokamak. A partir dos decaimentos radiais da temperatura de elétrons ($\lambda_e \approx 2,6$ cm) e da densidade ($\lambda_n \approx 1,4$ cm), bem como do fator de transmissão de energia para os elétrons ($\delta_e \approx 4$), determinou-se o coeficiente de difusão perpendicular ao campo magnético ($D_{\perp} \approx 6$ m²s⁻¹) e a difusividade térmica dos elétrons ($\chi_{\perp}^e \approx 8$ m²s⁻¹), resultados que indicam valores próximos aos previstos pelo modelo de Bohm. As medidas das temperaturas de íons e elétrons mostram um claro desacoplamento térmico entre íons e elétrons ($T_i/T_e \approx 2$).

As medidas de densidade obtidas no centro da coluna, em conjunto com as obtidas na borda, permitiram a determinação dos tempos de confinamento globais de partículas ($\tau_p \approx 1,8 \times 10^{-3}$ s) e de energia ($\tau_e \approx 1,2 \times 10^{-4}$ s). Os resultados foram comparados com os previstos por várias leis de escala.

ABSTRACT

The study of the plasma edge in Tokamak machines has increased in recent last years, since the recognition that the behavior of the plasma core is influenced by the Physical processes that occur in the edge region.

This work develops an experimental study of plasma transport properties in the shadow region of TBR-1 limiter. TBR-1 is a small Tokamak in operation in the Physics Institute of São Paulo University. We have also determined the global confinement time of particles and energy.

We have used three diagnostics: a Langmuir probe, an ion sensitive probe, and a microwave interferometer. Initially we discuss the use of Langmuir probes in Tokamak machines to obtain temporal and radial profiles of electron temperature, plasma density and potential; we show also the experimental arrangement used in the TBR-1 for this diagnostic. Then, we discuss the design and construction of an ion sensitive probe associated with an electronic system, that was used to obtain, simultaneously, local ion and electron temperature. Finally we discuss a microwave interferometry system that has been built for the TBR-1. The microwave generator is a reflex Klystron ($f = 65$ GHz), and with the interferometer we obtained electron density time profiles of the center of TBR-1 plasma column. All the electronics associated with the interferometer were designed and built in our laboratory.

The results obtained with the probes are discussed with the help of a collisionless model for Tokamak scrape-off plasma. With the radial e-foldings of electron temperature ($\lambda_e \simeq 2.6$ cm) and density ($\lambda_n \simeq 1.4$ cm), and the sheath electron transmission coefficient ($\delta_e \simeq 4$), we have determined the cross-field diffusion coefficient ($D_{\perp} \simeq 6$ m²s⁻¹) and the electron cross-field thermal diffusivity ($\chi_{\perp}^e \simeq 8$ m²s⁻¹). These results indicate values near those predicted by the Bohm model. The measurements of electron and ion temperature shows a clear thermal decoupling between ions and electrons ($T_i/T_e \simeq 2$).

The measurements of plasma parameters in the center of the plasma column, with that obtained with the probes permitted the determination of the particle ($\tau_p \simeq 1.8 \times 10^{-3}$ s) and energy ($\tau_e \simeq 1.2 \times 10^{-4}$ s) global confinement times. These results were compared with those predicted by scaling laws.

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO.....	1
2. O TOKAMAK TBR-1.....	6
2.1. A Concepção da Máquina Tokamak.....	7
2.2. O TBR-1.....	12
3. PROCESSOS DE TRANSPORTE NA REGIÃO DA SOMBRA DO LIMITADOR DE UM TOKAMAK: UM MODELO NÃO COLISIONAL.....	16
3.1. Conceitos e Processos Básicos.....	16
3.2. O Perfil Radial de Densidade na RSL.....	20
3.3. Modelo Não Colisional para o Transporte de Partículas e Energia na RSL.....	24
3.4. Condições para a Validade do Modelo Não Colisional, ...	30
3.5. Tempos de Confinamento Globais de Partículas e Energia.....	34
4. SONDAS DE LANGMUIR.....	40
4.1. Modelos Teóricos.....	41
4.1.1. Modelo simplificado e conceitos básicos.....	41
4.1.2. Modelos refinados.....	49
4.1.3. Determinação de parâmetros do plasma e dimensionamento de sondas.....	59
4.2. Arranjo Experimental Utilizado nas Medidas com Sondas de Langmuir no TBR-1.....	62
5. SONDA SENSÍVEL A ÍONS.....	67
5.1. Sonda Eletrostática Sensível a Íons.....	67
5.2. Descrição da Sonda de Íons.....	73
5.3. Arranjo Experimental.....	78

5.4.	Circuito Eletrônico Associado à Sonda de íons	80
6.	INTERFEROMETRIA DE MICROONDAS	93
6.1.	Modelo Teórico	93
6.2.	Dimensionamento do Interferômetro	106
6.3.	Descrição do Interferômetro Implementado	110
7.	RESULTADOS E DISCUSSÃO	119
7.1.	Resultados Obtidos com os Diagnósticos Empregados	120
7.1.1.	Medidas que caracterizam o pulso	120
7.1.2.	Sondas de Langmuir	122
7.1.3.	Sonda sensível a íons	131
7.1.4.	Interferômetro de microondas	137
7.2.	Parâmetros do Plasma da Região da Borda do TBR-1	141
7.3.	Propriedades de Transporte na Região da Sombra do Limitador do TBR-1	147
7.4.	Tempos de Confinamento Globais de Partículas e Energia	157
8.	CONCLUSÕES E DESENVOLVIMENTO FUTURO	163
9.	REFERÊNCIAS	167
APÊNDICE A		A - I
APÊNDICE B		B - I

1. INTRODUÇÃO

A possibilidade de se obter energia útil a partir de reações termonucleares tem sido a principal motivação para a intensificação das pesquisas, realizadas nas últimas décadas, na área de Física dos Plasmas e Fusão Nuclear Controlada [Pe-87], e os resultados mais promissores foram obtidos com máquinas tipo tokamak, que hoje se mostram como as mais sérias candidatas ao futuro reator de fusão [Bi-88]. Nesse processo a ciência e a tecnologia caminham juntas, e trabalhos de caráter científico, experimentais e teóricos — desenvolvidos em setores como transporte, aquecimento, instabilidades, diagnósticos, interação plasma-parede, controle de impurezas, etc. — demandam soluções para inúmeros e importantes problemas tecnológicos.

Vários tokamaks foram construídos para a realização desses trabalhos, e, de início, as atenções se voltaram quase que exclusivamente para a região central do plasma, onde se obtêm densidades e temperaturas mais elevadas, e, num reator, é a região em que a maior parte da energia é gerada. Entretanto, nos últimos anos o interesse pelos processos físicos que ocorrem na borda do plasma tem crescido, principalmente em função da constatação de que o comportamento do plasma na região central da máquina é fortemente influenciado por processos que ocorrem na borda [Sm-87, Er-88].

O conhecimento desses processos é importante nos estudos de problemas relacionados com a interação plasma-parede [Mo-79] como: reciclagem, liberação de impurezas e condicionamento das paredes. O projeto dos componentes que são colocados em contacto com o plasma, como limitadores e sondas, depende dos níveis dos fluxos de calor existentes na região da borda do plasma. Nas experiências de aquecimento por RF, o acoplamento antena-plasma [Sx-65] depende das características do plasma na região da borda. Os perfis radiais de densidade, temperatura e potencial de plasma, permitem a realização de estudos sobre o transporte de partículas e energia na região da borda do plasma [St-87a, Pe-85, Zw-83a, Sb-82, Ue-79].

Outra área de grande importância, e que recentemente também sofreu um grande desenvolvimento, é a dos diagnósticos voltados para a fusão nuclear [Or-88, Hu-87a, Lu-84, TF-78]. Uma vasta gama de instrumentos e métodos para medida de parâmetros do

plasma foram criados. Neste trabalho abordamos dois diferentes tipos de diagnósticos: a interferometria por microondas [He-65] e as sondas utilizadas na borda do plasma [Ma-86a]. Estes últimos apresentam particular interesse para as condições brasileiras onde são muitas as dificuldades para a aquisição de instrumentos sofisticados e caros; essas sondas são em geral de baixo custo, seus componentes podem ser adquiridos no mercado nacional com relativa facilidade e não necessitam de uma grande infraestrutura para sua construção. Além disso, esses dispositivos são atualmente largamente empregados, mesmo em grandes tokamaks [Or-88].

O trabalho que aqui apresentamos toca em dois pontos: processos de transporte na região da borda do plasma e diagnósticos, e na sua realização seguimos a mesma diretriz adotada desde o início da construção do tokamak TBR-1, ou seja, a de sempre que possível projetar e construir os equipamentos a serem utilizados. À primeira vista essa postura parece não conduzir ao reforço de nossa competitividade com os grandes laboratórios, principalmente no que diz respeito ao volume de publicações, e, vista com olhos do primeiro mundo, pode até parecer nociva. Entretanto, do nosso ponto de vista, a adoção dessa diretriz nos trouxe algumas vantagens que não podem ser desprezadas. Ela não só nos conduziu a um elevado grau de independência no que diz respeito a operação, manutenção e reposição de componentes de um equipamento de razoável complexidade, como também, e principalmente, nos levou à formação de pessoal qualificado e à absorção de um corpo integrado de conhecimentos, científicos e tecnológicos, que dificilmente seriam conseguidos se outros rumos tivessem sido tomados. Temos consciência de que este é um ponto bastante complexo e se insere em questões que atingem todas as áreas ligadas à produção cultural. Em nosso campo de trabalho, por sua própria natureza, é necessário estar sempre atento para o que se realiza nos grandes centros, entretanto, não se pode esquecer do terreno onde pisamos e, nos processos decisórios, é preciso ter sempre em mente nossa realidade e nossas necessidades. Todos os que trabalham com pesquisa científica em nosso país são, em maior ou menor grau, atingidos por essas questões, mas são nos trabalhos experimentais, onde a situação do país se faz sentir de forma particularmente aguda e dolorosa, que esses problemas se apresentam de forma mais clara e nítida.

Em consonância com essa diretriz e com essa linha de pensamento, boa parte dos equipamentos utilizados neste trabalho foram projetados e construídos em nosso

Laboratório, e é também importante frisar que foram empregados numa máquina projetada e construída por nosso grupo de pesquisa.

São os seguintes os tópicos abordados nos capítulos que se seguem:

No Capítulo 2 tem-se uma rápida introdução à concepção do tokamak, suas partes principais e alguns resultados recentes obtidos em grandes máquinas. A seguir, descreve-se o TBR-1, suas principais características e os diagnósticos em uso.

No Capítulo 3 são discutidos os principais processos relacionados com o transporte de partículas e energia na região da sombra do limitador de um tokamak. Discute-se, também, um modelo não colisional aplicável a essa região e que será posteriormente utilizado para interpretar os resultados obtidos com as sondas eletrostáticas, bem como para o cálculo do coeficiente de difusão e difusividade térmica dos elétrons. As condições para a validade desse modelo são abordadas em seguida. Finalmente obtêm-se expressões para o cálculo dos tempos de confinamento globais de partículas e energia.

No Capítulo 4 discute-se a utilização de sondas de Langmuir em tokamaks. Inicialmente é feita uma revisão dos principais modelos teóricos sobre sondas de Langmuir; discute-se métodos para a determinação dos parâmetros do plasma a partir de uma curva característica e critérios para dimensionamento de sondas. Mostra-se a seguir o arranjo experimental utilizado no TBR-1 para a determinação da temperatura de elétrons, da densidade e do potencial de plasma a partir dos sinais de tensão e corrente da sonda.

No Capítulo 5 descreve-se uma sonda sensível a íons, desenvolvida para ser utilizada na região da borda do plasma do TBR-1. Essa sonda associada a um circuito eletrônico permitiu a determinação simultânea das temperaturas locais de íons e elétrons. São mostrados detalhes da estrutura da sonda, do sistema mecânico responsável por sua sustentação e movimento, bem como da eletrônica a ela associada.

No Capítulo 6 discute-se um interferômetro de microondas, dimensionado para o TBR-1, e utilizado para a medida de densidade de elétrons na região central do plasma. Inicialmente um modelo teórico associado a esse diagnóstico é apresentado, e a seguir, a partir das características do plasma do TBR-1 e do custo e disponibilidade dos componentes, descreve-se o projeto e características do interferômetro. Toda a eletrônica associada foi projetada e construída em nosso Laboratório e os circuitos são mostrados em um dos apêndices deste trabalho.

No Capítulo 7 são inicialmente mostrados sinais típicos obtidos com os diagnósticos básicos, e a seguir apresentados e discutidos os resultados obtidos com os diagnósticos descritos nos Capítulos 4, 5 e 6. A seguir são mostrados os perfis radiais e temporais da temperatura de elétrons, densidade e potencial de plasma; a partir desses perfis e das medidas obtidas com a sonda de íons é feito um estudo do transporte de partículas e energia na região da sombra do limitador do TBR-1 com o auxílio do modelo desenvolvido no Capítulo 3; são determinados os coeficientes de difusão perpendicular ao campo magnético e a difusividade térmica de elétrons, que são, a seguir, comparados com resultados obtidos em outras máquinas. Com os dados obtidos no centro da máquina com o interferômetro e na periferia do plasma com as sondas, são calculados os tempos de confinamento globais de partículas e energia, que são então comparados com os previstos por leis de escala.

Finalmente no Capítulo 8 são apresentadas as conclusões mais importantes obtidas neste trabalho, bem como as possíveis linhas para seu prosseguimento.

Em resumo, nossos principais objetivos foram:

- a) Dar continuidade à implantação do diagnóstico com sondas de Langmuir no tokamak TBR-1, com a incorporação de um sistema eletrônico que permitisse a obtenção, em modo tokamak e em um único pulso, de sequências temporais de curvas características, e portanto, de perfis temporais da temperatura de elétrons, densidade e potencial de plasma. Interligar esse diagnóstico ao sistema de aquisição de dados controlado por microcomputador;
- b) Projetar e construir uma sonda sensível a íons e eletrônica associada, para a obtenção simultânea da temperatura local de íons e elétrons na região da borda do plasma do TBR-1;
- c) Dimensionar e implantar um interferômetro de microondas para o TBR-1. Projetar e construir toda a eletrônica associada ao interferômetro e que consta de: três fontes de alimentação para uma Klystron de refletor, um modulador, circuitos de proteção e um amplificador para o acoplamento dos detetores ao sistema de aquisição de dados;
- d) Com as medidas obtidas com os dois primeiros diagnósticos realizar um estudo experimental das propriedades de transporte de partículas e energia na região da sombra do limitador do TBR-1, a partir da aplicação de um modelo não colisional. Determinar parâmetros como o coeficiente de difusão ou difusividade térmica dos elétrons, e verificar o grau

de desacoplamento térmico entre íons e elétrons. Comparar esses resultados com os obtidos com outras máquinas.

e) Determinar os tempos de confinamento globais de partículas e energia, a partir das medidas de densidade, obtidas com o interferômetro na região central da coluna de plasma e do fluxo de partículas na região da borda, obtido a partir de medidas com sondas eletrostáticas.

2. O TOKAMAK TBR-1

Os esforços que atualmente se realizam na área de Física de Plasmas e Fusão Nuclear Controlada objetivam a demonstração da viabilidade científica de se obter energia útil a partir de reações termonucleares. A seguir, deverão ser demonstradas as viabilidades tecnológica e econômica da construção de reatores baseados na fusão termonuclear.

Várias reações com núcleos leves podem, em princípio, ser utilizadas, e a que apresenta condições mais favoráveis é a reação entre núcleos de Deutério e Trítio, que geram como subprodutos partículas alfa e neutrons, e pode ser escrita como:

As pesquisas atuais [Bi-88] em física de plasma orientam-se, no sentido de se atingir a condição de "breakeven" onde a potência total obtida nas reações (P_r) se iguala a potência injetada (P_i) no plasma e necessária para manter a reação, ou seja:

$$Q = \frac{P_r}{P_i} = 1 .$$

Para uma dada reação de fusão essa condição implica em que sejam atingidos valores da temperatura de íons (T_i) e do produto $n_i T_i \tau_E$ suficientemente altos; $n_i T_i \tau_E$ é denominado parâmetro de fusão, n_i é a densidade de íons e τ_E o tempo global de confinamento de energia.

Para a reação DT tem-se que a condição de "breakeven" é atingida quando:

$$T_i \sim 10 - 20 \text{ keV}$$

e

$$n_i T_i \tau_E \simeq 5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \cdot \text{KeV} \cdot \text{s} .$$

Dos vários tipos de máquinas atualmente em uso nos laboratórios de Física de plasmas [Fu-88, Gr-84], onde se estudam problemas relacionados com a Fusão Nuclear, é o

tokamak que se mostra como o mais sério candidato ao futuro reator de fusão [Bi-88].

Em trabalhos recentes [JE-88] realizados no JET, um dos maiores tokamaks do mundo, obteve-se, para o Deutério, valores de $n_i T_i \tau_E$ de cerca de $3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{KeV} \cdot \text{s}$ com $T_i \sim 7 \text{ keV}$, o que corresponde para uma mistura D-T a um valor de Q maior que 0,1. Para a mesma máquina obteve-se, não simultaneamente, tempos de confinamento superiores a 1s, temperaturas de íons maiores que 15 keV e densidades superiores a $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$. A fig. 2.1 mostra um gráfico em cujos eixos são colocados parâmetros $(n_i T_i \tau_E)$ e T_i e onde estão as posições atingidas por vários tokamaks. No eixo vertical direito tem-se o ano em que foram atingidas as posições. Verifica-se que em breve a condição $Q=1$ deverá ser atingida.

2.1.A CONCEPÇÃO DA MÁQUINA TOKAMAK

A concepção do tokamak [do russo — toroid(toroide), kamera(câmara), magnit(magneto), katuska(bobina)] foi inicialmente exposta pelos físicos soviéticos I.E. Tamm e A.D. Sakharov em 1951 numa série de trabalhos [Le-61] onde era proposta uma máquina denominada MTR (Magnetic Thermonuclear Reactor) que operaria com Deutério, e cujos parâmetros básicos eram: B_ϕ (campo toroidal) = 5 T; a (raio menor) = 4 m; R (raio maior) = 24 m; n (densidade) = $3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$; T (temperatura central) = 100 keV. Essas idéias foram utilizadas por L.A. Artsimovich, no Instituto Kurchatov de Moscou, para a construção de uma série de máquinas nas quais foram conseguidos resultados [Ar-72] bastante superiores aos até então obtidos com outros tipos de máquinas. A partir desses trabalhos, um grande número de máquinas tokamak foi construído em todo mundo [Nu-86].

A fig. 2.2 mostra o esquema básico de uma máquina tokamak. O plasma é criado em um vaso (usualmente de aço inoxidável) a partir da ionização de um gás mantido à baixa pressão (em máquinas de pequeno porte em geral se utiliza o hidrogênio). Três conjuntos de espiras criam na região do plasma os campos elétricos e magnéticos responsáveis pela ruptura do gás e aquecimento do plasma, e por seu confinamento e equilíbrio. A aplicação de uma corrente nas espiras de aquecimento ôhmico gera um campo elétrico na direção do eixo menor do toróide e provoca a ruptura do gás, o aquecimento do plasma e a geração de uma corrente elétrica através do plasma. O campo mais intenso é o toroidal e é gerado por um

Fig. 2.1 – Evolução dos resultados obtidos em máquinas Tokamak nos últimos 20 anos.

Fig. 2.2 – Elementos básicos de uma máquina Tokamak.

conjunto de espiras enroladas ao redor do vaso. A coluna de plasma assim criada tem a tendência a se expandir e a se chocar contra as paredes. A posição (bem como o formato) da coluna pode ser controlada pela aplicação de um campo vertical também criando correntes que circulam através de um conjunto de espiras exteriores ao vaso.

Na fig. 2.3 é mostrada a geometria envolvida em uma máquina tokamak. Um ponto nessa geometria pode ser determinado pelas coordenadas toroidal (ϕ), poloidal (θ) e radial (r). São vistos na mesma figura o eixo maior, o eixo menor, o raio maior (R), o raio do plasma (a), o raio do vaso (a_v). É mostrado também uma linha do magnético campo total que é a soma dos campos toroidal (B_ϕ) e o poloidal (B_θ) — gerado pela corrente de plasma.

A existência desses dois campos tem um papel importante na concepção do tokamak, pois o plasma não poderia ser confinado somente pelo campo toroidal. Esse fato pode ser visto na fig. 2.4a, onde (numa situação onde se tenha somente o campo toroidal) as partículas são submetidas a velocidades de deriva causadas pelo gradiente e curvatura do campo toroidal, e dadas pela relação [Ch-84]:

$$\vec{V}_D = \vec{V}_B + \vec{V}_C = \frac{mv_\perp^2}{2eB_\phi} \vec{B}_\phi \times \vec{\nabla} |B_\phi| + \frac{mv_\parallel^2}{eB_\phi^2} \frac{\vec{B}_\phi \times \vec{n}_c}{R_c},$$

onde m e e são respectivamente a massa e carga da partícula, $v_\perp$ e $v_\parallel$ os componentes da velocidade perpendicular e paralela ao campo magnético, B_ϕ o campo magnético toroidal, $\vec{n}_c$ e R_c o versor curvatura e o raio de curvatura.

Como estas duas derivas dependem da carga, verifica-se que há um deslocamento das cargas positivas para cima e das negativas para baixo, dando origem a um campo elétrico ($\vec{E}$) dirigido para baixo e uma velocidade de deriva dirigida radialmente para fora dada por:

$$\vec{V}_D = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2},$$

que faz com que as partículas se movimentem em direção ao vaso, destruindo assim o confinamento.

No tokamak a soma dos campos toroidal e poloidal, faz com que as linhas de campo tenham a forma de hélice em torno do eixo menor. As partículas movimentando-se ao

Fig. 2.3 – Geometria utilizada no confinamento toroidal.

Fig. 2.4 – a) Movimento das cargas devido às derivas da curvatura e do gradiente do campo magnético. A separação das cargas provocada por essas derivas dá origem a um movimento das partículas na direção $\vec{E} \times \vec{B}$. b) O campo magnético na forma de hélice faz com que as partículas se movimentem ora em direção ao centro ora para fora, evitando a separação de cargas.

longo dessas linhas, tem suas velocidades de deriva $\vec{V}_{\nabla B}$ e $\vec{V}_c$ dirigidas ora para o centro, ora para fora da coluna, conforme é visto na fig. 2.4b. Esse movimento faz com que as partículas permaneçam na região de confinamento.

Um parâmetro importante em máquinas tokamak é o fator de segurança q que descreve a helicidade das linhas do campo magnético; para superfícies de secção circular $q(r)$ é dado por:

$$q(r) = \frac{r}{R} \frac{B_\phi}{B_\theta} .$$

O fator de segurança $q(r)$ é uma grandeza de superfície ou seja, é constante numa dada superfície magnética. Na superfície em que a linha do campo se fecha após m voltas na direcção toroidal e n voltas na direcção poloidal, $q(r)$ é dado por:

$$q(r) = \frac{m}{n}$$

Outro parâmetro importante é o ângulo poloidal (ι) correspondente a um deslocamento ao longo de uma linha de campo de $\varphi = 2\pi$, ou seja, de uma volta no sentido toroidal. Esse ângulo é denominado transformada rotacional e dado por:

$$\iota = \frac{2\pi}{q(r)} .$$

Num tokamak tem-se que os campos toroidal (B_ϕ), poloidal (B_θ) e vertical (B_v) guardam entre si a relação:

$$B_\phi > B_\theta > B_v ,$$

e para que haja estabilidade [Ba—78] a seguinte condição deve ser satisfeita:

$$q(r) \geq 1 .$$

Para uma abordagem detalhada dos problemas, envolvendo equilíbrio e estabilidade do plasma em geometrias toroidais, pode-se consultar as referências [Ba—78] e [My—80].

2.2. O TBR-1

O TBR-1 é um tokamak de pequeno porte projetado e construído no Instituto de Física da USP [Si-78, Na-77], e cujos objetivos principais são a pesquisa e a formação de pessoal [Na-81]. Sua construção iniciou-se em 1978 e os primeiros resultados foram obtidos em 1980.

Na tabela 2.1 tem-se os principais parâmetros do TBR-1 e, na fig. 2.5, um diagrama de blocos mostrando suas partes principais. O vaso é de aço inoxidável (316L) com espessura de 3,2 mm e com um total de 18 portas de diagnóstico. A bobina toroidal tem 120 espiras (8 blocos de 15 espiras cada). A maioria das espiras das bobinas de aquecimento ôhmico e vertical localizam-se na região central do vaso, sendo que o núcleo é de ar. Espiras de compensação são utilizadas para que se obtenha uma configuração adequada dos campos. Na fig. 2.6 tem-se um corte do vaso do TBR-1 mostrando alguns componentes do sistema.

TABELA 2.1

(R)	Raio maior	0,30 m
(a_v)	Raio do vaso	0,11 m
(a)	Raio do plasma	0,08 m
(R/a)	Razão de Aspecto	3.75
(B_ϕ)	Campo toroidal	5 kG
(I_p)	Corrente de plasma	6 – 12 kA
(τ_I)	Duração da corrente	3 – 8 ms
(n_e)	Densidade eletrônica	$7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3*}$
(T_e)	Temperatura eletrônica	$\sim 200 \text{ eV}$
(T_i)	Temperatura de íons	$\sim 60 \text{ eV}$
(τ_p)	Tempo de confinamento de partículas	$\sim 1,8 \text{ ms}^*$
(τ_E)	Tempo de confinamento de energia	0,7 ms (0,12 ms ⁺)

* Valores medidos nas condições deste trabalho.

O sistema de vácuo é composto de uma bomba mecânica, uma turbo-molecular e vários medidores de vácuo. O gás utilizado durante a operação da máquina é o hidrogênio, e quando a máquina não é utilizada, o vaso é preenchido com nitrogênio. O hélio é usado na detecção de possíveis vazamentos. Um analisador de gás residual é utilizado para obtenção do espectro de gases contidos no vaso e que permite a verificação da concentração de impurezas no gás de preenchimento.

O sistema eletrônico do TBR-1 [Si-80] consta de 3 conjuntos de bancos de capacitores: toroidal, aquecimento ôhmico e vertical. As descargas dos bancos são feitas por meio de Ignitrons. Um oscilador de potência é utilizado na etapa de pré-ionização do gás e também no condicionamento do vaso, que utiliza o método Taylor de limpeza por descarga [Or-77, Ta-78]. Um conjunto de temporizadores digitais controlam: a descarga dos diversos bancos de capacitores, o oscilador e os digitalizadores CAMAC.

Tem-se atualmente em operação os seguintes diagnósticos: bobina de Rogowski (corrente de plasma); espiras de enlace (tensão de enlace); bobinas de Mirnov (posições horizontal e vertical); sondas de Mirnov (oscilações de Mirnov, flutuações); detectores de raios X duros (elétrons fugitivos); detectores para raios X moles (oscilações dente de serra, temperatura de elétrons); sondas de Langmuir (temperatura de elétrons, densidade e potencial de plasma, e flutuações); sonda sensível a íons (temperaturas de íons e elétrons, densidade e potencial de plasma); monocromador (densidade de plasma e impurezas); interferômetro de microondas (densidade de elétrons). Estão em construção um novo monocromador de alta resolução e um laser de CO_2 .

Todo o diagnóstico está acoplado a um sistema de aquisição de dados [Fa-87] baseado na padronização CAMAC e interfaceado a um microcomputador. Os dados são armazenados em discos flexíveis para posterior análise e tratamento.

Fig. 2.5 - Diagrama de blocos do TBR-1

Fig. 2.6 — Corte do TBR-1 por um plano que contém o eixo maior

3. PROCESSOS DE TRANSPORTE NA REGIÃO DA SOMBRA DO LIMITADOR DE UM TOKAMAK: UM MODELO NÃO COLISIONAL

Neste Capítulo serão inicialmente discutidos conceitos e fenômenos relacionados com o plasma na região da sombra do limitador (RSL) de máquinas tokamak. A seguir, partindo-se da equação da continuidade verifica-se que o decaimento radial da densidade nessa região é aproximadamente exponencial. Um modelo não colisional para o transporte de partículas e energia, aplicável à RSL, é então discutido, onde ficarão explícitos os principais processos que ocorrem nessa região; serão também obtidas relações para o cálculo do coeficiente de difusão e da difusividade térmica perpendiculares ao campo magnético. A seguir serão discutidas as condições para a validade do modelo apresentado. Finalmente serão obtidas relações que permitem o cálculo dos tempos de confinamento de partículas e energia.

3.1. CONCEITOS E PROCESSOS BÁSICOS

Numa máquina tokamak pode-se dividir o plasma em duas regiões distintas: o plasma da coluna central e o plasma da região da sombra do limitador. As partículas do plasma da região central se difundem perpendicularmente às linhas de campo em direção às paredes do vaso, onde ocorrem fenômenos de interação plasma-parede [Mc-79] como liberação de impurezas [Is-84] e reciclagem [Ma-78]. Trabalhos recentes [Er-88, Sm-87] indicam que os processos que ocorrem nessa região influenciam as condições do plasma da coluna central.

Em máquinas tokamak dois são os principais métodos usados para controlar a interação do plasma com as paredes: o uso de limitadores e de divertores.

Na fig. 3.1a tem-se a estrutura de um limitador poloidal que é a configuração mais usada em tokamaks de pequeno porte; outras geometrias são também possíveis [Sc-84]. O limitador poloidal é constituído basicamente de um ou mais anéis envolvendo a coluna de plasma. Na fig. 3.1b tem-se um modelo linearizado do sistema mostrando o fluxo de partículas do plasma da região central para as paredes. Ao entrar na RSL o plasma se difunde rapidamente para o limitador. O comprimento total da RSL quando se usa um limitador

Fig. 3.1 – a) Limitador poloidal. b) Fluxo de partículas da região central para as paredes.

poloidal é $L \approx 2\pi R$, onde R é o raio maior do tokamak; nestas condições o percurso médio de uma partícula que entra na RSL é de $L_c = L/2$. O fluxo total de partículas que penetra na RSL é dado por:

$$\phi_{\perp} = D_{\perp} \frac{dn}{dr} A, \quad (3.1)$$

onde $D_{\perp}$ é o coeficiente de difusão perpendicular ao campo, A a área lateral do cilindro de raio a ($A \approx 2\pi La$) e n a densidade de partículas.

A conservação de partículas na RSL obriga que $\phi_{\perp}$ seja igual ao fluxo total de partículas que atinge o limitador ($\phi_{\parallel}$):

$$\phi_{\parallel} = \Gamma_{\parallel} A_L = \left[\frac{1}{2} n C_s \right] (\lambda_{\Gamma} 2\pi a) \quad (3.2)$$

onde $\Gamma_{\parallel}$ é a densidade de fluxo de partículas paralelo às linhas de campo (ver Capítulo 4), C_s é a velocidade sônica-iônica, A_L a área do limitador atingida pelas partículas e λ_{Γ} o decaimento radial do fluxo de partículas na RSL.

Fazendo a aproximação:

$$\frac{dn}{dr} \approx \frac{n}{\lambda_{\Gamma}},$$

e igualando as expressões (3.1) e (3.2) tem-se:

$$\lambda_{\Gamma} = \sqrt{\frac{2D_{\perp} L}{C_s}}. \quad (3.3)$$

Para máquinas tokamak tem-se como valores típicos: $D_{\perp} \sim 2 \text{ m}^2/\text{s}$; $L \approx 1\text{--}10 \text{ m}$ e $C_s \sim 10^4\text{--}10^5 \text{ m/s}$. A relação (3.3) indica que $\lambda_{\Gamma} \approx 0,5\text{--}5 \text{ cm}$.

Nas passagens que conduziram à expressão (3.3) foram desprezados os efeitos da ionização e do fluxo de partículas que atinge o vaso.

Uma estimativa da largura da região de deposição do fluxo de calor no limitador pode ser feita a partir da condição de conservação de energia na RSL, e da consideração dos

fluxos de calor perpendicular e paralelo ao campo magnético. Será admitido que o fluxo de calor perpendicular ao campo ocorre principalmente por condução [$\chi_{\perp}$ (difusividade térmica) $\gg D_{\perp}$] e que não há perdas por radiação no volume da RSL. Nestas condições os fluxos totais de energia perpendicular ($\phi_{E\perp}$) e paralelo ($\phi_{E\parallel}$) ao campo magnético são respectivamente dados por:

$$\phi_{E\perp} = n \chi_{\perp} \frac{d(KT)}{dr} A \approx n \chi_{\perp} \left[\frac{KT}{\lambda_E} \right] (2\pi a L) \quad (3.4)$$

e

$$\phi_{E\parallel} = \Gamma_{\parallel} \delta KT A_E \approx \left[\frac{1}{2} n C_s \right] \delta KT (\lambda_E 2\pi a), \quad (3.5)$$

onde δ é o fator de transmissão de energia para a bainha [St-84a] (ver item 3.3), λ_E o decaimento do fluxo de energia para o limitador e A_E a área atingida por esse fluxo.

A estimativa de λ_E pode ser feita igualando-se as expressões (3.4) e (3.5):

$$\lambda_E = (2\chi_{\perp} L / \delta C_s)^{1/2}; \quad (3.6)$$

para máquinas tokamak tem-se que em geral $\lambda_E \lesssim \lambda_{\Gamma}$ [St-86], ou seja, o fluxo de energia tende a se concentrar numa área do limitador menor que o fluxo de partículas.

Desta análise simplificada até aqui exposta, verifica-se que a espessura da RSL é pequena quando comparada ao raio da coluna de plasma ($\lambda \ll a$) e também que o contacto do plasma com o vaso se dá principalmente no limitador, o qual efetivamente determina as dimensões do plasma. Esses resultados são importantes na tecnologia empregada em limitadores onde os materiais escolhidos devem suportar grandes fluxos de calor com baixa liberação de impurezas. Muito trabalho tem sido investido nessa área tendo-se inclusive, construído limitadores dotados de instrumentos [Mi-87].

Um outro sistema atualmente empregado para controle da interação do plasma com as paredes e utilizado principalmente em grandes máquinas é o divertor [So-84, Gr-84]. Nesta concepção, as linhas de campo situadas externamente a uma superfície magnética denominada separatriz são desviadas da câmara principal para uma outra região onde ocorre a maior parte da interação do plasma com as paredes. Na fig. 3.2 apresenta-se um corte do vaso do tokamak ASDEX, onde o divertor é empregado. Pode-se ver nessa figura a separatriz, as placas do divertor e as bobinas responsáveis pela criação da configuração de campo

necessária. Divertores com diversas configurações tem sido empregados com sucesso em várias máquinas [Gr-84] e, apesar da maior complexidade e custo inerentes ao sistema, o plasma obtido nessas máquinas é mais limpo, tem duração maior e melhores tempos de confinamento de energia e partículas são conseguidos [Wa-84].

A densidade e temperatura do plasma na RSL dependem das condições do plasma na coluna central, ou seja das distribuições de temperatura e densidade bem como do grau de confinamento que é expresso pelos tempos de confinamento de partículas (τ_p) e de energia (τ_e), definidos como:

$$\tau_p = \frac{[\text{número total de partículas}]}{[\text{fluxo de partículas para as paredes}]} \quad (3.7)$$

e

$$\tau_e = \frac{[\text{energia térmica total do plasma}]}{[\text{potência total sendo absorvida pelo plasma}]} \quad (3.8)$$

As relações (3.2), (3.5), (3.7) e (3.8) determinam as distribuições de densidade e temperatura na RSL. É importante notar que essas distribuições dependem também do comprimento da RSL e do fator de transmissão de energia para a bainha δ .

3.2. O PERFIL RADIAL DE DENSIDADE NA RSL

É possível ter-se uma previsão da forma do perfil de densidade [Ue-79] do plasma na RSL a partir da aplicação da equação da continuidade, e das considerações discutidas no item anterior. Tomando-se a equação da continuidade:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma} = n n_n \langle \sigma v \rangle, \quad (3.9)$$

onde $\vec{\Gamma}$ é a densidade de fluxo de partículas, n_n é a densidade de átomos neutros e $\langle \sigma v \rangle$ a taxa de ionização. A densidade do fluxo $\vec{\Gamma}$ é a soma dos fluxos paralelo ($\vec{\Gamma}_{\parallel}$) e perpendicular ($\vec{\Gamma}_{\perp}$) às linhas de campo:

$$\vec{\Gamma} = \vec{\Gamma}_{\parallel} + \vec{\Gamma}_{\perp} = \frac{1}{2} n C_s \vec{\ell} - D_{\perp} \vec{\nabla} n , \quad (3.10)$$

onde $\vec{\ell}$ é um versor paralelo às linhas de campo magnético.

Admitindo-se regime estacionário e simetria cilíndrica [fig. 3.3] temos:

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \theta} = \frac{\partial}{\partial z} = 0 , \quad (3.11)$$

e nesse sistema de coordenadas o fluxo perpendicular é dado por:

$$\nabla \cdot \vec{\Gamma}_{\perp} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \right] = -\frac{D_{\perp}}{r} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left[D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \right] . \quad (3.12)$$

Para o cálculo do divergente do fluxo paralelo $\nabla \cdot \vec{\Gamma}_{\parallel}$, será considerado um tubo de volume V ao longo de uma linha de campo conforme é mostrado na fig. 3.4, e a seguir aplicada a definição de divergente

$$\nabla \cdot \vec{\Gamma}_{\parallel} = \lim_{v \rightarrow 0} \frac{\int_S \vec{\Gamma}_{\parallel} \cdot d\vec{s}}{V} = \frac{\frac{\partial \Gamma_{\parallel}}{\partial \ell} \Delta \ell \Delta s}{\Delta \ell \Delta s} = \frac{\partial \Gamma_{\parallel}}{\partial \ell} , \quad (3.13)$$

onde $\Delta \ell$ e Δs são, respectivamente, o comprimento e a área da seção do tubo.

As substituições de (3.12) e (3.13) em (3.9) e as condições de simetria (3.11), conduzem à relação:

$$\frac{\partial \Gamma_{\parallel}}{\partial \ell} - \frac{D_{\perp}}{r} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left[D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \right] - n n_{\parallel} \langle \sigma v \rangle = 0 . \quad (3.14)$$

Tomando $2\pi R$ como o comprimento total da RSL e admitindo-se que a densidade e o coeficiente de difusão não variam ao longo de uma linha de campo $\left[\frac{\partial n}{\partial \ell} = 0 \right]$, a integração de (3.14) ao longo de uma linha de campo nos leva a:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \right] + \frac{D_{\perp}}{r} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{n C_s}{2\pi R} + n n_{\parallel} \langle \sigma v \rangle = 0 . \quad (3.15)$$

Fig. 3.2 - Corte do vaso do Tokamak ASDEX, onde se emprega o divertor.

Fig. 3.3 - Sistema de coordenadas cilíndricas.

Fig. 3.4 - Tubo ao longo de uma linha de fluxo.

Admitindo que $D_{\perp}$, C_s , n_n e $\langle \sigma v \rangle$ independem de r , tem-se que a solução dessa equação diferencial é dada por:

$$n = n_a K_0 \left[\frac{r}{\lambda_n} \right],$$

onde K_0 é uma função de Bessel de ordem zero e λ_n a variação característica da densidade. Para $r/\lambda_n \gg 1$ essa solução se reduz a:

$$n = n_a \exp \left[-\frac{a-r}{\lambda_n} \right] \quad [r \geq a] \quad (3.16)$$

A substituição de (3.16) em (3.15) permite a obtenção de uma expressão para o cálculo de λ_n :

$$\lambda_n = D_{\perp}^{1/2} \left[\frac{C_s}{2\pi R} - n_n \langle \sigma v \rangle \right]^{-1/2}; \quad (3.17)$$

ou se a ionização for desprezada:

$$\lambda_n = \left[\frac{2\pi R D_{\perp}}{C_s} \right]^{1/2}. \quad (3.18)$$

É interessante notar, pela relação (3.17), que a ionização provoca um alargamento da RSL [St-84b].

O decaimento exponencial da densidade na RSL tem sido até aqui confirmado experimentalmente em numerosos trabalhos realizados em tokamaks [Co-78, Ue-79, St-83, Ho-84, Da-84, Li-84, Pe-85, Al-86, Er-86]. A expressão (3.18) pode ser utilizada para o cálculo do coeficiente de difusão na RSL a partir da determinação experimental do decaimento λ_n da densidade e do comprimento da RSL.

A relação (3.17) foi obtida a partir da hipótese da existência de regime permanente ou seja, $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$, entretanto, em máquinas onde a injeção adicional de gás não é utilizada verifica-se que há um decaimento exponencial da densidade com o tempo, fato também observado no TBR-1, conforme pode ser visto pelos resultados apresentados no

Capítulo 7. Adicionando-se à relação (3.15) o termo $\frac{\partial n}{\partial t}$, e inserindo nessa nova equação a densidade expressa por:

$$n(r,t) = n_0 \exp \left[\frac{a-r}{\lambda_n} - \frac{t}{\lambda_t} \right] ,$$

temos a seguinte equação diferencial para o coeficiente de difusão:

$$\frac{\partial D_{\perp}}{\partial r} + \frac{D_{\perp}}{\lambda_n} \left[\frac{\lambda_n}{r} - 1 \right] + \lambda_n \left[\frac{1}{\lambda_t} + \frac{C_s}{2\pi R} \right] = 0 ,$$

onde foi desprezado o termo de ionização.

Considerando-se o efeito dos limitadores (ver item 3.1), o fluxo perpendicular deve cair rapidamente com o raio e, nessa situação a solução da equação acima se reduz a:

$$D_{\perp} = \lambda_n^2 \left[\frac{1}{\lambda_t} + \frac{1}{2\tau_{\parallel}} \right] \left[1 + \frac{\lambda_n}{r} \right] ,$$

onde $\tau_{\parallel} = \pi R / C_s$ é o tempo de permanência médio das partículas na RSL. Verifica-se, portanto, que a hipótese de regime permanente pode ser admitida se for satisfeita a condição:

$$\frac{C_s \lambda_t}{\pi R} \gg 1 . \quad (3.18a)$$

3.3. MODELO NÃO COLISIONAL PARA O TRANSPORTE DE PARTÍCULAS E ENERGIA NA RSL

Vamos partir inicialmente das equações de continuidade e de transporte de energia:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\parallel} \Gamma = S_i \quad (3.19)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{3}{2} nKT \right] + \nabla \cdot \vec{g} = F_E + S_E , \quad (3.20)$$

onde S_i é a taxa de formação de partículas por ionização por unidade de volume, $\vec{g}$ é a densidade de fluxo de energia térmica e, F_E e S_E são respectivamente a densidade de potência das fontes e sorvedouros de energia.

No desenvolvimento deste modelo [Og-81, St-85] são admitidas as seguintes hipóteses: regime estacionário, taxa de ionização desprezível e perdas ou absorções de energia na RSL pequenas se comparadas com os fluxos de energia. Analisemos agora os fluxos de partículas perpendicular e paralelo às linhas de campo, os quais são dados por:

$$\vec{\Gamma}_\perp = -D_\perp \nabla n \quad [\text{fluxo de partículas perpendicular a } \vec{B}] \quad (3.21)$$

e

$$\vec{\Gamma}_\parallel = \frac{1}{2} n C_s \vec{t} \quad [\text{fluxo de partículas paralelo a } \vec{B}] \quad (3.22)$$

Para o fluxo perpendicular de energia dos elétrons serão considerados os efeitos de condução e convecção:

$$\vec{g}_\perp^e = \vec{g}_{\perp\text{COND}}^e + \vec{g}_{\perp\text{CONV}}^e = - \left[n \chi_{\perp e} \nabla (KT_e) + 2KT_e D_\perp \nabla n \right] , \quad (3.23)$$

onde $\chi_{\perp e}$ é a difusividade térmica dos elétrons.

Um importante parâmetro que é utilizado para o cálculo dos fluxos térmicos para objetos imersos no plasma é o fator de transmissão de energia para a bainha (δ) que é definido como a razão entre o fluxo de energia (íons ou elétrons) pelo produto $KT_e \Gamma$, onde Γ é o fluxo de partículas.

Para íons δ é dado por:

$$\delta_i = g_i / KT_e \Gamma ,$$

e para elétrons:

$$\delta_e = \frac{g_e}{KT_e \Gamma} .$$

Para objetos eletricamente flutuantes em relação ao plasma δ_i e δ_e são respectivamente dados por [St-84a]:

$$\delta_e = 2(1-\gamma)^{-1} + 0,5 \ln \left[(2\pi m_e/m_i)(1 + T_i/T_e)(1-\gamma)^{-1} \right] \quad (3.24)$$

e

$$\delta_i = 2T_i/T_e, \quad (3.25)$$

onde γ é o coeficiente de emissão secundária de elétrons. O fator de transmissão total de energia é dado pela soma de (3.24) e (3.25):

$$\delta = \frac{g_e + g_i}{K T_e \Gamma} = \delta_e + \delta_i. \quad (3.26)$$

No cálculo do fluxo térmico paralelo às linhas de campo será considerado somente o fluxo convectivo uma vez que será admitida a constância da temperatura ao longo de uma linha de campo (ver item 3.4). O fluxo térmico paralelo dos elétrons é dado por:

$$\vec{g}_{\parallel}^e = \left[\frac{1}{2} n C_s \right] \delta_e K T_e \vec{\ell}. \quad (3.27)$$

Para os íons o transporte térmico perpendicular será admitido neoclássico [Ca-87, Og-81] com $\chi_{\perp i} \ll D_{\perp i}$ e o transporte de calor por convecção será muito maior que por condução; tem-se portanto:

$$\vec{g}_{\perp}^i = -2 K T_i D_{\perp i} \vec{\nabla} n. \quad (3.28)$$

O fluxo térmico dos íons paralelo às linhas de campo é dado por:

$$\vec{g}_{\parallel}^i = \left[\frac{1}{2} n C_s \right] \delta_i K T_e \vec{\ell} = K T_i n C_s \vec{\ell}. \quad (3.29)$$

Com essas hipóteses, as equações de transporte de partículas e energia para íons e elétrons podem ser escritas como:

$$\nabla(\vec{\Gamma}_{\perp} + \vec{\Gamma}_{\parallel}) = 0, \quad [\text{partículas}] \quad (3.30)$$

$$\nabla \cdot \left[\vec{g}_{1\text{COND}}^e + \vec{g}_{1\text{CONV}}^e + \vec{g}_{\parallel}^e \right] = 0, \text{ [elétrons]} \quad (3.31)$$

e

$$\nabla \cdot \left[\vec{g}_{1\text{CONV}}^i + \vec{g}_{\parallel}^i \right] = 0. \quad \text{[ions]} \quad (3.32)$$

Para os fluxos paralelos serão também feitas as seguintes aproximações:

$$|\nabla \vec{g}_{\parallel}^e| \approx \frac{\Gamma_{\parallel}}{L_c} = \frac{n C_s}{2 L_c} \quad (3.33)$$

$$|\nabla \vec{g}_{\parallel}^e| \approx \frac{g_{\parallel}^e}{L_c} = n C_s \delta_e K T_e / 2 L_c, \quad (3.34)$$

e

$$|\nabla \vec{g}_{\parallel}^i| \approx \frac{g_{\parallel}^i}{L_c} = n K T_i C_s / L_c, \quad (3.35)$$

onde $L_c = L/2 \approx \pi R$.

O modelo desenvolvido neste item é unidimensional e será utilizado aqui o sistema de coordenadas mostrado na fig. 3.5. Considerando-se então as relações (3.21) e (3.33), a equação (3.30) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial x} \right] = \frac{n C_s}{2 L_c}. \quad (3.36)$$

Vamos agora admitir decaimentos exponenciais para a densidade e temperaturas de elétrons e ions:

$$n(x) = n_a \exp \left[(a-x)/\lambda_n \right], \quad (3.37)$$

$$T_e(x) = T_{ea} \exp \left[(a-x)/\lambda_e \right] \quad (3.38)$$

e

$$T_i(x) = T_{ia} \exp \left[(a-x)/\lambda_i \right]. \quad (3.39)$$

Na RSL tem-se em geral $T_i \gg T_e$ e considerando-se (3.39) a velocidade ion

Fig. 3.5 – Sistema de coordenadas cartesiano utilizado no modelo não colisional.

sônica pode ser escrita:

$$C_s(r) = \left[\frac{K(T_i + T_e)}{m_i} \right]^{1/2} \approx \left[\frac{KT_i}{m_i} \right]^{1/2} = C_{sa} \exp \left[(a-x)/2\lambda_i \right] . \quad (3.40)$$

Substituindo-se (3.37) e (3.40) na equação (3.36) e integrando-se essa equação radialmente a partir de $x = a$ obtém-se a relação:

$$\frac{D_{\perp}}{\lambda_n} = \frac{C_{sa}}{2L_c} \left[\frac{1}{\lambda_n} + \frac{1}{2\lambda_i} \right]^{-1} . \quad (3.41)$$

Considerando-se agora as relações (3.23), (3.27), (3.28), (3.34) e (3.35), e substituindo-as nas relações (3.31) e (3.32) tem-se:

$$\frac{d}{dx} \left[n_{\perp e} \frac{d(KT_e)}{dx} + 2KT_e D_{\perp} \frac{dn}{dx} \right] = n C_s \delta_e KT_e / 2L_c , \quad (3.42)$$

$$2KT_i D_{\perp} \frac{dn}{dx} = \frac{nKT_i C_s}{L_c} . \quad (3.43)$$

Substituindo-se (3.37), (3.38), (3.39) e (3.40) nessas duas últimas relações e integrando-as radialmente no intervalo (a, ∞) obtemos:

$$\frac{D_{\perp}}{\lambda_n} \left[2 + \frac{\lambda_{\perp e} \lambda_n}{D_{\perp} \lambda_e} \right] = \frac{\bar{\delta}_e C_{sa}}{2L_c} \left[\frac{1}{2\lambda_i} + \frac{1}{\lambda_n} + \frac{1}{\lambda_e} \right]^{-1} \quad (3.44)$$

e

$$\frac{2D_{\perp}}{\lambda_n} = \frac{C_{sa}}{L_c} \left[\frac{1}{\lambda_n} + \frac{3}{2\lambda_i} \right]^{-1} , \quad (3.45)$$

onde considerou-se para o fator de transmissão dos elétrons um valor médio ($\bar{\delta}_e$) para a RSL, o que é aceitável tendo em vista que δ_e varia pouco com a temperatura, como pode ser visto pela relação (3.24).

Um resultado interessante desse modelo pode ser obtido a partir das equações (3.41) e (3.45) que indicam que:

$$\lambda_i = \infty, \quad (3.46)$$

ou seja, os íons não são resfriados na RSL.

Das relações (3.45) e (3.46) obtém-se:

$$D_{\perp} = \frac{C_{sa} \lambda_n^2}{2 L_c}, \quad (3.47)$$

e da relação (3.44) e (3.46) tem-se

$$1 + \frac{\lambda_n}{\lambda_e} = \frac{\bar{\delta}_e}{2 + \left[\frac{\chi_{\perp e}}{D_{\perp}} \right] \left[\frac{\lambda_n}{\lambda_e} \right]}. \quad (3.48)$$

A determinação experimental dos perfis radiais das temperaturas de elétrons e íons, e da densidade na RSL permite, a partir das relações (3.47) e (3.48), determinar-se o coeficiente de difusão ($D_{\perp}$) e a difusividade térmica dos elétrons ($\chi_{\perp e}$). Apesar de não constar explicitamente nessas relações, a determinação da temperatura de íons é importante para a verificação da aplicabilidade do modelo.

3.4. CONDIÇÕES PARA A VALIDADE DO MODELO NÃO COLISIONAL

Será agora discutido um conjunto de condições que devem ser satisfeitas para que o modelo desenvolvido no item anterior possa ser aplicado; serão considerados os efeitos de colisões elétrons—íons, elétrons—elétrons, elétrons—átomos neutros e elétrons—impurezas.

a) Colisões elétrons—íons

A análise da equipartição de energia entre elétrons e íons será feita examinando-se a taxa de transferência de energia entre essas duas espécies e comparando-a com o fluxo de energia transportado pelos elétrons.

A taxa total de transferência elétrons—íons (P_{ei}) é dada por:

$$P_{ei} = [\text{densidade de potência transferida}] \times [\text{volume da RSL}]$$

ou

$$P_{ei} = \left[\frac{3}{2} n K (T_i - T_e) \nu_{ei} \right] [2L_c \omega \lambda] ,$$

onde $2L_c$, ω e λ são respectivamente o comprimento, a largura e a profundidade da RSL, e ν_{ei} é a frequência de colisões elétrons—íons, que para o hidrogênio é dada por:

$$\nu_{ei} = 3,2 \times 10^{-15} \ln \Delta n_e (m^{-3}) \bar{T}_e^{3/2} (eV) .$$

A potência transferida pelos elétrons para o limitador é dada por (ver relação 3.27):

$$P_e = \left[\frac{1}{2} n C_s \bar{\delta} K T_e \right] \times [2\omega \lambda] ,$$

e o efeito das colisões será desprezível se:

$$P_{ie} \ll P_e ,$$

ou

$$\frac{\nu_{ei} L}{C_s} \ll 1 .$$

Tomando-se $\ln \Delta \approx 10$ tem-se:

$$\frac{L(m) \ n(m^{-3})}{T^2 (eV)} \ll 3 \times 10^{17} . \quad (3.49)$$

b) Colisões elétrons—elétrons

Durante a discussão do modelo abordado no item anterior foi admitido a não existência de gradientes de temperatura na direção paralela às linhas de campo. Vamos verificar agora a condição que deve ser satisfeita para que essa suposição possa ser feita. Vamos inicialmente admitir que haja uma diferença de temperaturas entre o centro da RSL ($y=0$ na fig. 3.5) e a borda da bainha, junto ao limitador. Sejam T_m e T_B essas temperaturas. O

fluxo de calor conduzido pelos elétrons por convecção é dado por:

$$P_e(x) = K_T \frac{dT(x)}{dy} ,$$

onde K_T é o coeficiente de condutividade térmica dado por:

$$K_T(\text{W/m}) = K_0 T^{5/2} = \frac{3,59}{\ln \Lambda} T^{5/2} (\text{eV}) .$$

Integrando-se a equação de condução de calor entre $y=0$ e $y=L_c$ tem-se:

$$1 - \left[\frac{T_B}{T_m} \right]^{7/2} = \frac{7P_e(x)L_c}{2K_0 T_m^{7/2}} ,$$

onde o fluxo de elétrons é dado por:

$$P_e(x) = \frac{1}{2} n_a C_{sa} \delta_e K T_a \exp[(a-x)/\lambda_p] ,$$

e λ_p é o decaimento da potência ao longo do eixo x .

Portanto, para que o efeito do gradiente de temperatura possa ser desprezado devemos ter a condição:

$$\frac{P_e(x)L_c}{2K_0 T_m^{7/2}} \lesssim 1$$

ou

$$\frac{4K_0 T_m^{7/2}}{7L_c n C_{sa} \delta_e K T_a \exp[(a-x)/\lambda_p]} \gtrsim 1 ,$$

que para a região da borda de um tokamak, considerando-se $\ln \Lambda \sim 10$, $\delta_e \simeq 4$ tem-se:

$$\frac{n(\text{m}^{-3}) L(\text{m})}{T^2 (\text{eV})} \leq 3 \times 10^{16} , \quad (3.50)$$

que é a condição que deve ser satisfeita para que os efeitos das gradientes de temperatura ao longo da linha de campo possam ser desprezados.

c) Colisões elétrons—átomos neutros

No modelo apresentado foi desprezado o efeito de ionização, ou seja desprezou-se o valor de S_i da equação (3.19), ou seja, a taxa de ionização por unidade de volume dada por:

$$S_i = n_n \overline{\sigma v_i(T_e)} .$$

Esse efeito é pequeno se a taxa total de criação de partículas na RSL ($S_i V$) for muito menor que o fluxo total de partículas para o limitador (ϕ_L), ou seja:

$$\phi_L \gg S_i V ,$$

onde:

$$S_i V = n_n \overline{\sigma v_i(T_e)} 2L_c \omega \lambda ,$$

e

$$\phi_L = \frac{1}{2} n C_s \omega \lambda .$$

A condição acima pode ser então escrita como:

$$\frac{n_n \overline{\sigma v_i} L}{C_s} \ll 1 .$$

Para o hidrogênio a razão $\overline{\sigma v_i}/C_s$ é praticamente constante, para a faixa de 10 a 200 eV, e aproximadamente igual a $4 \times 10^{-19} \text{ m}^2$ [St-84b], o que implica em que para que o efeito da ionização possa ser desprezado devemos ter:

$$n_n(\text{m}^{-3}) \cdot L_c(\text{m}) \ll 10^{18} . \quad (3.51)$$

d) Colisões elétron—impurezas

As colisões inelásticas de elétrons com impurezas não totalmente ionizadas provocam a emissão de radiação e o consequente esfriamento dos elétrons [Is-84]. No modelo apresentado esse tipo de interação foi desprezado. Esse efeito pode ser analisado pela comparação da potência total perdida na RSL devida a impurezas (P_z) com o fluxo de elétrons para o limitador (P_L), que são dados por:

$$P_z = n n_z T_z L \omega \lambda ,$$

e

$$P_L = \frac{1}{2} n C_s \delta_e K T_e \omega \lambda ,$$

onde n_z é a densidade de impurezas de número atômico Z e T_z a taxa de esfriamento. Para tokamaks tem-se para a borda do plasma como valores típicos: $T_e \sim 10-30$ eV, $\delta_e \sim 4-6$ e $T_z \sim 10^{-31}$ Wm³ [Is-84]. O efeito das impurezas pode então ser desprezado se

$$P_z \ll P_L ,$$

ou

$$n_z(m^{-3}) L(m) \ll 10^{18} . \quad (3.52)$$

3.5. TEMPOS DE CONFINAMENTO GLOBAIS DE PARTÍCULAS E ENERGIA

Em estudos experimentais sobre transporte em tokamaks [Hu-83], dois parâmetros desempenham um importante papel: os tempos de confinamento globais de partículas e energia. Neste item são deduzidas algumas expressões que relacionam esses parâmetros com grandezas que podem ser medidas com os diagnósticos disponíveis no TBR-1.

a) Tempo de confinamento global de partículas

O tempo de confinamento global de partículas (τ_p) pode ser definido a partir da relação [Di-73, Ma-78]:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_p} + S_T , \quad (3.53)$$

onde N é o número total de elétrons na coluna de plasma e S_T a taxa total de formação de elétrons por ionização. Integrando-se a equação da continuidade (3.19) temos:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \int_S \vec{\Gamma} d\vec{S} = \int_V S_i dV = S_T ,$$

de onde concluímos, juntamente com a relação 3.52, que [Ue-79, TF-80]:

$$\tau_p = \frac{N}{\int_S \vec{\Gamma} d\vec{S}} . \quad (3.54)$$

A determinação experimental de τ_p pode ser feita a partir da determinação de N , por exemplo a partir da medida da densidade por interferometria de microondas (ver Capítulo 6), e da taxa de ionização, que pode ser medida por espectroscopia [Ma-78, Ro-87]. A determinação de N e S_T permite o cálculo de τ_p a partir da relação (3.53).

O tempo de confinamento de partículas pode também ser determinado pela medida de N , e do fluxo total de partículas para as paredes, fluxo que pode ser obtido por meio de sondas eletrostáticas [Ue-79]. A partir da equação (3.54) pode-se então calcular τ_p . Neste trabalho faremos uso deste último método.

O número total de partículas é dado por:

$$N = \int_V n dV ,$$

e, numa geometria cilíndrica, o elemento de volume pode ser escrito como:

$$dV = 4\pi^2 R r dr .$$

Para um perfil parabólico de densidade do tipo:

$$n = n_0 \left[1 - \left[\frac{r}{a} \right]^2 \right] ,$$

o *NÚMERO* total de partículas é dado por:

$$N = \pi^2 R n_0 a^2 . \quad (3.55)$$

O fluxo total de partículas para as paredes (ϕ_T) é composto de duas parcelas, uma que atinge o limitador ($\phi_{||}$) e outra que se dirige para o vaso ($\phi_{\perp}$):

$$\phi_T = \phi_{||} + \phi_{\perp} = \int_{\text{LIM}} \vec{\Gamma}_{||} d\vec{S} + \int_{\text{VASO}} \vec{\Gamma}_{\perp} d\vec{S} , \quad (3.56)$$

onde:

$$\Gamma_{||} = \frac{1}{2} n C_s .$$

Admitindo-se que $T_i > T_e$ e que $T_i = T_{ia} = \text{cte}$ [ver relação (3.46)], a velocidade sônica dos íons é dada por:

$$C_s \approx (K T_{ia} / m_i)^{1/2} .$$

Para um perfil de densidade exponencial dado por (3.37) e com o elemento de área dado por:

$$dS = 2\pi r dr ,$$

o fluxo de partículas para o limitador é então expresso por:

$$\phi_{||} = n_{ea} \pi (K T_{ia} / m_i)^{1/2} \lambda_n (a + \lambda_n) (1 - \exp(-(a - a_f) / \lambda_n)) , \quad (3.57)$$

onde a_f é o raio da borda externa do limitador.

O fluxo perpendicular é dado por:

$$\phi_{\perp} = \Gamma_{\perp} S_f ,$$

onde $\Gamma_{\perp}$ é dado por (3.21) e $S_f = 4\pi^2 a_f R$ é a área lateral do cilindro definido pela borda externa do limitador; $\phi_{\perp}$ pode então ser escrito por:

$$\phi_{\perp} = \frac{4\pi^2 R a_f n_{ea} D_{\perp}}{\lambda_n} \exp((a-a_f)/\lambda_n) . \quad (3.58)$$

As expressões (3.55), (3.57) e (3.58) substituídas em (3.54) permitem o cálculo de tempo de confinamento global de partículas τ_p .

b) Tempo de confinamento global de energia

A equação de balanço de energia para uma descarga em um tokamak pode ser expressa por [Hu-83]

$$\frac{dW}{dt} = P - \frac{W}{\tau_{\epsilon}} , \quad (3.59)$$

onde W é a energia térmica total contida no plasma, P é a potência total sendo injetada no plasma, e τ_{ϵ} é o tempo de confinamento global de energia.

Se o aquecimento do plasma é puramente ôhmico, P pode ser escrito como:

$$P = V_e I_p - \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} L_p I_p^2 \right] , \quad (3.60)$$

onde V_e é a tensão de enlace, I_p a corrente de plasma, $\left[\frac{1}{2} L_p I_p^2 \right]$ é a energia magnética associada com a coluna de plasma e L_p a indutância associada ao plasma..

Numa situação em que os parâmetros do plasma variam lentamente com o tempo, quando comparadas com τ_{ϵ} , as relações (3.59) e (3.60) conduzem a:

$$\tau_{\epsilon} = \frac{W}{V_e I_p} . \quad (3.61)$$

A energia térmica total do plasma é a soma da energia contida nos elétrons e nos íons e é dada por:

$$W = \int_V \left[\frac{3}{2} K n_e T_e + \frac{3}{2} K n_H T_i \right] dV , \quad (3.62)$$

onde n_H é a densidade de íons de hidrogênio.

Definindo um parâmetro $\alpha = \frac{n_H}{n_e}$, tomando o elemento de volume como $dV = 4\pi^2 R r dr$, e admitindo perfis parabólicos para as variáveis n_e , T_e e T_i na forma:

$$n = n_{eo} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] , \quad T_e = T_{eo} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \quad \text{e} \quad T_i = T_{io} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] ,$$

tem-se que (3.62) fica:

$$W = \pi^2 R K a^2 n_{eo} (T_{eo} + \alpha T_{io}) ,$$

e o tempo de confinamento de energia (3.61) pode ser então escrito como:

$$\tau_E = \frac{\pi^2 R K a^2 n_{eo} (T_{eo} + \alpha T_{io})}{V_e I_p} . \quad (3.63)$$

A determinação do parâmetro $\alpha = n_H/n_e$ depende do grau de contaminação do plasma por impurezas, e α pode ser estimado a partir das considerações a seguir desenvolvidas.

A condição de quase neutralidade, aplicada para um plasma de hidrogênio puro implica que $n_H \approx n_e$, entretanto, em condições reais o plasma é constituído de uma mistura de várias espécies e, admitindo-se ionização total, a condição é expressa por:

$$n_e \approx n_H + \sum_z Z n_z , \quad (3.64)$$

onde n_H é a densidade de íons de hidrogênio e n_z é a densidade de impurezas de carga Z . Vê-se, portanto que $n_H < n_e$.

O nível de impurezas num plasma é medido através do parâmetro Z_{ef} , que é definido como [15-84]:

$$Z_{ef} = \frac{\sum Z^2 n_z + n_H}{n_e} . \quad (3.65)$$

Para o caso de uma só impureza as relações (3.64) e (3.65) levam à seguinte equação:

$$\alpha = \frac{n_H}{n_e} = \frac{Z - Z_{ef}}{Z-1} . \quad (3.66)$$

Logo, o parâmetro α pode ser estimado admitindo-se a existência de uma só impureza de número atômico Z e da medida de Z_{ef} . Para a maioria dos tokamaks α varia entre 0,2 e 1 [Ja-89, Hu-83] dependendo da quantidade de impurezas existente no plasma.

4. SONDAS DE LANGMUIR

Desde os trabalhos pioneiros de Langmuir [Sm-26], as sondas eletrostáticas têm sido utilizadas para a determinação de parâmetros importantes do plasma, tais como: temperatura de elétrons, densidade e potencial de plasma. Suas principais vantagens, quando comparadas a outros tipos de diagnóstico, são o baixo custo e a simplicidade de construção, além de permitirem a realização de medidas locais. Como contrapartida, a teoria das sondas eletrostáticas é bastante complexa [La-66, Sa-70, St-82, Hu-87b], não existindo uma teoria com generalidade suficiente para ser aplicável a todas as situações; o que se tem é um conjunto de teorias cada qual restrita a sua região de utilização.

Na prática, as sondas eletrostáticas podem ser utilizadas para medida de densidades entre 10^6 e 10^{12} cm^{-3} , e temperaturas que ultrapassam 20 eV. Vários são os fatores que impõem limites à utilização das sondas: aquecimento devido ao fluxo de calor que atinge a sonda, sensibilidade e ruído do equipamento de medida, nível de flutuações do plasma, perturbações causadas pela sonda no plasma, liberação de impurezas, etc.. O conhecimento dos processos envolvendo a interação da sonda com o plasma, associado ao uso de técnicas especiais, permitem ampliar a região de aplicabilidade das sondas [Ho-75, Mi-80].

Em máquinas tipo tokamak, a utilização das sondas está restrita à periferia do plasma; a região central apresenta densidades na faixa de 10^{13} a 10^{15} cm^{-3} e temperaturas de centenas ou até milhares de elétron-volts, condições que provocariam a destruição da sonda, a perturbação do plasma e a liberação de impurezas.

Neste capítulo são inicialmente mostrados os conceitos básicos associados às teorias das sondas de Langmuir, o que será feito a partir de um modelo simplificado. Resultados de modelos mais complexos, que envolvem plasma magnetizado, serão então discutidos, e finalmente com base nesses modelos será mostrada a metodologia para a determinação de parâmetros do plasma a partir de uma curva característica. Descreve-se então um arranjo experimental associado a sondas de Langmuir, desenvolvido no Laboratório de Física de Plasmas do IFUSP, e utilizado no tokamak TBR-1 para a medida da temperatura de elétrons, densidade e potencial de plasma [Si-89].

4.1. MODELOS TEÓRICOS

O conhecimento da teoria das sondas eletrostáticas é muito importante, pois o uso correto da sonda, seu dimensionamento, bem como a interpretação de seus sinais, tendo em vista a determinação dos parâmetros do plasma, dependem de modelos teóricos.

Inicialmente, a partir de um modelo simplificado, onde vários efeitos são desprezados, serão vistos os conceitos e processos mais importantes da interação do plasma com a sonda. A seguir, serão discutidos modelos mais complexos onde as hipóteses simplificadoras são relaxadas. Finalmente, serão discutidos o dimensionamento das sondas e a metodologia utilizada na determinação dos parâmetros do plasma.

4.1.1. Modelo Simplificado e Conceitos Básicos

Nesta seção, apresenta-se um modelo simples da interação sonda-plasma, obtido a partir de hipóteses simplificadoras e da aplicação da Equação de Poisson às vizinhanças da sonda. No desenvolvimento desse modelo são também apresentados conceitos importantes.

Num plasma em equilíbrio térmico o fluxo de partículas (elétrons ou íons) atravessando uma superfície imaginária é dado por [Ch-84]

$$\phi_x = \frac{1}{4} n_x \bar{v}_x,$$

onde $\bar{v}_x = (8kT_x / \pi m_x)^{1/2}$ é a velocidade térmica, n_x a densidade, T_x a temperatura e m_x a massa da partícula da espécie x . Num plasma de duas espécies, como no caso do hidrogênio completamente ionizado, a relação entre o fluxo de elétrons e íons é dada por $\left[\frac{T_e m_i}{T_i m_e} \right]^{1/2}$, e se $T_i \simeq T_e$ tem-se $\phi_e \simeq 40\phi_i$.

Nestas condições, a inserção de um corpo no plasma fará com que o corpo se torne negativo até o ponto em que a corrente de íons se iguale à corrente de elétrons. O potencial atingido nestas condições é denominado potencial flutuante (V_f), e é em geral negativo (em relação ao plasma que circunda o corpo).

Uma sonda eletrostática é um corpo metálico (eletrodo), em geral cilíndrico, com dimensões menores que as escalas de variações das grandezas a serem medidas (o que permite a obtenção de medidas locais), e que é inserido no plasma. A fig. 4.1 mostra um esquema

simplificado da ligação de uma sonda de Langmuir destinada a realizar medidas de parâmetros do plasma contido em um vaso. Sendo l_x a variação característica da grandeza X e d a dimensão da sonda na direção de $\vec{\nabla}X$, então para se obter medidas locais deve-se ter $l_x > d$; l_x é definido como: $l_x = X/|\vec{\nabla}X|$, onde $|\vec{\nabla}X|$ é o módulo do gradiente da grandeza X no local da sonda. A sonda é ligada a uma fonte de tensão ajustável V ; um amperímetro e um voltímetro permitem a determinação da tensão e da corrente da sonda; em geral toma-se como referência de tensão o vaso que contém o plasma. A variação da tensão permite a obtenção da curva $I_s = f(V_s)$ denominada curva característica, que, interpretada a partir de um modelo, permite a determinação de parâmetros do plasma.

Os principais fenômenos envolvidos na interação sonda-plasma serão a seguir introduzidos a partir de um modelo simples [Hu-87a, Li-86], onde são admitidas as seguintes hipóteses:

a) O plasma é homogêneo, infinito, não magnetizado e tem $Z = 1$;

b) será utilizada a aproximação de sonda plana, onde as dimensões da sonda são muito maiores que o raio de Debye (λ_D):

$$\lambda_D \ll d ;$$

c) O regime é não colisional, ou seja:

$$d \ll \lambda_i, \lambda_e ,$$

onde λ_i e λ_e são respectivamente os caminhos livres médios dos íons e elétrons;

d) o plasma está em equilíbrio térmico e, portanto, a distribuição de partículas é Maxwelliana;

e) o plasma está estacionário em relação à sonda, tendo-se, portanto:

$$v_d \ll v_{te} ,$$

onde v_d é a velocidade de deriva e v_{te} a velocidade térmica dos elétrons;

f) os íons têm temperatura nula ($T_i = 0$).

Inicialmente será analisada a absorção de elétrons com a sonda polarizada negativamente (em relação ao plasma). Na fig. 4.2, tem-se a variação do potencial ao longo de um eixo perpendicular à sonda. O potencial da sonda é V_s , e, como resultado do efeito de blindagem do plasma, a principal variação desse potencial ocorre numa região próxima à sonda denominada bainha (*sheath*), cuja largura (x_B) é da ordem do comprimento de Debye λ_D :

$$\lambda_D(\text{cm}) \simeq 743 [T_e(\text{eV})/n(\text{cm}^{-3})]^{1/2} ;$$

Fig. 4.1 – Circuito simplificado para obtenção de curvas características $[I_s = f(V_s)]$ a partir de uma sonda de Langmuir.

Fig. 4.2 – Variação da densidade e potencial do plasma entre uma sonda e a parede do vaso.

na mesma figura tem-se também a variação da densidade $n(x)$, onde se vê que a condição de quase neutralidade ($n_i \approx n_e$) se verifica até na borda da bainha; no interior da bainha essa condição é quebrada, e tem-se $n_i > n_e$.

Colocando-se a sonda a um potencial suficientemente negativo, tem-se que a distribuição de velocidades para os elétrons na região próxima da sonda é aproximadamente Maxwelliana, o que implica que a densidade varia segundo o fator de Boltzmann $n(x) = n_0 \exp[e(V(x) - V_p)/kT]$, onde n_0 e V_p são, respectivamente, a densidade e o potencial do plasma a uma distância suficientemente grande da sonda; isso pode ser visto a partir das considerações que se seguem.

A energia potencial dos elétrons aumenta, a medida que se aproximam da sonda e somente parte deles (os de maior energia) conseguem atingir a sonda. Tem-se, portanto, uma distribuição de energias que é uma Maxwelliana truncada, conforme é mostrado na fig. 4.3. Os elétrons com $v < 0$ têm velocidades dirigidas para a sonda; os com velocidades no intervalo $0 < v < v_c$ foram repelidos pela sonda e os que teriam velocidades $v > v_c$ foram coletados. Partindo-se da conservação da energia ao longo de um eixo perpendicular à sonda, tem-se que v_c é dado por:

$$v_c = [2 e (V(x) - V_s) / m_e]^{1/2} . \quad (4.1)$$

A função distribuição para os elétrons será então dada por [Bi-86],

$$\begin{aligned} f(v, x) &= n_0 \left[\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right]^{1/2} \exp\{[e(V(x) - V_p) - m_e v^2/2]/kT_e\} \quad [v < v_c], \\ f(v, x) &= 0 \quad [v \geq v_c], \end{aligned} \quad (4.2)$$

e a densidade de elétrons é dada por:

$$n_e(x) = \int_{-\infty}^{v_c} f(v, x) dv \quad (4.3)$$

Substituindo-se (4.2) em (4.3) tem-se:

$$n_e(x) = n_0 \left[\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right]^{1/2} \exp[e(V(x) - V_p)/kT_e] \int_{-\infty}^{v_c} \exp \{-[mv^2/2kT_e]\} dv$$

Sabendo-se que:

$$\text{erf}(v_c) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{v_c} e^{-y^2} dy, \text{ temos:}$$

$$n_e = \frac{n_0}{2} \exp[(V(x) - V_p)/kT_e] [1 + \text{erf}(v_c)]. \quad (4.4)$$

Se a sonda estiver suficientemente negativa, tem-se por (4.1) que v_c é grande e $\text{erf}(v_c) \cong 1$; neste caso:

$$n_e \cong n_0 \exp[e(V(x) - V_p)/kT_e], \quad e \quad (4.5)$$

o fluxo total de elétrons será dado pelo fluxo térmico reduzido pelo fator de Boltzmann, ou seja:

$$\phi_e = \frac{1}{4} \bar{v}_{te} n_0 \exp[e(V(x) - V_p)/kT_e]. \quad (4.6)$$

Partindo da conservação da energia e do fluxo de íons, tem-se, na região da bainha:

$$m_i v_i^2/2 + eV(x) = 0 \quad e, \quad (4.7)$$

$$\Gamma_i = n_i v_i(x) = c^{te}. \quad [\text{fluxo de partículas}] \quad (4.8)$$

A partir dessas duas relações e da neutralidade do plasma ($n_i \cong n_e$) para $x \geq x_B$ temos que a densidade de íons será dada por:

$$n_i = \sqrt{\frac{V_B}{V(x)}} n_B, \quad (4.9)$$

onde V_B e n_B são, respectivamente, o potencial e a densidade na interface plasma-bainha.

Aplicando-se a equação de Poisson na região próxima à bainha tem-se:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) = -\frac{en_B}{\epsilon_0} \left\{ \left[\frac{V_B}{V(x)} \right]^{1/2} - \exp[e(V(x) - V_B)/kT_e] \right\} . \quad (4.10)$$

Para pontos próximos à borda da bainha, pode-se utilizar as seguintes expansões em série de Taylor:

$$\exp[e(V(x) - V_B)/kT_e] \approx 1 + e(V(x) - V_B)/kT_e ,$$

e

$$\left[\frac{V_B}{V(x)} \right]^{1/2} \approx 1 - \frac{1}{2V_B} (V(x) - V_B) ,$$

que substituídas na relação (10), levam à expressão:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{en_B}{\epsilon_0} \left[\frac{1}{2V_B} + \frac{e}{kT_e} \right] (V(x) - V_B) . \quad (4.11)$$

Para que se tenha uma solução não oscilatória, a seguinte condição deve ser satisfeita:

$$\frac{1}{2V_B} + \frac{e}{kT_e} \geq 0 \quad \text{ou} \quad V_B \leq -\frac{kT_e}{2e} . \quad (4.12)$$

Ou seja, o potencial na bainha deve ser menor que $-\frac{kT_e}{2e}$. Esse resultado junto com a equação (4.7) implica numa velocidade mínima dos íons na interface bainha-plasma, ou seja:

$$v_i \geq \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} .$$

A velocidade com que os íons entram na bainha deve ser igual ou maior que a velocidade sônica-iônica (C_s), resultado este inicialmente obtido por Bohm em 1949 [Bo-49a]. Stangeby [St-84a] generalizou este resultado para situações onde $T_i \neq 0$, e concluiu que a velocidade de deriva com que os íons entram na bainha é aproximadamente a velocidade sônica dos íons, ou

seja:

$$V_{Bi} \cong C_S \equiv \sqrt{\frac{k(T_i + T_e)}{m_i}} \quad (4.13)$$

onde m_i é a massa dos íons.

Nestas condições, a corrente de saturação de íons será dada por:

$$I_{si} = -en_B A_B C_S \quad (4.14)$$

onde A_B é a área da bainha; se a largura da bainha for muito menor que as dimensões da sonda, tem-se que $A_B \cong A_S$. A densidade de íons na borda da bainha é dada por:

$$n_B = n_0 \exp[e V_B / k T_e] \quad ,$$

onde V_B é dado por (4.12), donde se conclui que $n_B \cong 0,61 n_0$; (4.14) é então escrita como:

$$I_{sB} = -0,61 e A_S n_0 C_S \quad (4.15)$$

que é denominada relação de Bohm para a corrente de saturação de íons.

A corrente total é dada pela soma de (4.6) e (4.15) e, tomando-se o vaso como referência (o que é normalmente feito), a curva característica da sonda tem a seguinte forma:

$$I_S(V_S) = -0,61 e A_S n_0 C_S + \frac{1}{4} \bar{v}_{te} n_0 e A_S \exp[e(V_S - V_p)/k T_e] \quad (4.16)$$

Na fig. 4.4 é mostrada a curva característica resultante do modelo simplificado. A corrente total (I_S) é resultante da soma da corrente de íons (I_i) mais a corrente de elétrons (I_e); a corrente de íons tem a forma de um degrau, uma vez que tomou-se $T_i = 0$. A tensão da sonda, para a qual a corrente é nula, denomina-se potencial flutuante (V_f), e a transição entre a região de crescimento da corrente e a da saturação de elétrons define o potencial do plasma (V_p).

Uma relação entre o potencial flutuante e o potencial de plasma pode ser obtido

Fig. 4.3 – Função distribuição de velocidades para os elétrons numa região próxima a sonda. Tem-se uma Maxwelliana truncada devido a absorção dos elétrons de maior energia.

Fig. 4.4. – Corrente de elétrons I_e , de íons I_i e corrente total da sonda em função do potencial da sonda para o modelo simplificado do item 4.1.1.

a partir da relação (4.16) fazendo-se a corrente igual a zero, resultando, então:

$$V_p = V_f + \frac{kT}{2e} [\ln(m_p/2\pi m_e) + 1] . \quad (4.17)$$

Para o hidrogênio, essa relação fica:

$$V_p = V_f + 3,3 T_e \text{ (eV)} . \quad (4.18)$$

Na fig. (4.5) tem-se uma curva característica com uma forma mais próxima da que é encontrada experimentalmente; nela estão assinaladas 3 regiões: A — saturação de íons, B — transição e C — saturação de elétrons; estão também marcados os potenciais de plasma (V_p) e flutuante (V_f).

4.1.2. Modelos Refinados

No item anterior foi visto um modelo simplificado de interação sonda-plasma onde foram admitidas uma série de hipóteses restritivas. Será discutido agora o que ocorre quando algumas dessas hipóteses são relaxadas. Vários modelos mais elaborados foram desenvolvidos, devendo-se salientar os propostos por Laframboise [La-66], Sanmartin [Sa-70] e Stangeby [St-82].

a) Efeito da largura da bainha

Na passagem da relação (4.14) para a (4.15), admitiu-se que a largura da bainha (x_B) era muito menor que as dimensões da sonda (d). Em sondas pequenas deve-se levar em conta o efeito da variação da largura da bainha com a tensão da sonda. Hutchinson [Hu-87a] propõe, para uma sonda cilíndrica, o uso da fórmula de Bohm, mas com a área da sonda corrigida pela relação:

$$A_B \approx A_s \left[1 + \frac{x_B}{a} \right] \quad (4.19)$$

onde a é o raio da sonda e A_B a área da borda externa da bainha. A dependência da largura da bainha com a tensão da sonda é dada por [Hu-87a]:

$$x_E = 1,02 \lambda_D \left[\left[-e \left[\frac{V_s - V_p}{kT_e} \right] \right]^{1/2} - 1/\sqrt{2} \right]^{1/2} \left[\left[-e \left[\frac{V_s - V_p}{kT_e} \right] \right]^{1/2} + \sqrt{2} \right], \quad (4.20)$$

onde V_s e V_p são, respectivamente, os potenciais da sonda e do plasma. Verifica-se, portanto, um aumento da corrente de ions com a tensão da sonda, o que implica numa dificuldade na determinação da corrente de saturação de ions.

Para plasmas com $d/\lambda_D \leq 1$, tem-se a teoria desenvolvida por Langmuir [Sm-26] e conhecida como teoria OML (*Orbital Motion Limited*), onde são obtidas expressões analíticas para a corrente de saturação de ions e de elétrons, a partir da qual a densidade pode ser determinada; esta teoria se aplica a plasmas de baixa densidade ($\lesssim 10^9 \text{ cm}^{-3}$).

b) Efeito da temperatura dos ions

A teoria mais completa de sondas em regime não colisional em plasma não magnetizado foi desenvolvida por Laframboise [La-66], onde são obtidas soluções numéricas para as equações de Boltzmann e Poisson; nesse trabalho obteve-se a corrente coletada em função da tensão, dimensão da sonda e razão das temperaturas de ions e elétrons, ou seja $I_s = f\left[V_s, \frac{d}{\lambda_D}, \frac{T_i}{T_e}\right]$. Nas figuras 4.6a e 4.6b tem-se as correntes de saturação de ions, para $T_i = 0$ e $T_i = T_e$, normalizada em relação às respectivas correntes térmicas, para uma sonda cilíndrica. Verifica-se que para $T_i \leq T_e$ o efeito da temperatura de ions é pequeno, sendo entretanto bastante nitida a influência do tamanho da sonda.

Na fig. 4.7, são comparados os resultados obtidos por Laframboise com o cálculo aproximado proposto por Hutchinson [Hu-87a] a partir da corrente de Bohm (4.15), e da correção da área da sonda obtida a partir das expressões (4.19) e (4.20).

Verifica-se, entretanto, que em muitas situações pode-se ter $T_i > T_e$ como é o caso da borda do plasma de tokamaks [St-83, St-85]. O efeito da temperatura de ions é então levado em conta utilizando-se a relação [St-82]:

$$I_{si} = n_0 e A_s f\left[\frac{T_i}{T_e}\right] \sqrt{\frac{k(T_e + T_i)}{m_i}}, \quad (4.21)$$

onde a função $f(T_i/T_e)$ pode ser obtida a partir de modelos propostos [St-82, Ern-80]. Na

Fig. 4.5 – Curva característica na forma em que ela é usualmente observada experimentalmente.

Fig. 4.6 – a) Variação da corrente de saturação de íons obtida a partir da teoria de Laframboise para $T_i = 0$. b) Idem para $T_i = T_e$.

fig. (4.8) tem-se o gráfico da função $f(T_i/T_e)$.

c) Efeito das colisões

Quando se consideram colisões, duas situações devem ser levadas em conta [Ch-65]:

a) o caminho livre médio é bem menor que a variação do potencial no interior da bainha, ou seja, $\lambda \ll V/(dV/dx)$ na bainha;

b) $\lambda \leq d$, caso em que o caminho livre médio é menor que as dimensões da sonda.

A primeira situação não é aplicável a plasmas altamente ionizados, exceto quando imersos em um campo magnético, caso em que o livre caminho médio perpendicular ao campo é reduzido a dimensões do raio de Larmor.

No segundo caso o efeito notável está na redução da corrente de saturação de elétrons, que para $\lambda \ll d$ é reduzida de um fator λ/d [Bo-49b]. Este efeito reduz a região de transição da curva (região B da fig. 4.5) que é utilizada para a determinação da temperatura de elétrons.

d) Sondas em plasmas magnetizados

A introdução do campo magnético aumenta ainda mais a complexidade da teoria, pois o plasma torna-se anisotrópico, e o problema deve ser resolvido em pelo menos duas dimensões. O campo magnético reduz a difusão de partículas perpendicularmente ao campo de um fator da ordem de $[1 + (\omega_g \tau)^2]$, onde ω_g é a frequência de giracão e τ é o tempo de colisão; o efeito do campo magnético é muito mais marcante nos elétrons que nos íons.

Quanto a intensidade do campo magnético, pode-se ter três regiões de operação:

- a) campo magnético fraco [$d < r_{ge}, r_{gi}$];
- b) campo magnético moderado [$r_{ge} \ll d \leq r_{gi}$];
- c) campo magnético forte [$r_{ge}, r_{gi} \ll d$].

Para campos magnéticos fracos, pode-se utilizar as teorias de sondas em plasmas não magnetizados. Na borda do plasma de máquinas tipo tokamak tem-se a situação de campos magnéticos moderados, região onde deve-se salientar o trabalho de Sanmartin [Sa-70], que fez uma abordagem do problema a partir da teoria cinética, partindo das equações de Boltzmann e Poisson. Na fig. 4.9, é apresentado um resultado desse modelo onde se vê, em

Fig. 4.7 — Variação com a tensão da sonda da razão entre a corrente de saturação de íons e a corrente de Bohm para os modelos de Laframboise [La-66] e Hutchinson [Hu-87a].

Fig. 4.8 — Função $f(T_i/T_e)$.

escala logaritmica, a variação da corrente de elétrons (normalizada em relação à corrente térmica) com o potencial da sonda; verifica-se um sensível afastamento do comportamento exponencial quando o campo magnético é aumentado (aumento da razão d/r_{ge}), reduzindo-se assim, a região útil para a determinação de T_e .

A redução da difusão de partículas perpendicularmente ao campo magnético em relação à difusão paralela faz com que a área efetiva de coleta da sonda seja reduzida [Br-71].

Na fig. 4.10, tem-se uma sonda quadrada com comprimento lateral d , cuja superfície é colocada perpendicularmente ao campo magnético. A presença da sonda causa o aparecimento de uma região de perturbação de comprimento $L_{||}$ ao longo das linhas de campo. O fluxo de partículas paralelo ao campo magnético $\phi_{||}$ que atinge a sonda deve ser igual ao fluxo perpendicular $\phi_{\perp}$ que entra na região de perturbação, $\phi_{||}$ e $\phi_{\perp}$, para o caso dos ions, são dados por:

$$\phi_{||i} = \frac{1}{2} n C_s d^2 \quad e$$

$$\phi_{\perp} = D_{\perp} \left(-\frac{dn}{dx} \right) 4L_{||}; \quad d \approx D_{\perp} \left(-\frac{n}{d} \right) 4L_{||}; \quad d.$$

Da conservação de partículas tem-se:

$$\frac{1}{2} n C_s d^2 \approx D_{\perp} n 4L_{||}; \quad e,$$

$$L_{||i} \approx \frac{C_s d^2}{8D_{\perp}}.$$

Para coleta de elétrons, com a sonda polarizada próxima ao potencial do plasma, o fluxo paralelo será o fluxo térmico de elétrons que é dado por:

$$\phi_{||e} = \frac{1}{4} n \bar{C}_e d^2,$$

e o comprimento característico para elétrons fica:

Fig. 4.9 – Variação da corrente de elétrons (normalizada em relação à corrente térmica) com a tensão da sonda (em relação ao plasma) [Sa-70]. Verifica-se um afastamento do comportamento exponencial com o aumento da razão d/r_{ge} .

Fig. 4.10 – A introdução de uma sonda num plasma magnetizado provoca o aparecimento de uma região de comprimento $L_{||}$, onde o plasma é perturbado.

$$L_{\parallel e} = \frac{\bar{C}_e d^2}{16 D_{\perp}} \quad \text{ou} \quad L_{\parallel e} = \sqrt{\frac{2 m_i T_e}{\pi m_e T_i}} L_{\parallel i} \quad (4.22)$$

No dimensionamento de sondas eletrostáticas, a serem utilizadas na região da sombra do limitador de máquinas tokamak, esse efeito deve ser considerado [St-84c], tendo sido, inclusive, realizados trabalhos experimentais sobre essa questão [Ma-87].

Discutiremos, a seguir, os principais resultados da teoria proposta por Stangeby [St-82] onde o problema é abordado a partir da teoria dos fluidos; esta teoria apresenta a vantagem de ser simples do ponto de vista analítico e ser aplicável a uma ampla gama de situações. A teoria é aplicável para:

$$L_{\parallel} \gg d \gg r_{ge}, \lambda_D$$

Supõe-se que a superfície da sonda seja colocada perpendicularmente ao campo magnético e que a distribuição do potencial ao longo de um eixo perpendicular ao plano da sonda tem a forma apresentada na fig. 4.11, resultado já previsto por outras teorias [St-82, Bo-49a, Co-78]. Nesta figura são apresentadas curvas $V(x)$ para a região de saturação de ions (A), de saturação de elétrons (D), e duas curvas intermediárias (B, C), sendo que numa delas (B) se vê um pico de potencial V_m . A relação entre V_m e o potencial da sonda V_s é dado por:

$$\frac{T_i}{T_e} \ln [r^{-1} \exp[e(V_s - V_m)/kT_e] + 1] = \frac{eV_m}{kT_e} \quad (4.23)$$

onde:

$$r = 16 \lambda_{ei} \sqrt{\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}} (1 + \frac{T_i}{T_e})/d \quad (4.24)$$

λ_{ei} é o livre caminho médio dos elétrons para a perda de momento para os ions; $D_{\perp}$ e $D_{\parallel}$ são, respectivamente, os coeficientes de difusão perpendicular e paralelo ao campo magnético.

Da relação (4.23) verifica-se que quando:

$$V_s = \frac{kT_i}{e} \ln [(1+r)/r] ,$$

tem-se que $V_s = V_m$, e a partir desse ponto desaparece o máximo no potencial (curva C da fig. 4.11). Tem-se também que para $T_i = 0$, $V_m = 0$, e o perfil de potencial $V(x)$ tem a forma do apresentado no modelo simplificado referente à fig. 4.2.

No modelo de Stangeby a corrente total é dada por:

$$I(V_s) = -f \left[\frac{T_i}{T_e} \right] e A_s n_0 C_s e^{-eV_m/kT_e} + \\ + \frac{1}{4} \bar{C}_e e A_s n_0 \left[\frac{r}{1 + r \exp[e(V_m - V_s)/kT_e]} \right] \quad (4.25)$$

$$\text{para } V_s \leq \frac{kT_i}{e} \ln [(1+r)/r] ,$$

e

$$I(V_s) = -\frac{1}{4} n_0 e A_s \bar{C}_i e^{-eV_s/kT_i} + \frac{1}{4} \bar{C}_e A_s n_0 e[r/(1+r)] \quad (4.26)$$

$$\text{para } V_s \geq \frac{kT_i}{e} \ln [(1+r)/r] .$$

Na expressão (4.25) tem-se a corrente total da sonda na situação em que a tensão é baixa em relação ao potencial de plasma; o primeiro termo representa a corrente de saturação de ions, e o segundo a corrente térmica de elétrons reduzida de um fator que depende de r e da tensão da sonda. Para tensões altas, a corrente total da sonda é dada pela expressão (4.26); o primeiro termo representa a corrente térmica de ions reduzida pelo fator de Boltzmann e^{-eV_s/kT_i} , e o segundo termo a corrente térmica de elétrons reduzida do fator $r/(r+1)$.

Na fig. 4.12 tem-se várias curvas características obtidas a partir dessas duas relações para diferentes valores de T_i/T_e e r . A relação (4.25) indica que o crescimento da corrente da sonda não é exponencial, e esse desvio do comportamento exponencial torna-se sensível para pequenos valores de r ; para que o crescimento da corrente possa ser considerado exponencial duas condições devem ser satisfeitas:

$$\left| \frac{V_m}{V_s} \right| \ll 1 , \quad (4.27a)$$

e

Fig. 4.11 – Variação do potencial com a distância da sonda. O campo magnético é suposto perpendicular à superfície da sonda.

Fig. 4.12 – Curvas características obtidas a partir do modelo de Stangeby [St-82]. A corrente da sonda I_s é normalizada em relação à corrente térmica de elétrons I_{Te} . I_s é dado em função do potencial normalizado $e V_s / K T_e$. Utiliza-se como parâmetros r (ver expressão 4.24) e T_i / T_e .

$$e^{eV_s/kT_e} \ll r \quad (4.27b)$$

É interessante notar que para $r \rightarrow \infty$ e $T_i = 0$, tem-se $f(0) = 0,5$, e as relações (4.25) e (4.26) ficam:

$$I(V_s) = -\frac{1}{2} e A_s n_o \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} + \frac{1}{4} \bar{C}_e e A_s n_o e^{eV_s/kT_e} \quad [V_s \leq 0]$$

e

$$I(V_s) = \frac{1}{4} e A_s n_o \bar{C}_e, \quad [V_s \geq 0]$$

ou seja, recaímos nos resultados do modelo simplificado.

O potencial flutuante, obtido a partir das relações (4.25) e (4.26), é dado por:

$$V_f = \frac{kT_i}{e} \ln [1 + 4 f(T_i/T_e) C_s / (\bar{C}_e r)] + \frac{kT_e}{e} \ln \left[\frac{4 f(T_i/T_e) C_s}{\bar{C}_e} \right] \quad (4.28)$$

Nota-se que tanto a curva característica como o potencial flutuante dependem do tamanho da sonda (através de r), e há uma tendência do potencial flutuante a se tornar menos negativo com o aumento do tamanho da sonda. Note que nessas expressões o plasma foi tomado como referência de potencial.

4.1.3. Determinação de Parâmetros do Plasma e Dimensionamento de Sondas

Em máquinas tokamak os sinais de corrente e tensão obtidos a partir de sondas de Langmuir são em geral armazenados na forma digital e para cada curva característica obtida tem-se um número de pontos que depende da frequência de amostragem do digitalizador e do tempo de varredura.

Na análise de uma curva característica, admite-se a seguinte dependência entre tensão e corrente da sonda:

$$I_s(V_s) = -I_{si} + b \exp[e V_s / kT_e], \quad (4.29)$$

onde o coeficiente b depende do potencial de plasma.

Dois tipos de ajuste são em geral utilizados: o logarítmico e o exponencial. No ajuste logarítmico, obtém-se uma curva característica tal que I_{si} fique bem determinado, e a seguir, uma reta $I_s = c^{te}$ é ajustada aos pontos referentes a essa região. Uma vez determinado I_{si} , soma-se este valor à corrente total da sonda e toma-se o logaritmo dessa soma. Da expressão (4.29) tem-se:

$$\ln(I_s + I_{si}) = \frac{eV_s}{kT_e} + A.$$

A temperatura é obtida a partir do coeficiente angular da reta ajustada nos pontos $[\ln(I_s + I_{si}), V_s]$, ou seja:

$$T_e(\text{eV}) = \frac{\Delta V_s}{\Delta \ln(I_s + I_{si})}. \quad (4.30)$$

Um outro procedimento pode ser também utilizado e consiste no ajuste da curva (4.29) aos pontos experimentais. Este é um ajuste não-linear, e permite a determinação simultânea de I_{si} , b e T_e . Este método, apesar de mais complicado, apresenta as vantagens de utilizar um único ajuste e de não precisar de um conjunto grande de pontos na região de saturação de íons.

Nestes dois métodos foi suposta uma curva $I_s(V_s)$ na forma (4.29), suposição esta que depende da validade das condições (4.27). Um método mais apurado [La-86b], mas que exige um maior volume de cálculos, é obtido a partir do ajuste das curvas (4.25) e (4.26) aos pontos experimentais. Em qualquer dos métodos, as técnicas usuais de ajuste de curvas são empregadas [Be-69].

Uma vez determinada a temperatura de elétrons e a saturação de íons, a densidade é determinada a partir da relação (4.21):

$$n_o = \frac{I_{si}}{e A_s f(T_i/T_e) \sqrt{\frac{k(T_e + T_i)}{m_i}}},$$

de onde se verifica que a determinação de n_0 depende do conhecimento da temperatura de íons. A medida de T_i com sondas de Langmuir dificilmente pode ser feita [Ch-65, Da-82], o que implica que outro tipo de diagnóstico deve ser usado; no TBR-1 esta medida foi feita com uma sonda eletrostática sensível a íons [Si-86]. Caso não se tenha determinado T_i , este valor deve ser admitido, levando-se em conta que na região da sombra do limitador de máquinas tokamak tem-se $T_i \geq T_e$ [St-83, St-85]. Note que $f(T_i/T_e) \approx 0,8$ para $T_i \geq 4T_e$ (ver fig. 4.8).

Outro parâmetro importante determinado a partir da curva característica é o potencial de plasma V_p que, conforme discutido no item 4.2.1, pode ser, em princípio, obtido da inflexão da curva junto a saturação de elétrons; entretanto, devido a efeitos do campo magnético, das colisões e do tamanho da sonda, esse ponto não fica bem determinado. Além disso, essa região apresenta um elevado nível de flutuações e o alto fluxo de calor pode também causar o sobreaquecimento e danificação da sonda. O método, indicado é a obtenção do potencial de plasma a partir da medida do potencial flutuante, fazendo-se uso da expressão (4.28); pode-se utilizar, ainda, uma expressão simplificada [St-84a], mas que também leva em conta o efeito da temperatura de íons:

$$V_p = V_f - \frac{kT_e}{2e} \left\{ \ln \left[\frac{2\pi m_e}{m_i} \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \right] - 1 \right\}, \quad (4.31)$$

e para o plasma de hidrogênio com $T_i \approx 2T_e$, tem-se:

$$V_p(V) = V_f(V) + 2,8 T_e \text{ (eV)}. \quad (4.32)$$

A metodologia descrita mostra que a determinação dos parâmetros depende do modelo utilizado, e, portanto, cuidados devem ser tomados para se reduzir erros. Trabalhos recentes [Ta-87] indicam que valores anormalmente altos de T_e podem ser obtidos se se utilizar regiões onde a tensão da sonda é muito mais alta que o potencial flutuante.

Outro problema é que o uso da expressão (4.29), como função a ser ajustada na curva característica, pressupõe, entre outras coisas, que a corrente de saturação de íons independa da tensão; conforme foi visto no item (4.2.2a), isso é verdade para sondas planas ($d \gg \lambda_D$). Caso essa condição não seja satisfeita, uma correção deve ser feita no valor da área da sonda utilizando-se as expressões (4.19) e (4.20). Pode-se também utilizar a teoria de

Laframboise [La-66] e comparar o perfil da curva de saturação de ions com as curvas obtidas por esse modelo (fig. 4.6); essa comparação pode ser evitada utilizando-se o método proposto por Sonin [Da-82, So-66], que descreve um procedimento para a determinação da densidade mais atraente do ponto de vista prático, e que é também baseado na teoria de Laframboise.

Do exposto até aqui, fica clara a importância do modelo na análise de uma curva característica, e, dependendo da forma e do tamanho escolhido para sonda, pode-se utilizar um modelo de aplicação mais fácil. A função (4.29) pode ser utilizada para a determinação dos parâmetros do plasma, caso sejam satisfeitas as seguintes condições:

$$1) d, \lambda_D \ll \lambda_i ; \quad (4.33a)$$

$$2) r_{ge} \ll d \ll L_{||} ; \quad (4.33b)$$

$$3) d \gg \lambda_D . \quad (4.33c)$$

Além destas condições, deve-se cuidar para que os pontos utilizados no ajuste da função (4.29) não apresentem tensões superiores ao limite imposto pela relação (4.27b).

No dimensionamento das sondas, sempre que possível, deve-se considerar as condições (4.33) e (4.27), procedimento este que torna mais fácil a análise dos sinais. Para o dimensionamento pode-se partir de valores dos parâmetros esperados, de medidas preliminares ou de resultados obtidos em máquinas de dimensões similares.

4.2. ARRANJO EXPERIMENTAL UTILIZADO NAS MEDIDAS COM SONDAS DE LANGMUIR NO TBR-1

Na fig. 4.13 apresenta-se um diagrama de blocos apresentando a interligação dos vários diagnósticos e dos sinais da sonda de Langmuir. Junto com a tensão e corrente da sonda são registrados também: corrente de plasma, tensão de enlace, posições vertical e horizontal e, raios X (duros). Os últimos cinco sinais são utilizados para verificação da reprodutibilidade dos pulsos.

Na fig. 4.14 mostra-se a montagem mecânica associada à sonda de Langmuir. A sonda utilizada neste trabalho foi colocada na parte superior da máquina a 45° do limitador.

Fig. 4.13 — Diagrama de blocos do sistema de aquisição de dados utilizado para registro dos sinais da sonda de Langmuir e dos demais diagnósticos auxiliares usados nesta experiência.

Fig. 4.14 – Corte do Tokamak TBR-1 mostrando a estrutura mecânica para sustentação e movimento da sonda de Langmuir.

A estrutura mecânica que suporta a sonda permite seu movimento radial, o que é feito graças a um motor, um conjunto de engrenagens redutoras e um parafuso sem fim. As medidas foram realizadas na região da borda do plasma [$6,5 \text{ cm} \leq r \leq 10 \text{ cm}$]. Nas condições que foi realizada a experiência uma maior introdução da sonda na coluna de plasma causava perturbações e redução da duração da corrente de plasma.

A sonda utilizada neste trabalho é cilíndrica com diâmetro de 0,2 mm e 5 mm de comprimento; o material utilizado foi o tungstênio. O gás utilizado na máquina foi o hidrogênio a uma pressão de $1,2 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ e não se utilizou injeção adicional de gás.

Na maioria dos trabalhos com sondas de Langmuir [Sc-78, Ue-79, He-80, Da-84] a tensão do gerador é levada até a sonda por meio de um cabo coaxial com blindagem aterrada. Nestas condições, o sinal de corrente detectado é dado por [La-86a]:

$$I_{sm} = I_{sc} + Y V_s + C \frac{\partial V_s}{\partial t} + I_0 \quad (4.34)$$

onde I_{sm} é a corrente medida, I_{sc} a corrente coletada pela sonda, Y a condutância da parte do circuito que vai do ponto onde a corrente é medida até a sonda, C é a capacitância do mesmo trecho do circuito e, finalmente, I_0 representa um sinal constante devido ao circuito de saída.

A determinação das constantes Y , C e I_0 pode ser feita a partir de um conjunto de disparos sem plasma. Para cada disparo, tem-se n amostragens e as constantes obtidas a partir da minimização de ϵ , dado por:

$$\epsilon = \sum_{i=1}^n \left[I_{sm}^i - Y V_s^i - C \frac{\partial V_s^i}{\partial t} - I_0 \right]^2$$

Em geral, o fator mais importante é C , pois Y é pequeno e I_0 pode ser ajustado eletronicamente. A capacitância C torna-se importante, principalmente para varreduras rápidas, como é o caso do TBR-1, onde se emprega um tempo de varredura de cerca de $200 \mu\text{s}$ devido a duração relativamente curta do pulso de plasma (4 – 8 ms). Em máquinas maiores emprega-se tempos de varredura maiores [Sc-78, La-86a], quando o efeito da capacitância é menor, mas nem sempre desprezível. No TBR-1 a ligação entre o gerador de

varredura e a sonda é feita com um cabo coaxial tipo RG 58G/U ($Z_0 = 50\Omega$, $C = 100\text{ pf/m}$). Nestas condições, aterrando-se a blindagem, com um tempo de varredura de $\Delta t \approx 200\mu\text{s}$ e amplitude de $V_0 \approx 50\text{V}$, a corrente pela capacitância do cabo será de $i = C V_0 / \Delta t \approx 250 \times 10^{-6}\text{ A}$, ou seja, mais de dez vezes a resolução do circuito de medida ($20 \times 10^{-6}\text{ A}$). No sistema desenvolvido para o TBR-1 [Si-87], a neutralização do efeito do capacitor foi feita colocando-se na blindagem do cabo a mesma tensão da sonda, conforme mostra a fig. 4.15, onde é apresentado um diagrama simplificado do circuito utilizado nas medidas com sondas. A tensão é medida a partir de um amplificador diferencial. A corrente pode ser medida através de um transformador de corrente e de um resistor, o que permite o uso do circuito com sondas mais complexas [Si-86]. Detalhes do circuito utilizado será visto no próximo Capítulo.

Fig. 4.15 – Diagrama simplificado do circuito projetado para ser usado com as sondas eletrostáticas no TBR-1.

5. SONDA SENSÍVEL A ÍONS

No Capítulo anterior examinou-se o uso de sondas de Langmuir na região da sombra do limitador de máquinas tokamak; discutiu-se modelos, metodologias de medida e um arranjo experimental utilizado no TBR-1; verificou-se também que este tipo de sonda se mostrou muito útil para a medida da temperatura de elétrons, densidade e potencial de plasma. A temperatura de íons, entretanto, dificilmente pode ser medida com sondas de Langmuir [Ch-65], pois para plasmas produzidos em laboratórios tem-se que a corrente de íons é muito menor que a corrente de elétrons.

Vários tipos de diagnósticos foram desenvolvidos para a medida da temperatura de íons [Ch-72, Sz-82, Ma-84]: analisadores de energia, bolômetros, sondas $\vec{E} \times \vec{B}$, etc.; entretanto são dispositivos grandes e portanto, perturbativos, modificando as características do plasma [St-84c, Ma-87] mesmo quando utilizados na sombra do limitador.

Neste Capítulo será discutida uma sonda eletrostática capaz de determinar a temperatura de íons em plasmas magnetizados, projetada e construída para ser utilizada na região da sombra do limitador do TBR-1 [Si-86]. A sonda desenvolvida foi inspirada nas idéias de Katsumata e Okazaki [Ka-67]; em máquinas tokamak foram raros os trabalhos onde esse tipo de sonda foi utilizada [Od-78, Cr-84], provavelmente devido as dificuldades associadas à baixa corrente detectada aliada ao elevado grau de flutuações existentes na região da borda do plasma.

Inicialmente são mostrados o princípio de funcionamento da sonda e aspectos do modelo teórico que foi utilizado no projeto e na interpretação dos resultados. Serão a seguir discutidas duas montagens experimentais utilizadas, sendo que uma delas emprega um circuito de varredura especialmente projetado para este trabalho e que permite a determinação simultânea das temperaturas locais de íons e elétrons.

5.1. SONDA ELETROSTÁTICA SENSÍVEL A ÍONS

Na fig. 5.1 tem-se uma curva característica de uma sonda de Langmuir. A

corrente total é composta da soma da corrente de íons e da de elétrons, a curva foi dividida em quatro regiões: A, B, C e D. É na região C (situada acima do potencial de plasma) que o decaimento da corrente de íons com a tensão pode ser detectado, o que em geral é bastante difícil em sondas de Langmuir, pois nessa região a corrente de íons é bem menor que a corrente de elétrons.

No que se segue vamos nos ater a dependência da corrente de íons com a tensão da sonda; vamos, portanto, retomar o modelo de Stangeby discutido no item 4.1.2 do Capítulo anterior onde foi definido o parâmetro r dado por:

$$r = \frac{16}{\pi} \lambda_{ei} \sqrt{\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}} \left[1 + \frac{T_i}{T_e} \right] / d, \quad (5.1)$$

onde λ_{ei} é o livre caminho médio para choques entre elétrons e íons; $D_{\perp}$ e $D_{\parallel}$ são respectivamente, os coeficientes de difusão perpendicular e paralelo ao campo magnético; T_i e T_e a temperatura de íons e elétrons; d é a dimensão da sonda. Tem-se, no que diz respeito à coleta de íons duas regiões, a saber:

$$a) V_s > \frac{KT_i}{e} \ln[(1+r)/r]$$

Nesta região a corrente de íons é a corrente térmica de íons reduzida pelo fator de Boltzman, ou seja:

$$I_i(V_s) = e A_s \left[\frac{1}{4} n_o \bar{C}_i \right] e^{-eV_s/KT_i}, \quad (5.2)$$

onde: V_s é a tensão da sonda (em relação ao plasma que a circunda); $\bar{C}_i = \sqrt{\frac{8KT_i}{\pi m_i}}$ é a corrente térmica dos íons; A_s a área da sonda.

$$b) V_s \leq \frac{KT_i}{e} \ln[(1+r)/r]$$

Nesta região a corrente é dada por:

$$I_i = A_s e n_o C_s / 2 e^{-eV_s/mKT_i}, \quad (5.3)$$

onde: $C_s = [K(T_i + T_e)/m_i]$ é a velocidade sônica-iônica e V_m é o pico de potencial ao longo de um eixo perpendicular à sonda e dado pela relação (4.23).

Verificamos, portanto, que a corrente de íons, para tensões suficientemente altas, decresce exponencialmente com a tensão. A expressão (5.2) pode ser colocada na forma:

$$I_i = I_{oi} e^{-V_s e / K T_i} , \quad (5.4)$$

e a temperatura de íons é então obtida pelo coeficiente angular da curva $\ln I_i \times V_s$ ou seja:

$$T_i \text{ (eV)} = \frac{\Delta V_s}{\Delta \ln I_i} . \quad (5.5)$$

A sonda de íons desenvolvida neste trabalho permite a detecção somente da corrente de íons, e sua estrutura é mostrada na fig. 5.2. Seu princípio de funcionamento é baseado no fato que na maioria dos plasmas magnetizados tem-se:

$$r_{gi} \gg r_{ge} , \quad (5.6)$$

onde r_{gi} e r_{ge} são respectivamente os raios de giração dos íons e dos elétrons. A sonda é composta basicamente de dois eletrodos concêntricos, sendo que um deles (coletor) é envolvido pelo outro (blindagem) conforme é mostrado na figura. Se o eixo da sonda é colocado perpendicularmente ao campo magnético e o coletor é retraído em relação à borda da blindagem de uma distância h tal que:

$$r_{gi} > h \gg r_{ge} , \quad (5.7)$$

então, em princípio, somente os íons serão coletados; variando-se a tensão do coletor obtem-se uma curva $I_i \times V_s$ que permite a determinação da temperatura de íons a partir de (5.5).

Sondas baseadas neste princípio foram construídos por Katsumata e seus colaboradores [Ka-67, Ka-68, Ka-70], e foram utilizadas em uma máquina Quiescente e

Fig. 5.1 – Curva característica de uma sonda de Langmuir. Na região C tem-se o decaimento da corrente de íons com a tensão.

Fig. 5.2 – Estrutura da sonda sensível a íons.

também em outros tipos de máquinas, em plasmas com temperaturas entre 0,5 e 10 eV, densidades entre 10^{16} e 10^{19} m^{-3} e campos magnéticos na faixa de 0,1 a 0,4 T. Na região da sombra do limitador de máquinas tokamak a densidade está na mesma faixa da obtida na máquina Q, mas o campo magnético e a temperatura de íons podem ser maiores [St-83], entretanto, mesmo nestas condições a relação (5.7) pode ainda ser satisfeita indicando que a sonda sensível a íons pode ser utilizada em tokamaks.

Na relação (5.7) deve-se levar em conta que num plasma com temperatura de íons (T_i) e elétrons (T_e) tem-se duas distribuições de raios de giração sendo que os raios médios são dados por:

$$\bar{r}_{ge} = \frac{m_e}{eB} \left[\frac{KT_e}{m_e} \right]^{1/2} \quad (5.8)$$

e

$$\bar{r}_{gi} = \frac{m_i}{(Ze)B} \left[\frac{KT_i}{m_i} \right]^{1/2}, \quad (5.9)$$

onde B é o campo magnético no qual o plasma está imerso e (Ze) a carga do íon.

Dois outros pontos devem também ser levados em conta: um deles é a largura da bainha e o outro é a velocidade de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$.

Viu-se no Capítulo anterior que junto às paredes de um corpo imerso num plasma, há a formação de uma camada (bainha), onde a condição de quase neutralidade não é satisfeita ($n_i \neq n_e$). A largura da bainha é da ordem de $10 \lambda_D$ [St-86] onde λ_D é o comprimento de Debye.

A velocidade de deriva de uma partícula sob a ação de um campo elétrico ($\vec{E}$) e um magnético ($\vec{B}$) é dada por [Ch-84]:

$$\vec{v}_D = \vec{E} \times \vec{B} / B^2, \quad (5.10)$$

onde se verifica que a deriva é paralela a uma superfície equipotencial.

Na fig. 5.3 tem-se uma sonda colocada perpendicularmente ao campo magnético, que por sua vez é perpendicular ao plano de figura e dirigido para fora. A sonda está a um potencial mais alto que o plasma e é admitida a condição de bainha fina, ou seja,

Fig. 5.3 — Movimento de íons e elétrons próximo à sonda de íons para o caso em que a sonda está polarizada positivamente em relação ao plasma.

$\lambda_D \ll d$ (diâmetro da sonda). A figura mostra a trajetória de um elétron na região da bainha. Seu movimento é composto do movimento ciclotônico ao redor do centro guia, somado ao movimento deste numa superfície equipotencial devido à deriva $\vec{E} \times \vec{B}$. Como a queda da tensão entre o plasma e a sonda se dá principalmente na região da bainha o efeito da deriva ocorre somente nessa região. Verifica-se, portanto, que a deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ faz com que os elétrons sejam drenados para o interior da sonda, e que parte deles atinjam o coletor; a quantidade de elétrons que sofrem a ação dessa deriva depende da largura da bainha ($\sim 10 \lambda_D$) e do raio de geração dos elétrons $\bar{r}_{ge}$.

Levando em conta esses efeitos, para que a corrente de elétrons seja desprezível, Katsumata propõe [Ka-69] que a retração do coletor (h) deve ser maior que um valor h_c dado por:

$$\alpha_1 \bar{r}_{ge} \leq h_c \leq \alpha_2 \bar{r}_{ge} + \beta \lambda_D \quad (5.11)$$

onde são admitidos para α_1 , α_2 e β valores da ordem de 10. A igualdade da esquerda vale para uma condição de bainha larga ($\beta \lambda_D > d$), e a da direita numa situação de bainha fina ($\beta \lambda_D < d$).

Um procedimento melhora a discriminação de elétrons: é a criação de uma configuração de campo elétrico que favoreça a coleta de íons e dificulte a de elétrons; isto é feito colocando-se o coletor a uma tensão ligeiramente mais baixa que a blindagem [Ka-68].

Se se deseja usar a sonda para medida de densidade do plasma, é interessante que a corrente de saturação de íons independa da tensão da sonda, o que ocorre se a condição de bainha fina é satisfeita (ver Capítulo 4).

Valores típicos para os parâmetros do plasma na região da borda do limitador do TBR-1 indicam que $r_{ge} \sim 10^{-5} \text{ m}$, $r_{gi} \sim 10^{-3} \text{ m}$ e $\lambda_D \sim 3 \times 10^{-5} \text{ m}$, o que permite a escolha de h de tal forma que a condição (5.7) seja satisfeita.

5.2. DESCRIÇÃO DA SONDA DE ÍONS

A sonda de íons desenvolvida para neste trabalho é mostrada na fig. 5.4.

Fig. 5.4 — Sonda de íons desenvolvida para este trabalho.

Constitui-se basicamente de um cilindro (coletor) feito a partir de um fio de tungstênio de diâmetro 0,8 mm, e de um tubo de aço inoxidável (blindagem) com diâmetros externo (ϕ_{ex}) de 3,1 mm e interno (ϕ_{in}) de 2,4 mm; entre os dois eletrodos tem-se um tubo de alumina ($\phi_{ex} = 2,3$ mm, $\phi_{in} = 1,0$ mm) que isola o coletor da blindagem. Finalmente, completando a parte da sonda que é inserida no plasma, tem-se um tubo de quartzo ($\phi_{ex} = 4,9$ mm, $\phi_{in} = 3,2$ mm) que envolve externamente a blindagem. O tubo de quartzo está retraído em relação à borda da blindagem de 0,8 mm, deixando uma pequena parte da blindagem diretamente exposta ao plasma, permitindo desta forma a utilização da sonda para a determinação da temperatura de elétrons. Os dois eletrodos estão mecanicamente (mas não eletricamente) conectados a dois tubos cilíndricos concêntricos de aço inoxidável, o que permite o movimento relativo dos dois eletrodos. No tubo externo foram feitos dois grandes furos para ligações elétricas e para que sejam evitados vazamentos virtuais.

Na fig. 5.5 tem-se a estrutura mecânica para sustentação e movimentação da sonda que permite o movimento radial da sonda, bem como o deslocamento do coletor em relação à blindagem. As flanges 1, 2 e 3 formam um sistema rígido que é fixo a uma das janelas do TBR-1. O tubo externo, no qual é fixo a blindagem, desliza pelo anel guia (1) e é fixo ao anel (2). O fole flexível (1) permite o movimento radial da sonda, o que é feito através de um mecanismo (colocado entre as flanges 2 e 3) composto por um parafuso com rosca sem fim, uma roda dentada e um motor. O tubo central da sonda — mecanicamente fixo ao coletor — está preso à flange 7, que por sua vez está afixada na flange 6. O ajuste da distância h entre coletor e borda da blindagem é feito por meio de uma escala fixa a um parafuso com rosca sem fim, situado entre as flanges 4 e 8; o fole flexível (2) permite esse ajuste. O sistema permite uma excursão radial total de 8 cm, e uma excursão do coletor em relação à blindagem de 1,5 cm. A vedação é feita através de três anéis de Viton situados respectivamente entre a flange 1 e a janela da máquina, entre as flanges 4 e 5 e finalmente entre as flanges 6 e 7.

Todo o sistema foi testado num detector de fuga e verificou-se a inexistência de vazamentos. A pressão base do vaso quando a sonda é acoplada é de $1-2 \times 10^{-6}$ mbar, não sendo detectados vazamentos virtuais.

Na fig. 5.6 tem-se uma foto da sonda, onde são vistas suas principais partes.

Fig. 5.5 — Estrutura mecânica da sonda de íons.

Fig. 5.6 — Fotografias mostrando um detalhe e o conjunto completo da sonda de íons.

5.3. ARRANJO EXPERIMENTAL

As medidas com a sonda sensível a íons foram realizadas com a sonda situada na parte superior da máquina e a 45° do limitador. Dois arranjos foram usados: um deles utilizando uma fonte de tensão constante e outro, bem mais complexo, utilizando um gerador de varredura.

O primeiro arranjo é mostrado na fig. 5.7; a sonda é polarizada por meio de uma fonte de tensão contínua ajustável, entre $+60\text{ V}$ e -60 V ; uma bateria de $1,5\text{ V}$ polariza o coletor negativamente em relação à blindagem; as correntes dos dois eletrodos podem ser medidas através da queda de tensão em dois resistores, $1\text{ K}\Omega$ (coletor) e $100\ \Omega$ (blindagem), escolhidos por meio de uma chave. A queda de tensão no resistor escolhido foi medida por meio de um amplificador diferencial acoplado a um osciloscópio de armazenamento. A tensão é aplicada entre a sonda e o vaso.

Nessa montagem a curva característica é obtida por pontos e cada ponto da curva foi obtido pela média dos resultados de cinco disparos. Para cada disparo, com uma dada tensão da sonda, obteve-se um perfil temporal da corrente do coletor. Isto é repetido para um número de pontos suficiente para a definição de uma curva característica. Na fig. 5.8 mostra-se um perfil temporal típico da corrente do coletor e da corrente de plasma; as medidas foram feitas 1 ms após o pico da corrente de plasma.

Este circuito apresenta a vantagem da simplicidade, mas, para a obtenção de uma curva característica, são necessários muitos disparos da máquina, e, além de mais trabalho, necessita-se de boa reprodutibilidade nos pulsos.

Um segundo tipo de circuito, mais elaborado, foi desenvolvido e utilizado em conjunto com a sonda de íons; o sistema permite a obtenção simultânea de perfis temporais das temperaturas locais de íons e elétrons.

O circuito consta de um gerador de tensão triangular, seguido de um amplificador, e possui as seguintes características: tempo de varredura ($50\ \mu\text{s}$ a 50 ms) ajustável continuamente em quatro faixas; amplitude ($0-200\text{ V}$) com ajuste contínuo; nível inicial também com ajuste contínuo (-100 a $+100\text{ V}$); o circuito fornece corrente máxima de 250 mA e é totalmente protegido contra curto-circuitos. A medida da corrente é feita através de um transformador de corrente associado a um circuito que permite a escolha de nove

Fig. 5.7 – Circuito associado à sonda de íons onde se utiliza uma fonte de tensão constante.

Fig. 5.8 – Perfil temporal da corrente de coletor da sonda de íons obtida com o circuito mostrado na Fig. 5.7.

escadas de 10 mA/V a 5 A/V. Neste trabalho o circuito foi diretamente acoplado a um digitalizador Le Croy modelo 2264, o que permite uma resolução de $20 \mu\text{A}$ na escala de 10 mA/V; o circuito permite aplicar uma tensão triangular aos dois eletrodos: coletor e blindagem; a corrente do coletor é medida através de um transformador de corrente e a corrente total (coletor mais blindagem) é medida pela queda de tensão num resistor. Estes dois sinais juntamente com a tensão permitem a determinação de perfis temporais das temperaturas de íons e elétrons, e da densidade de plasma. Um diagrama de todo o sistema é apresentado na fig. 5.9. Uma bateria é colocada entre o coletor e a blindagem e, como foi mostrado no Capítulo anterior, a neutralização da capacitância do cabo é feita colocando-se a blindagem do cabo à mesma tensão da saída do gerador.

5.4. CIRCUITO ELETRÔNICO ASSOCIADO À Sonda

Neste item serão discutidos detalhes do circuito associado à sonda eletrostática.

a) Gerador de onda triangular

Na fig. 5.10 são mostrados os circuitos do gerador de onda triangular, do amplificador e das fontes de alimentação. O gerador de onda triangular [To-71] é constituído por 3 amplificadores operacionais: IC1, IC2 e IC3. IC1 funciona como integrador com constante de tempo determinada por R_1 e C_1 . A chave CH1 permite a escolha de quatro faixas de tempos de varredura através da escolha de C_1 : 50 μs a 500 μs ; 500 μs a 5 ms; 5 ms a 50 ms; 1 s a 10 s. A última escala é utilizada em experiências onde se usam registradores mecânicos. Os amplificadores escolhidos (LM318: "slew-rate" = 50 V/ μs ; $f_c = 15 \text{ MHz}$) permitem varreduras rápidas. IC2 e IC3 funcionam como comparadores, e na saída de IC3 tem-se uma onda quadrada, sendo que a simetria e valor máximo desta onda podem ser ajustados pelos resistores TP1 e TP2. Os sinais de saída de IC1 (rampa) e IC3 (nível constante) são aplicados à entrada de IC2 através de R_2 e R_3 . Essa realimentação faz com que o sinal na saída de IC3 alterne entre valores constantes negativos e positivos, e a saída de IC1 seja um sinal triangular. Externamente, o tempo de varredura ajustado continuamente por P1 (em 4 faixas escolhidas por CH1). IC4 funciona como somador onde o sinal triangular somado a um nível constante através dos potenciômetros P_2 (ajuste de amplitude) e P_3

Fig. 5.9 — Diagrama do circuito utilizado para obtenção simultânea das temperaturas locais de íons e elétrons no TBR-1.

(ajuste de nível DC); o sinal de saída de IC4 é aplicado ao amplificador de tensão.

b) Amplificador

As características principais desse amplificador são: alta excursão de saída (± 100 V), alta corrente (280 mA) e proteção contra curto-circuitos. O ganho do circuito é determinado por R_4 e R_5 e dado por $G = (R_4 + R_5)/R_4 = 11$. O primeiro estágio do circuito é um amplificador diferencial composto pelos transistores Q_1 e Q_2 ; o transistor Q_3 e componentes a ele associados formam um gerador de corrente de cerca de 2 mA que são divididos entre Q_1 e Q_2 . O estágio seguinte é formado por Q_4 , Q_5 e Q_6 ; o sinal do primeiro estágio (coletor de Q_1) é aplicado à base de Q_4 . Q_5 funciona como fonte de corrente (~ 5 mA), e Q_6 e seus resistores de base formam uma fonte de tensão (ajustada através de TP3), cuja função é polarizar os transistores de saída e reduzir distorções.

O estágio de saída é formado por 6 transistores ($Q_7 - Q_{12}$) mostrados em dois grupos de três. Este estágio deve ser cuidadosamente projetado principalmente no que diz respeito à região de operação dos transistores Q_{11} e Q_{12} . Neste estágio utilizou-se transistores tipo TIP-57, e na fig. 5.11 é mostrada a região de operação segura (ROS) para esse transistor [Te-83]. A tensão coletor-emissor (V_{CE}) e a corrente de coletor (I_C) devem estar sempre abaixo dos limites estipulados por esta curva.

Na fig. 5.12 é mostrado um circuito que mantém os transistores de saída dentro da ROS; o circuito consta de um transistor Q_a e três resistores: R_a , R_b e R_c . Q_s representa o transistor de saída e I_c a corrente desse transistor. A tensão entre base e emissor de Q_a depende da corrente e da tensão coletor-emissor de Q_s , valores que são amostrados respectivamente pelos resistores R_c e R_a . O circuito obriga o transistor a ficar abaixo da reta determinada pelas relações:

$$I_{CM} = 0,6(R_b + R_c)/R_b \cdot R_e, \quad (5.12)$$

e

$$V_{CM} = 0,6(R_b + R_c)/R_b \cdot R_c. \quad (5.13)$$

Na fig. (5.13) são mostradas a curva que determina a ROS em escala linear, bem como a reta determinada pelo circuito de proteção. Para este circuito $I_{CM} \approx 280$ mA e $V_{CM} \approx 300$ V. Se as condições de carga exigirem que Q_s funcione acima da reta, o transistor

Fig. 5.11 – Região de operação segura para o transistor TIP-57.

Fig. 5.12 – Circuito para proteção dos transistores de saída.

Fig. 5.13 – Gráfico em escala linear mostrando a curva que delimita a região de operação segura para o transistor TIP-57 e a curva do circuito de proteção da Fig. 5.12.

Q_9 é levado à condução e a corrente de base de Q_5 é parcialmente drenada, obrigando esse transistor permanecer na região segura. No circuito da fig. 5.10 a proteção dos transistores de saída é feita através dos transistores Q_{13} e Q_{14} e resistência associadas.

Além da ROS, deve-se observar limitações térmicas dos transistores de saída e os radiadores devem ser cuidadosamente calculados [Na-75] tendo em vista as piores condições de dissipação nos transistores.

O circuito possui três fontes de alimentação: uma de alta tensão (± 120 V) para alimentar o amplificador de saída; uma para alimentar o gerador de varredura (± 15 V) e finalmente outra (± 15 V) para alimentar os circuitos diretamente ligados ao terra principal. Um ponto importante é o transformador, que foi construído com três blindagens [Mo-67], para redução do acoplamento capacitivo entre os enrolamentos. Utilizou-se também na entrada da alimentação um filtro de rede destinado a reduzir ruídos de RF existentes na linha.

c) Medida de corrente e tensão na sonda

Na maioria dos trabalhos com sondas de Langmuir a medida de corrente é feita a partir da queda de tensão numa resistência conforme mostra a fig. 5.14. Pode-se usar uma resistência entre o gerador e o vaso (A), que é um procedimento simples e indicado quando as correntes medidas são altas; a desvantagem é que são detectadas correntes espúrias resultantes de capacitâncias, algumas das quais estão assinaladas na figura. Pode-se evitar esse problema colocando a resistência junto à sonda (no ponto B). Esse procedimento que exige, entretanto, amplificadores de alta rejeição de modo comum e alta impedância de entrada, uma vez que o sinal aplicado à sonda tem amplitude de várias dezenas de volts e frequência de vários milhares de Hz.

Neste trabalho, a corrente do coletor foi detectada por meio de um transformador de corrente, conforme é mostrado na fig. 5.15a. O fio por onde passa a corrente a ser detectada é envolvido por uma bobina (normalmente toroidal) sendo que em seus terminais é colocado um resistor. Na fig. 5.15b tem-se o circuito equivalente do transformador; o gerador equivalente fornece a tensão V_G ($V_G \propto di/dt$) induzida na bobina. L_B é a indutância da bobina e R_C a resistência colocada nos terminais do toroide. A tensão no resistor R é dada por:

$$V_s = \frac{R}{2\pi f L_B + R} V_G, \quad (5.15)$$

e para $f \gg R/2\pi L_B$ o circuito funciona como integrador e a tensão de saída é proporcional à corrente a ser medida.

Na fig. 5.16 apresenta-se um diagrama simplificado do circuito utilizado; tem-se o transformador de corrente seguido de um amplificador operacional que funciona como integrador para baixas frequências e como amplificador para altas, com transição em $f = (2\pi R_3 C)^{-1}$. Se os componentes são escolhidos de forma a que a condição $RR_3C = L_B$ seja satisfeita então o sistema composto do transformador mais amplificador/integrador faz com que a região de medida de corrente seja estendida para baixas frequências. A seguir tem-se um amplificador com ganho ajustável que permite que se tenha várias escalas de medida, seguido de um "buffer" que permite adaptar o circuito às características de entrada do digitalizador.

A tensão induzida no transformador de corrente é dada por $V_G = K_B di/dt$, e para o transformador construído $K_B = 2,3 \times 10^{-4} (Vs/A)$. O ganho total do circuito é dado por:

$$G_T = \frac{V_s}{I} = \frac{K_B R_1}{L_B} G_I G_A N, \quad (5.16)$$

onde G_I é o ganho do integrador; G_A o ganho do amplificador; N o número de espiras do primário.

Na fig. 5.17 tem-se o circuito completo para medida de corrente. Para o transformador de corrente tem-se: $L_B \approx 56 \times 10^{-3} H$ e $R_1 = 47\Omega$, o que implica que $f_c = R_1/2\pi L_B \approx 133 \text{ Hz}$. Tomando-se a condição de compensação $R_1 R_3 C_1 = L_B$ e $C_1 = 100 \times 10^{-9} F$ tem-se $R_3 \approx 12 K$; no circuito R_3 pode ser ajustado para se obter um ponto de compensação ótima. O ganho do primeiro amplificador é dado por $G_I = R_3/R_2 \approx 0,8$.

O ganho total do circuito é escolhido pelas chaves CH1 (que seleciona o número de enrolamentos do primário (1 ou 10) e CH2 com 6 posições; tem-se um total de 9 valores de ganho: de 10 mA/V até 5 A/V.

Fig. 5.14 – Circuito para sonda eletrostática mostrando as capacitâncias espúrias.

Fig. 5.15 – a) Transformador de corrente. b) Circuito equivalente de um transformador de corrente.

Fig. 5.16 – Diagrama do circuito associado ao transformador de corrente.

Fig. 5.17 — Circuito completo para medida da corrente do coletor.

Na fig. 5.18 tem-se a estrutura do transformador de corrente, que deve ser cuidadosamente construído. O núcleo utilizado é um toroide de ferrite de seção retangular com raio externo de 11,6 mm, interno de 7 mm e altura de 8,4 mm. O enrolamento primário foi construído diretamente sobre o núcleo com fio de cobre esmaltado fino. Entre o secundário e o primário tem-se duas blindagens [Mo-67]; a primeira delas (junto ao secundário) é aterrada e destina-se a desacoplar eletricamente o primário do secundário; a segunda destina-se a neutralizar a capacitância entre o primário e a primeira blindagem, e está ligada diretamente na saída do amplificador; é aconselhável também o uso de uma terceira blindagem envolvendo o enrolamento primário e também ligada à saída do amplificador. As blindagens devem ser construídas de forma a se reduzirem correntes induzidas [Mo-67].

Na fig. 5.19a tem-se um amplificador diferencial destinado à medida da tensão na sonda, e os terminais desse circuito devem ser ligados entre o vaso e a saída do amplificador de potência, de forma que a corrente drenada pelo circuito não seja detectada pelo transformador de corrente.

Na fig. 5.19b tem-se o amplificador diferencial destinado a medida da corrente total da sonda através da queda de tensão num resistor. Tem-se um total de 10 valores de resistência, de 0 a 10 K Ω , escolhidos por meio de uma chave.

A fig. 5.20 mostra o painel frontal do sistema eletrônico com seus controles, entradas e saídas.

O desempenho do circuito pode ser visto a partir das figs. 5.21 e 5.22. Na fig. 5.21 pode-se ver o efeito da neutralização da capacitância do cabo; nesta figura são mostrados os perfis temporais da tensão (amplitude ~ 200 V, período ~ 150 μ s), e corrente detectada no transformador de corrente, com a blindagem do cabo aterrada ou colocada na mesma tensão de saída. A tensão foi aplicada à sonda através de 10 metros de cabo coaxial RG58/U (50 Ω , 100 pF/m) e durante os testes não havia plasma. Para a tensão aplicada, a corrente através do cabo seria de $i = \frac{\Delta V}{\Delta t} C \sim 1,3$ mA, valor que coincide com o detectado. Na figura é também mostrado o efeito da neutralização da capacitância do cabo, quando a corrente é sensivelmente reduzida.

Na fig. 5.22 tem-se o sinal de tensão e corrente aplicado à sonda através de um cabo de 10 m, onde foi utilizada a neutralização da capacitância do cabo; para simular a existência do plasma utilizou-se um resistor de 10 K Ω .

Fig. 5.18 – Estrutura do transformador de corrente utilizado.

Fig. 5.19 – a) Circuito para medida da tensão da sonda. b) Circuito para medida da corrente da blindagem.

Fig. 5.20 – PAINEL FRONTAL DA ELETRÔNICA ASSOCIADA À Sonda ELETRÓSTÁTICA. SÃO OS SEGUINTE OS CONTROLES, ENTRADAS E SAÍDAS EXISTENTES NO PAINEL FRONTAL: 1 - CHAVE LIGA/DESLIGA; 2 - LÂMPADA NEON; 3 - LARGURA DA VARREDURA (CONTÍNUO); 4 - LARGURA DA VARREDURA (MULTIPLICADOR); 5 - AMPLITUDE DA VARREDURA; 6 - NÍVEL INICIAL DA VARREDURA; 7 - MEDIDA DE CORRENTE [GANHO DO CIRCUITO DO TRANSFORMADOR DE CORRENTE (TC)]; 8 - MULTIPLICADOR DO GANHO DO TC; 9 - RESISTÊNCIA PARA MEDIDA DE CORRENTE; 10 - BLINDAGEM ATERRADA OU NA TENSÃO DA Sonda; 11 - EN-TRADA (+) DA Sonda; 12 - ENTRADA (-) DA Sonda; 13 - SAÍDA DA TEN-SÃO; 14 - SAÍDA DA CORRENTE PELO RESISTOR; 15 - SAÍDA DO TRANSFOR-MADOR DE CORRENTE.

Os testes realizados com o circuito mostram que este apresentou bom desempenho podendo ser utilizado com a sonda de íons para registro da tensão, corrente de coletor e corrente de blindagem.

Fig. 5.21 – Efeito da neutralização da capacitância do cabo.

Fig. 5.22 – Tensão e corrente na sonda. O sinal de tensão foi aplicado à sonda através de um cabo de 10 m. Utilizou-se entre a ponta da sonda e o terra um resistor de 10K Ω .

6. INTERFEROMETRIA DE MICROONDAS

Em trabalhos com máquinas tokamak, a densidade de elétrons na região central da coluna de plasma é um parâmetro de conhecimento obrigatório, sendo portanto importante sua determinação experimental. Nessas máquinas a densidade está na faixa de 10^{11} a 10^{15} cm^{-3} e o método de medida que se revelou mais eficiente é o da interferometria por microondas [He-65]. Neste método um feixe de ondas eletromagnéticas é dividido em dois, sendo que um deles passa pelo plasma e outro é utilizado como referência. O sinal resultante da interferência dos dois feixes é utilizado na determinação da mudança de fase gerada pelo plasma, a qual está diretamente ligada com a densidade ao longo do percurso do feixe no plasma. Para que haja propagação no plasma, uma onda deve ter frequência superior à frequência natural dos elétrons, que em tokamaks (na região central) está entre 3 e 300 GHz. Os comprimentos de onda do feixe utilizado vão desde alguns centímetros até a região submilimétrica.

Neste capítulo descreve-se um interferômetro, operando em 65 GHz, implantado no TBR-1 [Si-88a, Si-88b]. Inicialmente, discute-se a teoria subjacente a este tipo de diagnóstico e como foram determinadas as características do interferômetro a partir dos parâmetros do plasma a ser diagnosticado e a seguir descreve-se o interferômetro.

6.1. MODELO TEÓRICO

A teoria empregada na determinação da densidade por interferometria de microondas é a da propagação de ondas em plasma frio. Esta teoria é empregada quando a velocidade térmica dos elétrons é muito menor que a velocidade de fase da onda [Kr-73], ou seja, $(K_B T_e / m_e)^{1/2} \ll \omega / K$ onde T_e e m_e são respectivamente, a temperatura e massa dos elétrons e, ω e K , a frequência e o número de onda da onda eletromagnética. Nestas condições, a função distribuição se reduz a uma função de Dirac e pode-se utilizar a teoria de fluidos. No modelo aqui empregado será admitido um plasma homogêneo, infinito e imerso em um campo magnetostático B_0 .

Em interferometria utiliza-se normalmente frequências bem mais altas que a

frequência natural dos íons (ω_{pi}), podendo-se pois desprezar o movimento dos íons (Plasma de Lorentz). As ondas são consideradas de baixa amplitude (de forma a se poder linearizar as equações) e têm a forma:

$$\vec{x}(\vec{r}, t) = \vec{x}_0 e^{i[\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega t]},$$

onde $\vec{K}$ é o vetor de onda e ω a frequência da onda.

No modelo a seguir apresentado [Bi-86] são utilizadas as equações de Maxwell e a equação de movimento, a partir das quais será obtida a relação de dispersão $\omega = f(K)$.

Serão empregadas as seguintes equações:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad [\text{Lei de Faraday}] ; \quad (6.1)$$

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \left[\vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right] \quad [\text{Lei de Ampère}] ; \quad (6.2)$$

$$\vec{J} = -en\vec{v} \quad [\text{Densidade de Corrente Elétrica}] ; \quad (6.3)$$

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - m_e \nu \vec{v} \quad [\text{Equação de Langevin}] , \quad (6.4)$$

onde o campo elétrico ($\vec{E}$), o campo magnético ($\vec{B}$), a densidade da corrente ($\vec{J}$), a velocidade dos elétrons ($\vec{v}$) e a densidade (n) são funções da posição ($\vec{r}$) e do tempo (t). μ_0 e ϵ_0 são, respectivamente, a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica no vácuo, e é a carga do elétron e ν é a frequência de colisões.

Para o campo magnético e para a densidade serão admitidas perturbações na forma:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1 \quad (6.5)$$

e

$$n = n_0 + n_1 . \quad (6.6)$$

onde o índice 0 denota o valor médio e o índice 1 a perturbação. No caso de perturbações harmônicas os operadores rot e $\frac{\partial}{\partial t}$ podem ser substituídos, respectivamente, por $i\vec{K}$ e $-i\omega$. Assim, as relações (6.1), (6.2) e (6.4) ficam:

$$\vec{K} \times \vec{E} = \omega \vec{B}_1 ; \quad (6.7)$$

$$i\vec{K} \times \vec{B} = \mu_0(-en_0\vec{v} - i\omega\epsilon_0\vec{E}) ; \quad (6.8)$$

$$-i\omega m_e \vec{v} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}_0) - m_e \gamma \vec{v} , \quad (6.9)$$

onde os termos de ordem igual ou superior a 2 foram desprezados.

Multiplicando-se vetorialmente (6.7) por $\vec{K}$ e substituindo-se em (6.8), tem-se

$$\vec{K} \times (\vec{K} \times \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} = \frac{i\omega en_0}{c^2 \epsilon_0} \vec{v} , \quad (6.10)$$

onde $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$ é a velocidade da luz no vácuo.

Rearranjando-se a relação (6.9), tem-se

$$\left[1 + \frac{i\gamma}{\omega}\right] \vec{v} + \frac{ie}{\omega m_e} (\vec{v} \times \vec{B}_0) = -\frac{ie}{\omega m_e} \vec{E} . \quad (6.11)$$

Vamos supor que a propagação se efetue com um ângulo θ em relação ao campo magnético $\vec{B}_0$. Tomemos, também, um sistema cartesiano (x, y, z) de forma que z tenha a mesma direção e sentido que $\vec{B}_0$ e que o eixo x esteja no plano determinado por $\vec{B}_0$ e $\vec{K}$, como mostra a fig. 6.1. $\vec{i}$, $\vec{j}$ e $\vec{k}$ são versores nas direções x , y e z .

Tem-se, portanto:

$$\vec{B}_0 = B_0 \vec{k} ,$$

$$\vec{K} = K \sin \theta \vec{i} + K \cos \theta \vec{k}$$

e

$$\vec{E} = E_x \vec{i} + E_y \vec{j} + E_z \vec{k} .$$

Com estas expressões, a relação (6.10) pode ser escrita na forma matricial:

$$\begin{bmatrix} 1 - \frac{K^2 c^2}{\omega^2} \cos^2 \theta & 0 & \frac{K^2 c^2}{\omega^2} \sin \theta \cos \theta \\ 0 & 1 - \frac{K^2 c^2}{\omega^2} & 0 \\ \frac{K^2 c^2}{\omega^2} \sin \theta \cos \theta & 0 & 1 - \frac{K^2 c^2}{\omega^2} \sin^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \frac{i e n_0}{\omega \epsilon_0} \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} . \quad (6.12)$$

O mesmo procedimento é agora aplicado à equação (6.9). Definindo-se as quantidades: $U = 1 + i\nu/\omega$; $Y = \omega_{ce}/\omega$ e $X = \omega_{pe}^2/\omega^2$, onde $\omega_{ce} = eB_0/m_e$ e $\omega_{pe} = (n_0 e^2/m_e \epsilon_0)^{1/2}$ são, respectivamente, a frequência ciclotrônica e natural dos elétrons, temos:

$$\begin{bmatrix} U & iY & 0 \\ -iY & U & 0 \\ 0 & 0 & U \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} = -\frac{i e}{m \omega} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} . \quad (6.13)$$

Substituindo (6.13) em (6.12) e definindo as grandezas:

$$S = 1 - \frac{XU}{U^2 - Y^2} , \quad D = \frac{XY}{U^2 - Y^2} \quad \text{e} \quad P = 1 - \frac{X}{U} , \quad (6.14)$$

temos que:

$$\begin{bmatrix} S - m^2 \cos^2 \theta & -iD & m^2 \sin \theta \cos \theta \\ iD & (S - m^2) & 0 \\ m^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & P - m^2 \sin^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 , \quad (6.15)$$

onde $m = Kc/\omega$ é o índice de refração do plasma.

A relação (6.15) é uma relação matricial do tipo:

$$M \vec{E} = 0 , \quad (6.16)$$

e para se ter uma solução não trivial, ou seja, para que $E \neq 0$, o determinante da matriz M deve ser nulo. A relação de dispersão é então, dada por

$$\det M = 0 \quad . \quad (6.17)$$

A solução dessa equação nos dá os possíveis modos de propagação do plasma.

Para interferometria de microondas nos interessa um modo especial de propagação (modo ordinário), onde a onda é injetada perpendicularmente no campo magnético, e o campo elétrico é paralelo ao campo magnético (fig. 6.2).

Nestas condições: $\theta = 90^\circ$, $E_x = E_y = 0$, e a relação (6.15) fica:

$$\begin{bmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & (S-m^2) & 0 \\ 0 & 0 & P-m^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad . \quad (6.18)$$

Para que o componente z do campo elétrico não se anule temos que ter:

$$P - m^2 = 0 \quad .$$

Usando as definições (6.14) temos a relação de dispersão para o modo ordinário:

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left[1 - \frac{i\nu}{\omega} \right]^{-1} - \left[\frac{Kc}{\omega} \right]^2 = 0 \quad . \quad (6.19)$$

Nas condições das máquinas tokamak e em particular do TBR-1 [Si-88b] tem-se $\nu (\sim 5 \times 10^5 \text{ s}^{-1}) \ll \omega (\sim 4 \times 10^{11} \text{ s}^{-1})$. A relação (6.19) pode então ser escrita:

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{K^2 c^2}{\omega^2} = 0 \quad . \quad (6.20)$$

Uma característica importante dessa relação de dispersão é que as propriedades de propagação nesse modo dependem somente da densidade (n_0) e independem do campo

Fig. 6.1 — Sistema de coordenadas cartesiano. O eixo z é paralelo ao campo magnético $\vec{B}_0$ e o plano xy contém o vetor $\vec{K}$.

Fig. 6.2 — Injeção de um feixe de microondas no plasma. O vetor $\vec{K}$ é perpendicular a $\vec{B}_0$ e o campo elétrico $\vec{E}$ é paralelo a $\vec{B}_0$.

magnético, o que não ocorreria se o campo elétrico tivesse uma componente perpendicular a B .

O efeito das colisões pode ser verificado retomando-se a relação (6.19):

$$(m_r - im_i)^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2/\omega^2}{1 + \nu^2/\omega^2} \left[1 + i \frac{\nu}{\omega} \right],$$

onde o índice de refração é $m = m_r - im_i$. Assumindo [He-65] $\omega \gg \omega_{pe}$, $\nu^2 \ll \omega^2 - \omega_{pe}^2$ e $\nu^2 \ll \omega^2(\omega^2 - \omega_{pe}^2)/\omega_{pe}^4$ temos:

$$m_r = \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right]^{1/2}$$

e

$$m_i = \frac{\nu \omega_{pe}^2}{2\omega^3} \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right]^{-1/2}.$$

Como

$$m = \frac{ck}{\omega} = \frac{c}{\omega} (\beta - i\alpha),$$

tem-se:

$$\beta = \frac{\omega}{c} m_r = \frac{\omega}{c} \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right]^{1/2} \quad (6.21)$$

e

$$\alpha = \frac{\omega}{c} m_i = \frac{\nu \omega_{pe}^2}{2c\omega^2} \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right]^{-1/2}, \quad (6.22)$$

onde β é o coeficiente de fase e α o índice de atenuação do número de onda no plasma. A amplitude da onda pode, então, ser colocada na forma:

$$E(x) = E_0 e^{-i\beta x - \alpha x}.$$

A passagem da onda por uma lâmina de plasma de espessura ℓ provoca uma defasagem dada por:

$$\Delta\phi_p = \int_0^{\ell} (\beta_0 - \beta) dx, \quad (6.23)$$

onde $\beta_0 = 2\pi/\lambda_0$ e β é dado pela relação (6.21).

A potência transportada pela onda é proporcional ao quadrado da amplitude do campo:

$$P(x) \propto (E_0 e^{-\alpha x})^2.$$

A atenuação é dada por:

$$T(\ell) = \frac{P(\ell)}{P(0)} = e^{-2\alpha\ell},$$

e se $2\alpha\ell \ll 1$ temos:

$$T = 1 - 2\alpha\ell.$$

Para se calcular $\Delta\phi_p$ introduzimos (6.21) em (6.23)

$$\Delta\phi_p = \frac{\omega}{c} \int_0^{\ell} \left[1 - \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right]^{1/2} \right] dx, \quad (6.25)$$

e definindo a densidade crítica para uma frequência como:

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2}, \quad (6.26)$$

tem-se que $\Delta\phi_p$ pode ser escrito como:

$$\Delta\phi_p = \frac{\omega}{c} \int_0^{\ell} \left[1 - \left[1 - \frac{n_0}{n_c} \right]^{1/2} \right] dx, \quad (6.27)$$

e na situação em que $n_0 \ll n_c$ podemos fazer a aproximação:

$$\left[1 - \frac{n_0}{n_c}\right]^{1/2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{n_0}{n_c},$$

e a relação (6.27) toma a seguinte forma:

$$\Delta\phi_p = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\bar{n}_e}{n_c} \ell, \quad (6.28)$$

onde $\bar{n}_e$ é a densidade média de elétrons ao longo da corda ℓ . A relação (6.28) é aceitável para $n \lesssim 0,3 n_c$ [Lu-77], e permite o cálculo da densidade média $\bar{n}_e$ do plasma ao longo de uma corda de comprimento ℓ a partir da determinação de $\Delta\phi_p$. A fig. 6.3 mostra um corte de uma coluna de plasma de raio a . Tem-se antenas transmissora e receptora e o feixe atravessa uma corda a uma distância y do centro.

A seguir, define-se duas quantidades que são úteis à caracterização da medida da defasagem e em particular de um interferômetro:

a) Número de franjas é o valor de defasagem total devido ao plasma dividido por 2π ,

$$N = \frac{\Delta\phi_p}{2\pi} = \frac{\bar{n}_e}{2\lambda n_c} \ell \quad e \quad (6.29)$$

b) Densidade média por franja é o valor da densidade correspondente a uma defasagem de 2π . Este valor normalmente é especificado para um diâmetro

$$n_f = \lambda n_c / a. \quad (6.30)$$

A densidade média por franja está ligada a sensibilidade do interferômetro. A substituição de (6.26) em (6.30) e dos valores numéricos das constantes leva à expressão:

$$n_f = 1,12 \times 10^{13} [\lambda(\text{cm}) \cdot a(\text{cm})]^{-1}. \quad (6.31)$$

A densidade mínima que pode ser medida depende de muitos fatores, entretanto, é possível pelo menos medir densidades da ordem de $n_f/10$.

A medida da densidade média ao longo de um diâmetro da coluna de plasma não

determina a densidade no centro. Esse problema pode ser contornado admitindo-se um perfil de densidade. É usual a utilização de um perfil parabólico do tipo

$$n(r) = n_{eo} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] , \quad (6.32)$$

onde a é o raio do plasma e n_{eo} a densidade no centro. Nestas condições n_{eo} e $\bar{n}_e$ estão relacionados por $\bar{n}_e = 2n_{eo}/3$.

Em geral em máquinas tokamak é possível admitir um perfil para a densidade; entretanto, há situações em que o perfil pode ser irregular. Neste caso, $\Delta\phi_p$ é dado por (fig. 6.3)

$$\Delta\phi_p(y) = \frac{2\pi}{\lambda n_c} \int_0^{\sqrt{a^2-y^2}} n(r) dx = \frac{2\pi}{\lambda n_c} \int_y^a \frac{n(r)r dr}{\sqrt{r^2-y^2}} .$$

Deslocando-se as antenas na direção y tem-se valores $\Delta\phi_p(y)$, e o perfil da densidade $n(r)$ é obtido a partir da transformada inversa de Abel [Co-80, Ku-81]

$$n(r) = \frac{\lambda n_c}{\pi^2} \int_r^a \frac{\Delta\phi_p'(y)}{\sqrt{y^2-r^2}} dy .$$

Os erros envolvidos neste cálculo estão diretamente ligados à determinação da derivada de $\Delta\phi_p$ em relação a y , o que implica na determinação de $\Delta\phi_p$ em várias cordas. Entretanto, o aumento do número de cordas não acarreta necessariamente uma redução do erro na densidade, pois este também depende do erro na determinação de $\Delta\phi_p$ (usualmente maior que 5%). Em geral a determinação da defasagem para 8 ou 10 cordas é suficiente [Hu-87a].

A seguir, vamos discutir o princípio de funcionamento do interferômetro e da metodologia envolvida na determinação da defasagem. Na fig. 6.4 tem-se um diagrama simplificado de um interferômetro. Um feixe de microondas é dividido em duas partes: uma delas atravessa o plasma e outra é utilizada como referência. As partes são, a seguir, misturadas num anel híbrido e o resultado é aplicado a um detetor, cujo sinal de saída (tensão)

é proporcional a potência média de entrada.

O anel híbrido é um dispositivo de microondas [Co-66] com 4 entradas, cuja estrutura é mostrada n fig. 6.5; a distância entre duas entradas é sempre múltiplo inteiro de $\lambda_g/4$, onde λ_g — o comprimento de onda guiada para o modo TE_{10} — é dado por $\lambda_g = \lambda_0(1 - \lambda_0/2a)^{-1/2}$. Uma onda incidente na porta 1 se dividirá em duas partes que chegarão em fase nas portas 4 e 2, e em oposição de fase na porta 3. Logo, a porta 1 está acoplada às portas 4 e 2 e não à 3. Da mesma forma, a entrada 3 estará acoplada às portas 2 e 4 e não à 1. O anel híbrido funciona então como um acoplador direcional de 3db, pois a potência injetada numa dada porta é dividida em partes iguais nas duas portas correspondentes.

Na entrada (1) tem-se o sinal de referência:

$$E_r = E_{r0} \cos \omega t .$$

Na entrada (3) tem-se o sinal que passa pelo plasma:

$$E_p = E_{p0} \cos(\omega t + \phi_e + \Delta\phi_p) ,$$

onde ϕ_e é a defasagem devido a diferença de percurso entre os dois ramos e $\Delta\phi_p$ a defasagem provocada pelo plasma. Nas saídas 2 e 4 do anel híbrido tem-se, respectivamente, os sinais:

$$E_2 = \frac{E_r + E_p}{\sqrt{2}} \quad \text{e} \quad E_4 = \frac{E_r - E_p}{\sqrt{2}} .$$

O detector colocado na saída 2 opera na região quadrática e o sinal de saída é proporcional a potência média, dada por:

$$V(t) \propto \langle E_2^2 \rangle = \left\langle \frac{E_r + E_p}{\sqrt{2}} \right\rangle^2 .$$

Substituindo-se E_r e E_p temos:

Fig. 6.3 – Sistema de coordenadas com origem no centro da coluna de plasma. O feixe de microondas atravessa uma corda de comprimento l .

Fig. 6.4 – Diagrama simplificado de um interferômetro de microondas.

Fig. 6.5 – Anel híbrido.

$$\langle E_2 \rangle^2 = \frac{1}{4} \left[E_{ro}^2 E_{po}^2 \right] + \frac{1}{2} E_{ro} E_{po} \cos(\phi_e + \Delta\phi_p) .$$

Da mesma forma tem-se na saída 4:

$$\langle E_4 \rangle^2 = \frac{1}{4} \left[E_{ro}^2 E_{po}^2 \right] - \frac{1}{2} E_{ro} E_{po} \cos(\phi_e + \Delta\phi_p) .$$

O sinal de saída do detector é, portanto, a soma de um termo constante mais uma parte de interferência proporcional a $\cos(\phi_e + \Delta\phi_p)$. A fase ϕ_e depende do interferômetro e pode ser ajustada por meio de um defasador variável colocado no ramo de referência. Nestas condições, o sinal de saída do detector é dado por:

$$V(t) = V_0 + V_v \cos \Delta\phi_p , \quad (6.33)$$

onde V_0 e V_v são constantes que dependem do sistema.

A expressão (6.33) já indica alguns problemas que podem surgir num interferômetro. O primeiro deles é a variação de $V(t)$ devido a variações de intensidade da fonte de microondas ou oscilações na estrutura mecânica do circuito, problemas estes que podem ser evitados controlando-se a potência emitida e a frequência da fonte de microondas, bem como mantendo-se rígida a estrutura mecânica do interferômetro.

O segundo problema é o da ambigüidade de leitura principalmente nos pontos onde $\Delta\phi_p = 0$. Este problema pode ser visualizado a partir do exemplo dado na fig. 6.6, onde é mostrado, como exemplo, um perfil temporal do sinal de saída do detector que pode corresponder aos perfis de densidade (1) e (2).

Este tipo de ambigüidade pode ser superado utilizando-se métodos mais sofisticados como o "Sistema Zebra" [He-65] ou outros posteriormente desenvolvidos [Li-82, Bo-84]. Entretanto, no caso de máquinas tokamak este problema pode ser contornado pela suposição que a densidade cresce rapidamente no início da descarga e a seguir decresce lentamente (de forma aproximadamente exponencial quando não há injeção adicional de gás) até o final da descarga. Desta forma, tomando-se $\Delta\phi_p(t)$ do início para o fim, e do fim para o início da descarga, pode-se determinar o perfil de densidade, uma vez que o número de franjas correspondente a subida da densidade é o mesmo que corresponde ao decaimento.

6.2. DIMENSIONAMENTO DO INTERFERÔMETRO

O primeiro fator a ser levado em conta no projeto de um interferômetro são as características do plasma a ser diagnosticado. Numa máquina tokamak mesmo não se tendo medidas desses parâmetros pode-se, com algum cuidado e utilizando-se margens de segurança, fazer uso de valores de projeto ou de medidas realizadas em máquinas de dimensões similares. Outros fatores importantes são: a disponibilidade de componentes; o custo do sistema, e a sensibilidade requerida. A seguir, discute-se alguns pontos que são importantes no dimensionamento do interferômetro.

a) Frequência de Corte

A relação de dispersão (6.20) indica que somente há propagação se a frequência ω da onda for maior que ω_{pe} , ou se a densidade crítica correspondente a ω é dada pela relação (6.26) for maior que a densidade do plasma. Em função do comprimento de onda, a densidade crítica é dada por:

$$n_c (\text{cm}^{-3}) = 1,12 \times 10^{13} \lambda^{-2} (\text{cm}) .$$

Para o TBR-1 o valor de projeto da densidade é de $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ o que implica num comprimento de onda para o interferômetro menor que 7,5 mm para que haja propagação. Utilizou-se uma fonte de 65 GHz ($\lambda_0 = 4,6 \text{ mm}$) que é disponível no mercado. A densidade crítica para essa frequência é de $5,3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Veremos que as densidades medidas estão abaixo do valor de projeto, e a relação (6.28) pode ser utilizada para o cálculo de $\Delta\phi_p$.

b) Refração

A relação de dispersão (6.20) indica que o índice de refração é menor que a unidade, ou seja, a coluna do plasma funciona como uma lente divergente. Este efeito foi estudado por Shmoys [Sh-61] para uma coluna cilíndrica com perfil radial parabólico de densidade. Os raios paralelos incidindo no plasma se refratam segundo diferentes ângulos (fig. 6.7).

O ângulo de refração máximo é dado por:

Fig. 6.6. — Problema da ambigüidade em interferometria de microondas. Os perfis de densidade (1) e (2) geram o mesmo sinal no detector.

Fig. 6.7 — Efeito da refração provocada pela coluna de plasma de um Tokamak.

$$\alpha_m = \sin^{-1} \left[\frac{n_{eo}}{n_c} \right] , \quad (6.34)$$

que ocorre para um raio que entra na coluna de plasma a uma distância y_0 , dada pela relação:

$$y_0 = a \left[\left(1 - \frac{n_{eo}}{n_c} \right) / 2 \right]^{1/2} . \quad (6.35)$$

Para o TBR-1, tomando-se a densidade [Si-88a] no centro de $7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, tem-se $\alpha_m = 7,6^\circ$ e $y_0 = 5,3 \text{ cm}$. Verifica-se que um feixe paralelo incidindo na coluna segundo um diâmetro sai do plasma aberto e somente parte dos raios incidentes atingem a antena receptora. Esse efeito produz uma atenuação que pode ser estimada a partir de um modelo proposto por Heald e Wharton [He-65]:

$$T = \frac{a(L+2Z)}{2q Z(L+Z) + a(L+2Z)} , \quad (6.36)$$

onde:

$$q = \left[1 - \frac{n}{n_c} \right]^{-1/2} - 1 .$$

Se $n \ll n_c$ e $Z \gg L$, a relação (6.36) pode ser aproximada por:

$$T = \frac{a}{\frac{n}{n_c} Z + a} ;$$

para o TBR-1: $a = 8 \text{ cm}$; $n_{\max} = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; $Z = 22 \text{ cm}$; $n_c = 5,3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e a atenuação é de $T = 0,5$ ou $T_{\text{db}} = -3 \text{ db}$.

c) Perdas no Plasma

As colisões no plasma têm efeito amortecimento da onda. Esse efeito pode ser calculado por meio da relação (6.24)

$$T = 1 - 2\alpha l ,$$

onde α é dado pela relação (6.22). Temos para o TBR-1 $\nu \approx 5 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$; $\omega_{pe} \approx 150 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$; $\omega \approx 400 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$; $\alpha \approx 2 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$; $\ell = 0,16 \text{ m}$; $T \sim 1$, ou seja, as perdas por colisões podem ser desprezadas.

d) Perdas nos Componentes

Para os componentes tem-se perdas por transmissão ou por reflexão. As perdas por transmissão são caracterizadas por um parâmetro denominado perda por inserção. Nos componentes utilizados no TBR-1 (isolador, defasador, etc.) este tipo de perda é pequena e não ultrapassa 1 db por componente. As perdas por reflexão podem ser estimadas a partir da razão de onda estacionária (VSWR) [Ra-65]. O coeficiente de reflexão pode, então, ser obtido por: $\rho = (S-1)/(S+1)$, e as perdas são dadas por:

$$P(\text{perda por reflexão}) = 1 - \rho^2 .$$

Para os componentes empregados no TBR o valor máximo de S é de 1,5, o que implica que as perdas por reflexão podem ser desprezadas.

Em interferometria em máquinas tokamak emprega-se ondas milimétricas, e, como foi anteriormente discutido, a onda deve ser injetada de tal forma que o campo elétrico seja paralelo ao campo toroidal. Isto é conseguido fazendo-se com que a propagação no guia de onda, pelo menos na saída da antena, ocorra num modo bem determinado, em geral o modo fundamental TE_{10} . O interferômetro do TBR-1 opera na banda V e a transmissão no modo TE_{10} é obtida utilizando-se um guia RG 98/U ($a = 3,76 \text{ mm}$ e $b = 1,88 \text{ mm}$) feito de uma liga de prata (90% prata, 10% cobre). A desvantagem do emprego de guias de pequenas dimensões é a alta atenuação. Para o guia utilizado, a atenuação é de cerca de 3 db/m [He-65]. Como o comprimento do guia é de 6 m tem-se um total de 18 db de atenuação.

Para guiar uma onda por uma distância grande pode-se utilizar guias superdimensionados [Ru-61, Ro-69] que apresentam atenuações muito menores. Os guias superdimensionados podem ser utilizados em trechos retos ou com curvas suaves (raios de curvatura menores que 20λ) sem apresentarem perdas sensíveis por conversão de modo [He-65]. Outro ponto importante relacionado com os guias é a limpeza das paredes internas, que tem uma grande influência na atenuação.

e) Perdas entre as Antenas

A teoria de antenas [Kr-50] indica que para duas antenas alinhadas, de tal forma que tenham máximo acoplamento e estejam a uma distância maior que a distância de campo distante ($R \sim \frac{A^2}{\lambda}$, onde A é a dimensão da antena), a potência transmitida (P_t) e a potência recebida (P_r) estão ligadas pela relação (fórmula de Friis):

$$P_r = \frac{\lambda^2 G_t G_r}{(4\pi)^2 (2Z)^2} P_t ,$$

onde G_t e G_r são respectivamente, os ganhos das antenas transmissora e receptora e $(2Z)$ a distância entre as antenas (ver fig. 6.7). Para o interferômetro do TBR-1: $G_t = G_r = 315$ (25 db); $2Z = 0,44$ m e $\lambda = 4,6 \times 10^{-3}$ m, e a atenuação do sinal será de ~ 12 db.

f) Potência da Fonte de Microondas e Detector

As perdas máximas que um sistema pode suportar dependem da potência da fonte de microondas e da sensibilidade do detector.

O oscilador empregado no TBR-1 é uma Klystron reflex de 1 W de potência máxima, mas é operado a uma potência de 0,5 W ou menor, tendo em vista sua durabilidade e estabilidade. A região de operação dos detectores [Al-87] está entre -10 a -40 dbm, o que corresponde a uma faixa de potência entre 10^{-4} a 10^{-7} W. Estes valores indicam que perdas da ordem de 50 db são aceitáveis. A sensibilidade dos detectores comercialmente disponíveis são da ordem de 300 mW/mV.

6.3. DESCRIÇÃO DO INTERFERÔMETRO IMPLEMENTADO

Na fig. 6.8 tem-se um diagrama mostrando as partes do interferômetro do TBR-1. O gerador é uma Klystron de refletor (ver apêndice A) fabricada pela Varian Associates of Canada, Modelo VRE2101A18 com as seguintes características básicas: f_0 (frequência central) = 65 GHz, λ_0 (comprimento de onda) = 4,6 mm e $P_{\max}$ (potência máxima) = 1 Watt. A frequência da Klystron pode, dentro de uma pequena faixa, ser ajustada

Fig. 6.8 — Diagrama de blocos do interferômetro de microondas do Tokamak TBR-1.

eletronicamente variando—se ligeiramente a tensão do refletor ou mecanicamente por um ajuste nas dimensões da caixa ressonante.

A Klystron é acoplada a um isolador que impede que reflexões, causadas por um possível não casamento de impedâncias, possam danificar a Klystron. A seguir, o feixe é injetado em um acoplador direcional e dividido em dois; um deles, com 10% da potência de entrada, é utilizado como referência, e o outro, com 90% da potência, passa através do plasma. No ramo de referência tem-se um atenuador e um defasador, ambos ajustáveis, e que são utilizados para ajustar a intensidade e fase do sinal na porta do anel híbrido correspondente ao ramo de referência. O feixe é conduzido até a máquina por cerca de 6 metros de guia de onda RG98/U. Parte dos guias curvados foram obtidos a partir de guias de onda retos, curvados com um dobrador construído a partir de um modelo proposto por Heald e Wharton [He-65] e parte foram obtidos por eletroformação [Me-85]. Pelo último método foram feitos vários moldes de curvas em alumínio sobre os quais foi depositado cobre eletroliticamente a partir de uma solução de sulfato de cobre e ácido sulfúrico. A retirada do molde é feita com uma solução concentrada de hidróxido de sódio. Internamente o guia é, a seguir, recoberto por uma fina camada de ouro. A atenuação por inserção para estes componentes foi medida, e os resultados indicaram que os componentes estão dentro dos padrões dos guias RG98/U. A seguir, tem-se os componentes de interferômetro com suas principais características. Esses componentes foram adquiridos da "Alpha Industries, Inc." [Al-87].

a) Isolador (modelo V111): isolação — 18 db (mín); perda por inserção — 0.8 db (máx); potência média — ~ 3 W; potência de pico — 10 kW; banda — 4% .

b) Acoplador direcional (modelo V559): acoplamento — 10 db; diretividade — 40 db; VSWR — 1,1 .

c) Atenuador variável (modelo V520): Atenuação: (0 — 25 db); perda por inserção (em 0 db) — 0,3 db; VSWR — 1,5 .

d) Defasador (modelo V525): defasagem (0 — 180°); perda por inserção — 0,3 db; VSWR — 1,2 .

e) Anel híbrido (modelo V600): isolação — 20 db; perda por inserção — 0,5 db; VSWR — 1,25 .

f) Detector (modelo V970): sintonizável, operando na região quadrática.

g) Antena (modelo V861). É do tipo corneta com: abertura — $a = 40,5 \text{ mm} \times$

$\times b = 33,0 \text{ mm}$; altura $- L = 94,4 \text{ mm}$; ganho $- 25 \text{ dB}_i (315)$; ângulo de abertura de feixe $-$

$$\theta_{3\text{db}} = \left[\frac{3 \times 10^4}{G} \right]^{1/2} \sim 9,7^\circ; \text{ distância de campo distante } - \frac{A^2}{\lambda} \sim 35 \text{ cm.}$$

h) Guia de onda: tipo $- \text{RG } 98/\text{U}$; atenuação $- 3 \text{ dB/m}$; material $- 10\%$ cobre, 90% prata; dimensões $- a = 3,76 \text{ mm}$, $b = 1,88 \text{ mm}$; λ_g (comprimento de onda guiado) $= 5,78 \text{ mm}$.

Na fig. 6.9 tem-se uma foto mostrando os componentes de microondas do interferômetro que também podem ser vistos no diagrama da fig. 6.8. Na fig. 6.10 é visto um detalhe do sistema mostrando a região onde a onda é injetada no vaso, através de uma janela de quartzo, por meio de uma antena tipo corneta.

Um sistema mecânico de sustentação das antenas foi construído de maneira que não houvesse acoplamento mecânico direto entre as antenas e o vaso, evitando assim oscilações na distância entre as antenas. A estrutura mecânica permite a movimentação radial das antenas, podendo-se, assim realizar medidas em diferentes cordas. Esse movimento é limitado pelo tamanho da janela de diagnóstico ($10 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$). A excursão radial máxima permissível é de $5,6 \text{ cm}$.

Na fig. 6.11 apresenta-se o sistema eletrônico acoplado à Klystron, e que foi totalmente projetado e desenvolvido em nosso laboratório. O sistema consta de 3 fontes de alimentação: a do refletor (0 a 1 KV); a do ressonador (de 200 a $3500 \text{ V} - 100 \text{ mA}$) e a do filamento ($6,3 \text{ V} - 4 \text{ A}$). Possui, também, um modulador capaz de fornecer 3 diferentes formas de onda: dente de serra (100 Hz a 100 KHz), quadrada (100 Hz a 100 KHz) e snoidal (60 Hz). A amplitude do sinal do modulador pode ser ajustada entre 0 e 200 V . Essa tensão pode ser adicionada à tensão DC do refletor de forma a se modular a frequência da Klystron. A fonte possui ajustes de tensão e corrente máximas do ressonador. Se esses valores são ultrapassados, a fonte desliga-se automaticamente. Um sensor de temperaturas mede a temperatura da Klystron e quando 90°C é ultrapassado a fonte é desligada. Indicadores luminosos mostram a causa do desligamento (sobretensão, sobrecorrente ou sobreaquecimento). Na fig. 6.12 tem-se o painel frontal do sistema, onde são mostrados conectores, chaves, ajustes e medidores existentes nesse painel. Todos os circuitos da eletrônica associada ao interferômetro, incluindo o circuito que acopla os detectores ao sistema de aquisição de dados, são mostrados no Apêndice B.

Na ref. [Si-88b] descreve-se a operação do interferômetro, bem como cuidados

Fig. 6.9 — Foto mostrando componentes do interferômetro de microondas do TBR-1: (1) Klystron de refletor; (2) isolador; (3) acoplador direcional; (4) atenuador ajustável; (5) defasador ajustável; (6) anel híbrido; (7) detector; (8) terminador ou 29 detector; (9) guia de onda para antena transmissora; (10) guia de onda da antena receptora e (11) detector de temperatura.

Fig. 6.10 — Detalhe mostrando a antena transmissora junta à janela de quartzo.

Fig. 6.11 — Sistema eletrônico acoplado à Klystron de refletor.

Fig. 6.12 — Legenda na página seguinte.

Fig. 6.12 — Painel frontal do sistema eletrônico associado ao interferômetro.

- (1) chave principal
- (2) indicador luminoso — chave principal ligada
- (3) tensão máxima do ressonador
- (4) corrente máxima do ressonador
- (5) ajuste de tensão do ressonador
- (6) escalas do medidor de tensão
- (7) mostrador digital da tensão do ressonador
- (8) mostrador digital da corrente do ressonador ou temperatura da Klystron
- (9) chave para escolha de uma das duas funções do item anterior
- (10) indicador luminoso; quando aceso indica que a temperatura da Klystron está sendo lida no mostrador (8).
- (11) chave para acionar o relé de tempo
- (12) indicador luminoso; quando aceso indica que a fonte do ressonador está pronta para ser ligada
- (13) liga a fonte do ressonador
- (14) indicador luminoso; fonte do ressonador ligada
- (15) ajuste da tensão do refletor
- (16) indicador luminoso; sobretensão
- (17) indicador luminoso; sobrecorrente
- (18) indicador luminoso; sobreaquecimento
- (19) desliga o indicador (16) e permite o religamento da fonte (13)
- (20) desliga o indicador (17) e permite o religamento da fonte (13)
- (21) desliga o indicador (18) e permite o religamento da fonte (13)
- (22) forma de onda do modulador
- (23) frequência do sinal do modulador
- (24) escolha de escala para frequência do modulador
- (25) amplitude da tensão do modulador
- (26) sinal externo a ser aplicado ao refletor quando a posição EXT é escolhida em (22)
- (27) saída de sincronismo
- (28) sinal do modulador
- (29) tensão de grade (não utilizado)

relevantes a serem tomados, e finalmente, na tabela 6.1 tem-se as principais características do interferômetro implementado para o tokamak TBR-1.

TABELA 6.1 — Principais parâmetros do interferômetro do TBR-1.

f_0 — frequência (GHz)	65								
λ_0 — comprimento de onda (mm)	4,6								
n_c — densidade de corte (cm^{-3})	$5,3 \times 10^{13}$								
$2a$ — diâmetro do plasma (cm)	16								
$2Z$ — distância entre antenas (cm)	44								
N — número de franjas (para a densidade máxima)	6,6								
n_f — densidade média por franja [num diâmetro] (cm^{-3})	3×10^{12}								
Klystron	<table><tr><td>Modelo</td><td>Varian VRE-2101A18</td></tr><tr><td>Potência máxima (W)</td><td>1</td></tr></table>	Modelo	Varian VRE-2101A18	Potência máxima (W)	1				
Modelo	Varian VRE-2101A18								
Potência máxima (W)	1								
Guia de onda	<table><tr><td>Tipo</td><td>RG98/U (3 db/m)</td></tr><tr><td>λ_g (mm)</td><td>5,8</td></tr></table>	Tipo	RG98/U (3 db/m)	λ_g (mm)	5,8				
Tipo	RG98/U (3 db/m)								
λ_g (mm)	5,8								
Antena (tipo corneta)	<table><tr><td>dimensões (mm)</td><td>$a=40,5; b=33,0; L=94,4$</td></tr><tr><td>ganho (db_i)</td><td>25</td></tr><tr><td>abertura (graus)</td><td>$9,7^\circ$</td></tr><tr><td>distância de campo distante (cm)</td><td>35</td></tr></table>	dimensões (mm)	$a=40,5; b=33,0; L=94,4$	ganho (db_i)	25	abertura (graus)	$9,7^\circ$	distância de campo distante (cm)	35
dimensões (mm)	$a=40,5; b=33,0; L=94,4$								
ganho (db_i)	25								
abertura (graus)	$9,7^\circ$								
distância de campo distante (cm)	35								
Perda entre antenas (db)	12								
Perda por refração (db)	3								

7. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste Capítulo são inicialmente apresentados sinais dos diagnósticos que são utilizados para caracterizar a descarga, bem como para controlar a reprodutibilidade e a qualidade dos pulsos; são eles: corrente de plasma, tensão de enlace, posição vertical, posição horizontal e raios-X moles. Em seguida serão mostrados e discutidos os resultados obtidos com os diagnósticos descritos nos Capítulos 4, 5 e 6, bem como o desempenho das partes especialmente construídas para este trabalho.

Com base em medidas da densidade, temperatura de elétrons e íons e potencial de plasma, feitas na RSL, e com o auxílio do modelo teórico desenvolvido no Capítulo 3 são discutidas questões relacionadas com o transporte de partículas e energia na região da sombra do limitador do TBR-1. Inicialmente, utilizando-se valores de temperatura e densidade, verifica-se se as condições de aplicabilidade do modelo são satisfeitas. A seguir, a partir dos decaimentos radiais dos parâmetros medidos, calcula-se o coeficiente de difusão e difusividade térmica perpendiculares às linhas de campo. Esses resultados são comparados com os previstos pela relação de Bohm e com os obtidos em várias máquinas.

Com os resultados obtidos com o interferômetro de microondas descrito no Capítulo 6, é calculado o volume de partículas contido no plasma e com as medidas feitas na periferia calcula-se o fluxo total de partículas para as paredes do vaso. O número total de partículas e o fluxo total para as paredes permitem o cálculo do tempo de confinamento de partículas (τ_p) para o TBR-1. A seguir verifica-se a dependência de τ_p com a densidade média no centro da máquina.

Finalmente, com base no cálculo da potência total absorvida pelo plasma e de medidas na região central são feitas estimativas do conteúdo total de energia térmica do plasma e do tempo de confinamento global de energia. Esse resultado é então comparado ao previsto por leis de escala.

As medidas realizadas neste trabalho foram feitas com hidrogênio a uma pressão de preenchimento de $1,2 \times 10^{-4}$ mbar. Não se usou injeção adicional de gás. Nos casos onde essa situação não for observada, as condições serão citadas explicitamente.

7.1. RESULTADOS OBTIDOS COM OS DIAGNÓSTICOS EMPREGADOS

7.1.1. MEDIDAS QUE CARACTERIZAM O PULSO

Os perfis temporais da corrente de plasma, tensão de enlace, posições vertical e horizontal e raios-X duros, foram registrados para todos os pulsos obtidos neste trabalho. Somente foram aproveitados os pulsos com perfis temporais semelhantes aos mostrados neste item. Verificou-se que os pulsos são bastante reprodutíveis no que diz respeito aos sinais de corrente de plasma, tensão de enlace, posição vertical e raios-X duros. O sinal de posição horizontal é o menos reprodutível, e pulsos com perfis temporais da posição horizontal muito diferentes do aqui apresentado foram descartados. Espera-se que, com a entrada em funcionamento do controle automático do campo vertical também a posição horizontal passe a ter boa reprodutibilidade.

São agora mostrados perfis temporais típicos obtidos com o diagnóstico básico.

Na fig. 7.1 tem-se os perfis temporais da corrente de plasma e tensão de enlace. A duração do pulso é de cerca de 7,5 ms e a corrente máxima de 9 kA. A ocorrência de elétrons fugitivos [Kn-79] pode ser verificada pela detecção de raios-X duros, conforme pode ser visto pela fig. 7.2, onde se nota que a partir de $t = 4$ ms há um rápido aumento na intensidade dos elétrons fugitivos. Tem-se, portanto, uma região útil de aproximadamente 3,5 ms, onde a intensidade de raios-X é baixa.

Os perfis da corrente de plasma I_p e tensão de enlace V_e permitem a estimativa da resistência da coluna de plasma, em situações onde a corrente de plasma varia pouco com o tempo ($dI_p/dt \approx 0$) [Si-80]. Nessa região tem-se:

$$R_p = \eta_{\parallel} \frac{\ell}{A} = \frac{V_e}{I_p}$$

onde: $\ell = 2\pi R$ é o comprimento da coluna; $A = \pi a^2$ a área e, $\eta_{\parallel}$ a resistividade paralela de Spitzer [Ch-84] dada por:

$$\eta_{\parallel} = 5,2 \times 10^{-3} \frac{Z_{ef} \ln \Lambda}{T_e^{3/2} (\text{eV})} \text{ ohm-cm} .$$

Fig. 7.1 — Perfis temporais da corrente de plasma e da tensão de enlace.

Tomando-se [Bo-81, Ue-85] $Z_{ef} \approx 4$ e $\ln \Delta \approx 10$ tem-se:

$$T_e(\text{eV}) = 0,33 \left[I_p(\text{A}) / V_e(\text{V}) \right]^{2/3},$$

expressão que permite para o TBR-1, a estimativa de uma temperatura média de elétrons na coluna de plasma. Na fig. 7.3 tem-se o perfil temporal da temperatura de Spitzer, que se mostra aproximadamente constante por um período de cerca de 4 ms; a seguir, a descarga é dominada por elétrons fugitivos e o cálculo de T_e apresentado perde a validade.

A determinação da posição do plasma é feita a partir de dois conjuntos de bobinas de Mirnov, um para a posição vertical e outro para a horizontal [Ue-85]. Os sinais dessas bobinas e da corrente de plasma permitem a determinação da posição da coluna de plasma. Na fig. 7.4 tem-se, respectivamente, as posições vertical e horizontal do centro da coluna de plasma. Estes dois perfis permitem a obtenção da trajetória do centro da coluna, conforme é mostrado na fig. 7.5, onde se verifica que o plasma é criado na região interna e superior do vaso, deslocando-se, a seguir, para fora e para baixo e voltando para dentro, no final do pulso. Este resultado está coerente com trabalhos anteriores realizados no TBR-1 [Co-87].

7.1.2. SONDAS DE LANGMUIR

Os sinais da sonda eletrostática foram obtidos em dois modos de operação: saturação de íons e varredura. No primeiro modo, a sonda foi colocada a uma tensão de -50 V, o que garante que ela esteja na região de saturação de íons. Na fig. 7.6a, tem-se um perfil temporal da corrente de saturação de íons, que, como pode ser visto pela relação (4.21) é proporcional à densidade e depende de T_e e T_i . Os resultados obtidos neste trabalho indicam que a temperatura varia pouco com o tempo na região do patamar da corrente de plasma, o que também pode ser visto pela evolução temporal da temperatura de Spitzer mostrada na fig. 7.3. Este fato, em conjunto com a relação (4.21) implicam que, para uma dada posição, a densidade é proporcional à corrente de saturação de íons. Na fig. 7.6b, tem-se um perfil $\ln(I_{si})_{xt}$ onde se vê uma clara dependência exponencial de I_{si} com o tempo; desta figura, tem-se uma constante de tempo $\tau \approx 2,5$ ms.

No modo varredura aplica-se uma tensão triangular na sonda. O tempo de

Fig. 7.2 – Sinal integrado obtido a partir de um detector de NaI para monitoração de raios-X duros.

Fig. 7.3 – Perfil temporal da temperatura média de elétrons (Spitzer).

Fig. 7.4 — Perfis temporais das posições vertical e horizontal.

Fig. 7.5. — Trajetória do centro da coluna de plasma no decorrer da descarga.

Fig. 7.6 – Perfis temporais da corrente de saturação de íons I_{si} e de $\ln(I_{si})$ obtidos com a sonda polarizada em -50 V.

varredura escolhido deve ser bem menor que a constante de tempo obtido no decaimento da densidade: escolheu-se $\Delta t \approx 200 \mu s$, e com uma taxa de amostragem de 400 kHz, obteve-se para cada varredura um total de cerca de 80 pontos. As tensões de início e fim da varredura dependem do potencial do plasma, e os ajustes são feitos por tentativa. Nesta experiência escolheu-se uma varredura de cerca de 80 V de amplitude, de -50 V a +30 V. Na fig. 7.7 tem-se os perfis temporais da tensão e corrente na sonda. Como a varredura de tensão é linear, o perfil de corrente tem a forma de uma sequência de curvas características como é claramente visto nesta figura. Desta sequência foi escolhida uma região (A) de 1 ms que é mostrada ampliada nas figs. 7.8a e 7.8b. Na fig. 7.8b, onde é vista a corrente da sonda, pode-se ver a região de saturação de íons (parte inferior) e o crescimento da corrente; o corte na parte superior é devido à saturação do circuito de entrada do digitalizador. Verifica-se a ocorrência de flutuações com amplitudes que aumentam com o crescimento da corrente de elétrons; este fato pode ser visto também em outros trabalhos [La-86b, Er-86].

Na fig. 7.9 tem-se uma curva característica obtida a partir da região B assinalada na fig. 7.8b e que ocorre em torno do instante $t \approx 4$ ms. Na curva $I(V)$, verifica-se claramente a região de saturação de íons e a região de crescimento, que para as estimativas a seguir feitas será admitida exponencial. Este tipo de crescimento pode ser visto pela fig. 7.10, onde se tem a variação do logaritmo da corrente com a tensão: a partir do ajuste de uma reta a esses pontos, obtemos do coeficiente angular $T_e \approx 12$ eV.

O potencial de plasma pode agora ser obtido a partir do potencial flutuante e da temperatura de elétrons, utilizando-se a relação (4.31), com $T_i/T_e \approx 2$. Da fig. 7.9, $V_f \approx -11$ V e para $T_e \approx 12$ eV tem-se $V_p \approx 23$ V.

Para uma primeira estimativa da densidade, pode-se utilizar a expressão (4.15) da corrente de saturação de íons de Bohm:

$$n_{oB} = \left[\frac{1,61}{eA_s C_s} \right] I_{si} ,$$

onde

$$C_s = \left[k(T_i + T_e)/m_i \right]^{1/2} .$$

Para a sonda utilizada $A \approx 3,14 \times 10^{-6} \text{ m}^2$, e para $T_e \approx 12$ eV e $T_i \approx 23$ eV [Si-86] tem-se $C_s \approx 58 \times 10^3 \text{ m/s}$. Da fig. 7.6a em $t \approx 4$ ms tem-se

Fig. 7.7 – Sinais de tensão e corrente na sonda em função do tempo obtidos no modo varredura.

Fig. 7.8 — Tensão e corrente na sonda no intervalo (3.25 — 4.25) ms.

Fig. 7.9 – Curva característica obtida a partir da varredura que ocorre em torno de $t = 4 \text{ ms}$.

Fig. 7.10 – Curva $\ln(I) \times V$ a partir da qual a temperatura de elétrons é determinada.

$I_{s1} \simeq 6,4 \text{ mA}$, o que nos dá $n_{oB} \simeq 3,6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Este primeiro cálculo da densidade nos permite estimar o comprimento de Debye $\lambda_D \simeq 4,3 \times 10^{-5} \text{ m}$.

O efeito da largura da bainha pode ser levado em conta utilizando-se as expressões (4.19) e (4.20). A tensão da sonda em relação ao plasma é dada por:

$$V_s - V_p \simeq -50 - 23 = -73 \text{ V} .$$

Da expressão (4.20) temos $X_B \simeq 5,3 \lambda_D \simeq 2,3 \times 10^{-4} \text{ m}$, e da expressão (4.19): $A_B \simeq 3,3 A_s \simeq 1,1 \times 10^{-5} \text{ m}^2$. Esta área corrigida é então utilizada na expressão de Bohm e obtém-se para a densidade o valor:

$$n_o \simeq 1,0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} .$$

Verifica-se, portanto, que os valores calculados da densidade dependem do modelo utilizado. A utilização unicamente da teoria de Bohm levaria a uma densidade quase 4 vezes o valor que se obteve considerando-se a largura da bainha; com a teoria de Laframboise [La-66], utilizada através do método de Sonin [So-66, Da-82], obteríamos uma densidade cerca de 2,2 vezes maior que n_o . Para essas condições ($a/\lambda_D \simeq 2$), a fig. 4.6 (Cap. 4) mostra que há uma forte dependência da corrente de saturação com a tensão da sonda, o que pode ser observado na curva característica da fig. 7.9. A aplicação das teorias de Bohm ou Stangeby requerem que $a/\lambda_D \gtrsim 10$, o que implica na necessidade de se utilizar modelos que levam em conta a dependência da corrente de saturação de íons com a tensão da sonda.

No que diz respeito a temperatura, a consideração ou não dos efeitos do campo magnético pode levar a valores que diferem entre si de mais de 50% [La-86b, Ta-87]. No caso do TBR, entretanto, esses efeitos são pequenos e podem ser desprezados, sobretudo se a determinação da temperatura de elétrons é feita a partir de uma região próxima ao potencial flutuante.

7.1.3. SONDA SENSÍVEL À ÍONS

Inicialmente são apresentados resultados obtidos com a sonda eletrostática sensível à íons obtidos com a montagem da fig. 5.7 onde se emprega uma fonte de tensão

constante.

Na fig. 7.11 é vista uma curva característica da corrente de íons, obtida com a sonda na borda do limitador ($r = 8$ cm) e retração do coletor (h) de 0,5 mm; verifica-se que para valores negativos de tensão tem-se a corrente de saturação de íons; para valores intermediários o decaimento exponencial da corrente e, para tensões positivas a corrente se torna muito pequena mostrando a discriminação dos elétrons. Da curva $\log I \times V$ pode-se obter a temperatura de íons que para a fig. 7.11 é de 23 ± 4 eV.

Um resultado muito importante e que mostra a eficiência da sonda na discriminação dos elétrons pode ser visto na fig. 7.12 onde é mostrada a dependência da corrente do coletor com a retração h do coletor em relação a borda da blindagem, mantida constante a tensão da sonda em 15 V, escolhida na região de transição da curva característica. Esse resultado mostra que para valores negativos de h (quando o coletor está para fora da borda da blindagem) a corrente é devida a coleta principalmente de elétrons; a medida que o coletor é recolhido a corrente de elétrons proporcionalmente diminui, e para $h \approx 30 \times 10^{-6}$ m a corrente de elétrons iguala-se a de íons. Para valores maiores de h a corrente de íons é maior que a de elétrons, e a corrente total atinge um máximo para $h \approx 200 \times 10^{-6}$ m, tendendo para zero com o aumento de h , como é esperado. Retomando a expressão (5.11) e utilizando-se os parâmetros do plasma da região da borda do TBR-1, onde $\lambda_D \sim 3 \times 10^{-2}$ mm e $r_{ge} \sim 1,5 \times 10^{-2}$ mm, tem-se:

$$0,15 \leq h_c \leq 0,55 ,$$

ou para se ter uma boa discriminação na coleta de elétrons h deve ser maior que h_c e os resultados confirmam essa previsão.

A densidade n_i pode ser obtida a partir da relação [Ka-69]:

$$I_{s_i} = \left[\frac{1}{4} n_i \bar{C}_i \right] e S_{ef} ,$$

onde $\bar{C}_i = (8KT_i/\pi m_i)^{1/2}$ é a velocidade térmica dos íons e S_{ef} é a área efetiva da sonda dada por $S_{ef} = \epsilon S_e$; $S_e = \pi a_g^2$ é a área de entrada da sonda, onde a_g é o raio interno da blindagem. O coeficiente ϵ leva em conta que somente parte dos íons que entram na sonda

Fig. 7.11 – Curva característica obtida com a sonda sensível a íons associada ao circuito da fig. 5.7.

Fig. 7.12 – Corrente do coletor em função da retração do coletor.

atingem o coletor, e é dado pela relação entre a área média do coletor e a área total interna,

$$\epsilon = \frac{\pi[(a_g + a_c)/2]^2}{2\pi a_g h + \pi a_g^2}.$$

Para a sonda construída: $a_g = 1,2 \times 10^{-3} \text{ m}$, $a_c = 0,4 \times 10^{-3} \text{ m}$ e para os resultados ora apresentados $h = 0,5 \times 10^{-3} \text{ m}$. Tem-se, então $\epsilon = 0,24$, $S_e \approx 4,5 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ e $S_{ef} \approx 1,1 \times 10^{-6} \text{ m}^2$.

A partir da fig. 7.11 e das dimensões da sonda, tem-se $1,5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, resultados que estão de acordo com medidas feitas com sondas de Langmuir. A determinação da temperatura do coeficiente angular da reta $\log i \times V$ tem validade se a distribuição perpendicular de velocidade é Maxwelliana; mas mesmo nestas condições os íons de baixa energia (r_{gi} pequeno) não são coletados pela sonda e a curva $\log i \times V$ apresentará, nesta região, uma distorção; os íons que apresentam uma alta relação entre as energias paralela e perpendicular também contribuirão para a distorção na curva característica [Mo-71]. Deve-se, portanto, na determinação da temperatura de íons, utilizar a região de alta energia.

A seguir, são apresentados resultados utilizando-se a montagem da fig. 5.9 que permite a aplicação à sonda de uma tensão triangular. Os sinais da tensão da sonda, corrente do coletor e corrente da blindagem são analisados utilizando-se os mesmos procedimentos mostrados no Capítulo 4. As figs. 7.13, 7.14 e 7.15 apresentam respectivamente a tensão na sonda e as correntes do coletor e da blindagem. O tempo de varredura escolhido foi de $300 \mu\text{s}$, $h = 0,7 \times 10^{-3}$ e $r = 7,5 \text{ cm}$. Estes dados foram inicialmente obtidos sem o uso de filtros, mostrando um elevado grau de flutuações, e nas figuras apresentadas essas flutuações foram parcialmente retiradas através de programas computacionais.

Para cada varredura, é possível a determinação simultânea da temperatura de íons e de elétrons. Para essa determinação utilizou-se o mesmo método usado no item anterior, ou seja, a partir das curvas características das correntes do coletor ($I_c \times V_s$) e da blindagem ($I_b \times V_s$), obtêm-se as temperaturas pelos coeficientes angulares das curvas $[(\ln I_c) \times V_s]$ e $[(\ln I_b) \times V_s]$.

Não temos outro diagnóstico que permita a determinação da temperatura de íons e que possa ser utilizado para comparação, entretanto os resultados parecem razoáveis se

Fig. 7.13 — Tensão na sonda de íons.

Fig. 7.14 — Corrente do coletor na sonda de íons.

Fig. 7.15 — Corrente da blindagem na sonda de ions.

comparados com resultados obtidos com sondas de Langmuir bem como com resultados de trabalhos feitos em outras máquinas [St-83, Sb-82]. Os resultados obtidos com a sonda sensível a íons mostram que, na borda do TBR-1, a temperatura de íons é maior que a temperatura de elétrons.

7.1.4. INTERFERÔMETRO DE MICROONDAS

Os resultados obtidos com o interferômetro de microondas descrito no Capítulo 6 são analisados a partir das relações (6.28) e (6.33), que representam, respectivamente, a relação entre a densidade média ao longo de uma corda e a defasagem, e a tensão de saída do detector e a defasagem.

Para a coluna de Plasma do TBR-1, operando em modo Tokamak, foi admitido um perfil do tipo parabólico:

$$n_e(r) = n_{eo} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] ,$$

onde n_{eo} é a densidade no centro da coluna e a o raio do plasma. Utilizando-se o sistema de coordenadas apresentado na fig. 6.3, a densidade média ao longo de uma corda é dada por:

$$\bar{n}_e(y) = \frac{2}{3} \left[1 - \left(\frac{y}{a} \right)^2 \right] n_{eo} ,$$

e, ao longo de um diâmetro, a relação entre densidade média e densidade no centro será: $\bar{n}_e = 2n_{eo}/3$.

Introduzindo-se na equação (6.28) os parâmetros do TBR-1, tem-se para os perfis parabólico e retangular as seguintes relações:

$$n_{eo} \text{ (cm}^{-3}\text{)} = 7,2 \times 10^{11} \Delta\phi_p \text{ (rad)} \quad [\text{perfil parabólico}] ,$$

e

$$n_{eo} \text{ (cm}^{-3}\text{)} = 4,8 \times 10^{11} \Delta\phi_p \text{ (rad)} \quad [\text{perfil retangular}] .$$

Essas relações são mostradas graficamente na fig. 7.16.

Na fig. 7.17a apresentam-se os perfis temporais da tensão de saída do detector

Fig. 7.16 — Defasagem $\Delta \phi_p$ em função da densidade de elétrons no centro da coluna de plasma para os perfis de densidade parabólico e constante.

$V_D(t)$ e da corrente de plasma para uma descarga do TBR-1 obtida com hidrogênio a uma pressão base de $1,2 \times 10^{-4}$ mbar. Entre os pontos A e B tem-se a preionização e entre B e C a descarga com corrente máxima de plasma de 9,3 kA. Na fig. 7.17b tem-se o perfil temporal de densidade de elétrons correspondente a essa descarga. A densidade de pré-ionização atinge cerca de $2,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ quando o banco de aquecimento Ôhmico rápido é disparado, o que provoca um rápido aumento da densidade até um máximo de $7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. A partir deste ponto a densidade decai continuamente até o final da descarga.

Uma estimativa da máxima densidade que pode ser atingida numa descarga pode ser feita a partir da expressão: $p = nKT$, onde p é a pressão, n é a densidade molecular de preenchimento e T a temperatura ambiente na escala Kelvin. Considerando-se que a pressão real é a pressão medida (ion gauge) multiplicada por um fator 2,45 [Le-SD] e que cada molécula de hidrogênio tem dois elétrons, chega-se a expressão:

$$\bar{n}_e (\text{cm}^{-3}) = 3,6 \times 10^{19} P_m (\text{mbar}) / T(\text{K}) ,$$

onde $\bar{n}_e$ é a densidade média de elétrons e P_m a pressão lida no medidor. Para a descarga mostrada na fig. 7.17 a máxima densidade que poderia ser atingida se não houvessem perdas seria de $2,3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Na fig. 7.18 mostra-se outra descarga com pressão de preenchimento $P_m = 6,8 \times 10^{-5}$ mbar. Verifica-se que nesse caso a densidade máxima é de cerca de $3,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Na fig. 7.19 é mostrada a corrente de plasma e tensão de saída do detector para duas descargas, numa situação em que somente o banco de pré-ionização [Si-80] é descarregado. As pressões são, respectivamente, de 6×10^{-5} mbar e 9×10^{-4} mbar. No primeiro caso tem-se uma densidade máxima de cerca de $1,0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ e, no segundo, $2,3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Utilizou-se, nesse caso, como detector um diodo Schottky (modelo V965).

Está em desenvolvimento em nosso laboratório um sistema com o qual pretende-se determinar a densidade eletrônica a partir da mudança do ângulo de polarização (rotação de Faraday) de um feixe de radiação infravermelha distante [Vu-83].

Fig. 7.17 – Descarga para uma pressão de preenchimento de $1,2 \times 10^{-4}$ mbar. a) perfis temporais do sinal do detector e da corrente de plasma; b) perfil temporal da densidade de elétrons.

Fig. 7.18 – Descarga para uma pressão de preenchimento de $6,8 \times 10^{-5}$ mbar. a) perfis temporais do sinal do detector e da corrente de plasma; b) perfil temporal da densidade de elétrons.

Fig. 7.19 – Corrente de plasma e sinal do detector para: a) $P_m = 6 \times 10^{-5}$ mbar e b) $P_m = 9 \times 10^{-4}$ mbar. Em ambos os casos somente o banco de pré-ionização foi disparado.

7.2. PARÂMETROS DO PLASMA DA REGIÃO DA BORDA DO TBR-1

A partir de medidas feitas na região da borda do plasma do TBR-1 com sondas de Langmuir no modo varredura, foi possível obter, para várias posições radiais, perfis temporais da temperatura de elétrons e densidade do plasma. Os valores de temperatura foram obtidos durante um intervalo de cerca de 2 ms (entre os instantes $t = 2$ ms e $t = 4$ ms), região onde os parâmetros do plasma tem pouca variação temporal e também o nível de emissão de raios-X duros é baixa.

Foram obtidos perfis temporais da temperatura de elétrons para 7 posições diferentes entre 6,5 e 9,5 cm, com intervalos de 0,5 cm. Na fig. 7.20 apresenta-se dois perfis temporais de T_e com a sonda colocada respectivamente em 8,5 cm e 9,5 cm do centro do vaso.

Como foi discutido no Capítulo 4 a determinação da temperatura do plasma com o uso de sondas eletrostáticas apresenta dificuldades no caso de pequenos Tokamaks devido a pequena duração da corrente de plasma e da consequente necessidade de se empregar tempos de varredura curtos. Nessa situação as flutuações da densidade se refletem na corrente da sonda e num erro maior na determinação de T_e .

Na fig. 7.21a é apresentado o perfil radial da temperatura de elétrons; o valor da temperatura para cada raio foi obtido a partir da média dos valores obtidos no intervalo $t = 2-4$ ms. Na fig. 7.21b tem-se o perfil radial de $\ln(T_e)$ ao qual foi ajustada uma reta, onde se tem um decaimento radial com constante $\lambda_e \approx 2,6$ cm. Nessas condições o perfil radial de T_e é dado por:

$$T_e \text{ (eV)} = 10,6 \exp \left[\frac{8 - r \text{ (cm)}}{2,6} \right] .$$

A partir da corrente de saturação de íons obtida com a sonda de Langmuir polarizada a cerca de -50 V foram obtidos perfis temporais da densidade de íons para várias posições radiais. Na fig. 7.22 são mostrados dois dos perfis obtidos; verificou-se um decaimento exponencial com o tempo, fato já observado em outros trabalhos [He-80, Da-84] onde também não se utilizou injeção adicional de gás. Em cada um dos perfis foi ajustada uma exponencial e a constante de tempo média é dada por $\lambda_t = (2,30 \pm 0,24)$ ms.

Fig. 7.20 – Perfis temporais de T_e para $r = 8,5$ cm e $r = 9.5$ cm.

Fig. 7.21 – a) Perfil radial de T_e . b) perfil radial de $\ln(T_e)$.

Fig. 7.22 — Perfis temporais da densidade para duas posições: $r = 8,5$ cm e $r = 9,5$ cm.

A partir dos perfis temporais da densidade pode-se obter os perfis radiais, tomando-se para cada instante os valores correspondentes aos vários raios; na fig. 7.23 são mostrados os perfis radiais para $t = 2$ ms, $t = 3$ ms e $t = 4$ ms. Nesses resultados nota-se um ligeiro aumento da constante de decaimento radial λ_n com o tempo, provavelmente resultante do aumento do coeficiente de difusão. Adotando-se $\lambda_n \approx 1,4$ cm que é o valor obtido próximo a $t = 2$ ms, tem-se para a densidade na borda do plasma do TBR-1 a seguinte dependência temporal e espacial:

$$n(r,t) = 4,4 \times 10^{11} \exp \left[\frac{(8-r)}{1,4} - \frac{t}{2,3} \right] ,$$

onde n , r e t são respectivamente dados em cm^{-3} , cm e ms.

Na fig. 7.24 é mostrado o perfil radial do potencial de plasma; os valores desse parâmetro foram obtidos a partir da determinação do potencial flutuante da aplicação da relação (4.32). O potencial flutuante adotado foi obtido pela média dos valores para os primeiros 2 ms da descarga. Verifica-se que o potencial de plasma na região da borda do TBR-1 é positivo, crescendo em direção a borda do limitador, e a partir desse ponto há uma tendência do potencial a decrescer. Esses resultados são comparáveis aos obtidos em outras máquinas. Nos tokamaks DITE [St-83] e TM-4 [Bu-85], por exemplo, verifica-se na RSL o mesmo comportamento obtido para o TBR-1. No Tokamak TM-4, onde foi obtido um perfil radial completo do potencial de plasma, os resultados indicam um potencial positivo na região da borda e negativo para a região central. No TBR-1 o potencial flutuante não foi um parâmetro de fácil determinação devido ao alto grau de flutuações e a forte dependência desse parâmetro com deslocamentos horizontais da coluna de plasma.

Com a sonda sensível à íons associada ao circuito de varredura, descritos no Capítulo 5, foi possível a obtenção simultânea das temperaturas de elétrons e íons em regiões próximas à borda do limitador ($r \sim 8$ cm); devido ao elevado grau de flutuações e à pequena duração da corrente de plasma e a baixa corrente do coletor não foi possível obter perfis radiais da temperatura de íons.

Na tabela 7.1 são apresentados resultados para $r = 8$ cm e $r = 7,5$ cm. Para cada pulso foram calculadas as temperaturas de elétrons e íons com os respectivos desvios, bem como a razão entre essas temperaturas. Na tabela é também colocado o valor da retração do

DENSIDADE X RAIO

Fig. 7.23 – Perfis radiais da densidade do plasma para $t = 2\text{ ms}$, $t = 3\text{ ms}$ e $t = 4\text{ ms}$.

POTENCIAL DE PLASMA(V) X RAIO(CM)

Fig. 7.24 – Perfil radial do potencial de plasma.

coletor em relação à borda da blindagem. O número de varreduras a partir das quais foi calculada a temperatura média está colocado entre parenteses. Em trabalhos realizados em outras máquinas e com outros tipos de dispositivos [Ma-86b], obteve-se uma precisão da ordem de 50% na determinação de T_i .

TABELA 7.1

Pulso	r (cm)	h (mm)	T_e (eV)	σ_e (eV)	T_i (eV)	σ_i (eV)	T_i/T_e
AB1086	8	0,5	19 (12)	3	31 (11)	11	1,6
AB1088	8	0,7	17 (12)	5	34 (10)	19	1,9
AB1106	7,5	0,5	18 (3)	4	35 (3)	14	1,9
AB1107	7,5	0,7	12 (3)	4	29 (3)	11	2,4
AB1109	7,5	0,7	18 (8)	4	45 (5)	18	2,5
AB1110	7,5	0,7	10,4 (3)	2,5	26 (3)	7	2,5
AB1112	7,5	0,5	16 (5)	4	23 (5)	7	1,5
AB1114	7,5	0,5	12 (5)	4	34 (5)	15	2,8
AB1118	7,5	0,3	12 (6)	4	40 (5)	14	3,3
AB1119	7,5	0,3	14 (5)	3	32 (5)	13	2,3
AB1121	7,5	0,2	21 (5)	5	29 (5)	14	1,5

Esses resultados indicam que para a região $r = 7,5 - 8$ cm, a temperatura de íons é sensivelmente maior que a de elétrons. A razão entre as temperaturas é de $\tau = T_i/T_e = 2,2 \pm 0,6$. Nas discussões que se seguem utilizou-se $\tau = 2$.

7.3. PROPRIEDADES DE TRANSPORTE NA REGIÃO DA SOMBRA DO LIMITADOR DO TBR-1

Neste item os resultados obtidos com as duas sondas serão discutidos

utilizando-se o modelo apresentado no Capítulo 3; serão inicialmente verificadas se as condições para a aplicação do modelo discutidas no item 3.4, são satisfeitas para o TBR-1.

Para que sejam pequenos os efeitos de transferência de calor entre elétrons e íons e de gradientes de temperatura ao longo das linhas de campo, as condições (3.49) e (3.50) devem ser satisfeitas, ou seja na RSL deve-se ter:

$$\frac{n(m^{-3})L_c(m)}{T^2(eV)} < 3 \times 10^{16} .$$

Tomando-se: $n(8\text{ cm}, 1\text{ ms}) \simeq 3 \times 10^{17} m^{-3}$, $T_e = 10\text{ eV}$ e $L_c = 0,94\text{ m}$, tem-se:

$$L_c n / T^2 \simeq 3 \times 10^{15} ,$$

e a condição é satisfeita.

Para que o efeito das colisões dos elétrons com átomos neutros possa ser desprezado, a condição (3.51) deve ser satisfeita, ou seja:

$$n_n(m^{-3}) L_c(m) \ll 10^{18} .$$

Não foi determinada experimentalmente a concentração de átomos neutros na RSL do TBR-1, entretanto com base em outros trabalhos [Ue-79, St-84b], realizados com densidades maiores que as empregadas neste trabalho, podemos supor para o TBR-1:

$$n_n \leq 10^{16} m^{-3}$$

e

$$n_n L_c \simeq 10^{16} m^{-2} ,$$

e a condição (3.51) é satisfeita.

A concentração de impurezas é também um valor difícil de ser estimado; sabe-se que para máquinas tokamak, para que se obtenha bons pulsos, a densidade de impurezas deve ser menor ou da ordem de 1% da densidade do plasma [Bh-81]. No TBR-1 com a utilização do método Taylor de limpeza por descarga [Or-77, Ta-78, Fa-82], obtem-se densidades de

impurezas menores que 10^{16} m^{-3} .

A condição para que seja pequena a transferência de calor entre elétrons e impurezas é dada pela relação (3.52) que é satisfeita para o TBR-1, ou seja:

$$n_z (\text{m}^{-3}) L_c (\text{m}) \ll 10^{18} \text{ m}^{-2} .$$

Em muitos modelos utilizados para a análise de processos de transporte, inclusive o desenvolvido no Capítulo 3 é suposto que o plasma está em regime permanente. No que diz respeito a temperatura, verificamos que essa suposição pode ser admitida, entretanto no item anterior vimos que a densidade decresce exponencialmente com o tempo. Verificamos a partir da relação (3.18a), que pode-se supor regime estacionário se a constante de tempo associada ao decaimento da densidade for muito maior que o tempo de permanência de uma partícula na RSL ($\tau_{||}$), ou seja:

$$\lambda_t \gg \tau_{||} = \frac{L_c}{C_s}$$

onde $\lambda_t \simeq 2,3 \times 10^{-3} \text{ s}$, $T_e \simeq 10 \text{ eV}$, $T_i/T_e \sim 2$, $\tau_{||} \simeq 1,8 \times 10^{-5} \text{ s}$, e a condição é satisfeita com:

$$\frac{\lambda_t}{\tau_{||}} \simeq 130 .$$

O grau de transferência de energia entre elétrons e íons pode ser avaliado comparando-se o tempo de termalização (τ_{ie}^t) entre íons e elétrons com o tempo de permanência na RSL. τ_{ie}^t é dado por [Sp-62]:

$$\tau_{ie}^t = 2,8 \times 10^{54} \frac{m_i m_e}{n \ln \Lambda} \left[\frac{K T_i}{m_i} + \frac{K T_e}{m_e} \right]^{3/2} \text{ [MKS]} ,$$

onde

$$\Lambda = 1,24 \times 10^7 \frac{T_e^{3/2}}{n^{1/2}} \text{ [MKS]} ,$$

e para o TBR-1 na borda do plasma $\tau_{ei} \approx 3 \times 10^{-4} \text{ s}$ e:

$$\frac{\tau_{ei}^t}{\tau_{||}} \approx 17 ,$$

de onde se conclui que há pouca interação térmica entre elétrons e íons na RSL.

No item (3.3) do Capítulo 3 foram definidos os fatores de transmissão de energia para uma superfície eletricamente flutuante em relação ao plasma; esses fatores são importantes no estudo das propriedades de transporte da RSL e com as medidas realizadas estes fatores podem ser determinados para o TBR-1. Para temperaturas da ordem de 10 eV o coeficiente de emissão secundária de elétrons pode ser desprezado [Ro-61], e os fatores de transmissão são então dados por:

$$\delta_e = 2 - \frac{1}{2} \ln \left[\frac{2\pi m_e}{m_i} \left[1 + \frac{T_i}{T_e} \right] \right] \quad [\text{elétrons}] ,$$

$$\delta_i = \frac{2T_i}{T_e} \quad [\text{ions}]$$

e

$$\delta = 2 \left[1 + \frac{T_i}{T_e} \right] - \frac{1}{2} \ln \left[\frac{2\pi m_e}{m_i} \left[1 + \frac{T_i}{T_e} \right] \right] \quad [\text{total}] .$$

Para a RSL do TBR-1, onde se utiliza hidrogênio, com razão entre as temperaturas de íons e elétrons (T_i/T_e) entre 1,6 e 2,8; tem-se:

$$\delta_e \approx 4,4 - 4,2 ,$$

$$\delta_i \approx 3,2 - 5,6$$

e

$$\delta \approx 7,6 - 9,8 .$$

Com base nesses resultados podemos, agora, explicar o desacoplamento térmico entre elétrons e íons no TBR-1. O fluxo de calor transportado pelos íons e que entra na RSL é dado por (ver expressão 3.28):

$$g_{\perp}^i = 2K T_{ia} \Gamma_{\perp a} ,$$

e o fluxo que atinge o limitador (ver expressão 3.29):

$$g_{\parallel}^i = 2K \bar{T}_i \Gamma_{\parallel} ,$$

onde $\bar{T}_i$ é a temperatura média de íons na RSL. Dessas duas expressões tem-se que a temperatura de íons na borda é igual à temperatura média na RSL. Quanto aos elétrons, assumindo um transporte puramente convectivo, temos que o fluxo de calor transportado pelos elétrons e que entra na RSL é dado por:

$$g_{\perp}^e \simeq 2K T_{ea} \Gamma_{\perp} ,$$

e o fluxo que atinge o limitador por:

$$g_{\parallel}^e = \bar{\delta}_e K \bar{T}_e \bar{\Gamma}_{\parallel} ,$$

de onde concluímos que:

$$\bar{T}_e \simeq \frac{2}{\bar{\delta}_e} T_{ea} .$$

Como para o TBR-1 temos que $\bar{\delta}_e \gtrsim 4$ na RSL, os elétrons são esfriados durante sua passagem pela RSL.

Os resultados obtidos no TBR-1 são agora comparados com trabalhos realizados em outras máquinas [St-87a], conforme pode ser visto na tabela 7.2 onde são colocados os resultados de 18 máquinas. Os valores de densidade para o TBR-1, vistos nessa tabela, são para o instante $t = 2$ ms; no início da descarga os valores da densidade são superiores. Verifica-se pela tabela, que os decaimentos radiais da densidade (λ_n) e da temperatura de elétrons (λ_e) obtidos para o TBR-1 são compatíveis com os obtidos por outras máquinas. É interessante notar que para a maioria das máquinas $\lambda_e / \lambda_n > 1$, o que também ocorre para o TBR-1. O tokamak com dimensões mais próximas do TBR-1 é o TOSCA, onde

TABELA 7.2

Tokamak	R (m)	a (m)	B(T)	$\bar{n}_e$ (10^{19} m^{-3})	L_c (m)	$n_e(a)$ (10^{18} m^{-3})	$T_e(a)$ (eV)	λ_n (mm)	λ_e (mm)	λ_e/λ_n	Ref.
TBR-1	0,3	0,08	0,5	0,5 ($t=2\text{ms}$)	0,94	0,2 ($t=2\text{ms}$)	10	14	26	1,9	—
TOSCA	0,3	0,08	0,5	1	0,94	0,6	10	11	30	2,7	[Mc-85]
TM3	0,4	0,08	1-2,5	—	1,3	4	30	—	—	—	[Mc-85]
T10	1,5	0,3	2,5	2,6	4,7	1,5	5	12	—	—	[Al-86]
TCA	0,61	0,18	1,5	—	1,92	7	10	20	> 140	> 7	[Cr-84b]
JFT2	0,9	0,195	1,7	2,8	8,5	3-5	30-50	14	—	—	[Mc-85]
ISXB	0,92	0,26	1,2	2-4	9-14	2,5	30-40	20	50	2,5	[Mc-85]
TFR600	0,98	0,19	4	10	3,1	20	18	7	5-10	0,7-1,4	[Mc-85]
TEXT	1,0	0,27	2	4	3,1	3	20	15	—	—	[Ri-85]
DITE (1)	1,17	0,26	2,6	5,4	1,84	10	20	17	—	—	[Pr-84]
DITE (2)	1,17	0,21	—	4,0	11	5	50	15	—	—	[Mc-84]
TEXTOR	1,75	0,46	3	2,2	11	1	20	10	—	—	[Mc-85]
ASDEX	1,65	0,38	2,8	2	15	1,5	20	15	10-15	0,7-1	[Ke-82]
ALCATOR A	0,6	0,1	6	35	1,98	80	12	12	7	0,6	[Mc-85]
ALCATOR C	0,64	0,16	8	20	1,0	30	10	3	—	—	[La-87]
FT (1)	0,83	0,2	8	3,5	2,6	40	18	5	90	1,8	[Mc-85]
FT (2)	0,83	0,2	8	17	2,6	150	15	4	—	—	[Mc-85]
JET/JFT2- (media)	3	1	4	2,5	40	4	50	30	75	2,5	[Er-86, Ma-85]

$\lambda_e/\lambda_n \approx 2,7$, e para o TBR-1 essa razão é de 1,9.

O coeficiente de difusão perpendicular ao campo magnético na borda do plasma do TBR-1 pode ser calculado a partir da expressão (3.47):

$$D_{\perp a} = C_{sa} \lambda_n^2 / 2L_c ,$$

onde $T_{ea} \approx 10$ eV; $T_i/T_e \approx 2$; $L_c \approx 0,94$ m; $\lambda_n \approx 1,4$ cm; $C_{sa} \approx 54 \times 10^3$ m/s. Tem-se, então:

$$D_{\perp a} \approx 5,8 \text{ m}^2/\text{s} .$$

Esse valor determinado experimentalmente pode agora ser comparado com os previstos por modelos teóricos. Vários modelos foram desenvolvidos para explicar o transporte de partículas e energia em plasmas magnetizados [La-81, Sr-81]. A teoria mais simples, onde o plasma está imerso em um campo magnético homogêneo e não existem fenômenos de turbulência, é denominada teoria clássica [Br-65]; nessa teoria o coeficiente de difusão perpendicular às linhas de campo é dado por:

$$D_{\perp}^{cl} \approx r_c^2 \nu_{ie} ,$$

onde r_c e ν_{ie} são respectivamente o raio de giração dos elétrons e a frequência de colisão ion-elétron, dados respectivamente por:

$$r_c \text{ (m)} = 2,38 \times 10^{-6} T_e(\text{eV})^{1/2} B(\text{T})^{-1} ,$$

$$\nu_{ei} \text{ (s}^{-1}\text{)} = 3,11 \times 10^{-12} Z n_e(\text{m}^{-3}) \ln \Lambda T_e(\text{eV})^{-3/2} ,$$

com

$$\Lambda = 1,55 \times 10^{13} T(\text{eV})^{3/2} Z^{-2} n_e(\text{m}^{-3})^{-1/2} .$$

Para o TBR-1 a região da borda do limitador temos:

$$D_{\perp}^{cl} \approx 3 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1} .$$

Num modelo mais complexo, denominado neoclássico [Hi-76] e elaborado a partir de um plasma não turbulento imerso em um campo magnético toroidal com simetria axial, é previsto um aumento do transporte de partículas e energia em relação ao modelo clássico devido a efeitos da curvatura e do gradiente do campo magnético.

No modelo neoclássico tem-se três diferentes regimes dependendo da frequência de colisões ν_{ie} . Os pontos de transição entre os regimes dependem do inverso da razão de aspecto $\epsilon = a/R$, do fator de segurança $q = (aB_\phi)/(RB_\theta)$ e da velocidade térmica dos elétrons v_{te} . Os regimes são:

a) regime "banana"

$$\nu_{ei} < \frac{\epsilon^{3/2} v_{te}}{Rq} \quad D_{\perp B}^{NC} = \nu_{ei} r_c^2 \left[1 + \frac{q^2}{\epsilon^{3/2}} \right] ;$$

b) regime "plateau"

$$\frac{\epsilon^{3/2} v_{te}}{Rq} > \nu_{ei} > \frac{v_{te}}{Rq} \quad D_{\perp P}^{NC} = r_c^2 \nu_{te}^2 \frac{q}{R} ;$$

c) regime "Pfirsch-Schlüter"

$$\nu_{ei} > \frac{v_{te}}{Rq} \quad D_{\perp PS}^{NC} = r_c^2 \nu_{ei} (1+q^2) .$$

Tomando-se os dados obtidos na região da borda do limitador do TBR-1 tem-se (para $q \approx 6$):

$$\nu_{ei} \approx 1,2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$$

e

$$\frac{v_{te}}{Rq} \approx 8 \times 10^5 \text{ s}^{-1} .$$

Na situação dessa experiência devemos, portanto, tomar o terceiro regime e o coeficiente de difusão previsto é:

$$D_{\perp PS}^{NC} \approx 1,2 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} .$$

Os modelos clássico e neoclássico podem ser aplicados em situações onde o nível de turbulência do plasma pode ser desprezado. Entretanto, os fenômenos de turbulência são sempre verificados no plasma de máquinas tokamak [Li-85], e o grau de turbulência é particularmente intenso na região da borda do plasma [Zw-83b], fato também verificado experimentalmente no TBR-1 [Sa-88, Sa-87].

O transporte de partículas e energia aumenta com o nível de turbulência, e em situações onde esse nível é elevado pode-se empregar o modelo de Bohm [Bo-49b] onde o coeficiente de difusão é expresso por:

$$D_{\perp}^B (\text{m s}^{-1}) = 0,06 \times \frac{T_e (\text{eV})}{B (\text{T})} ,$$

e para o TBR-1 ($r = 8 \text{ cm}$) tem-se:

$$D_{\perp}^B = 1,3 \text{ m}^2 \text{s}^{-1} .$$

Se na borda do TBR-1 tivéssemos exatamente o coeficiente de difusão previsto pela relação de Bohm teríamos um decaimento da densidade dado por (ver expressão 3.47)

$$\lambda_{nB} = \left[\frac{2 D_{\perp a}^B L_c}{C_{sa}} \right]^{1/2} \approx 0,67 \times 10^{-2} \text{ m} .$$

Para fins de comparação com outras máquinas, foram colocadas num gráfico os valores dos decaimentos da densidade medidos (λ_n) contra os valores previstos pela relação de Bohm (λ_{nB}) para diversas máquinas conforme é mostrado na fig. 7.25. A linha cheia representa pontos para os quais a difusão de partículas é exatamente a prevista pela relação de Bohm; para pontos acima dessa linha o coeficiente de difusão medido é maior que o previsto por esta relação. Verifica-se que para a maioria das máquinas, o coeficiente de difusão é da ordem do de Bohm.

Para o TBR-1, esse comportamento anômalo é confirmado pelas medidas do potencial de plasma (fig. 7.24), onde o potencial positivo indica uma difusão anormalmente alta — quando comparada à prevista pelo modelo neoclássico — dos elétrons em relação aos íons. (A

Fig. 7.25 – Decaimento radial da densidade na RSL (λ_n) contra o valor previsto pela relação de Bohm (λ_{nB}) para diversos Tokamaks [St-87a].

teoria neoclássica prevê um potencial de plasma negativo [Bu-85]). O comportamento do potencial de plasma no TBR-1 está de acordo com os obtidos em outras máquinas [Ha-86, Bu-85, St-83]. Está em andamento no TBR-1 um trabalho para o estudo experimental da influência de campos helicoidais ressonantes no potencial de plasma [Ri-89]; os primeiros resultados indicam um claro aumento do potencial flutuante ($\Delta V_f \sim 10$ V) com a aplicação dos campos helicoidais.

Determinados os decaimentos da densidade e da temperatura de elétrons, o coeficiente de difusão e o fator de transmissão de energia $\bar{\delta}_e$ podemos, a partir da relação (3.48),

$$1 + \frac{\lambda_n}{\lambda_e} = \frac{\bar{\delta}_e}{2 + \left[\frac{\chi_{1a}^e}{D_{1a}} \right] \left[\frac{\lambda_n}{\lambda_e} \right]},$$

fazer uma estimativa da difusividade térmica dos elétrons perpendicular do campo magnético. Na fig. 7.26 é mostrada a dependência de λ_e/λ_n com χ_{1a}^e/D_{1a} com $\bar{\delta}_e$ como parâmetro. Para o TBR-1: $\bar{\delta}_e \simeq 4,3$ e $\lambda_n/\lambda_e \simeq 0,6$, de onde se obtém $\chi_{1a}^e/D_{1a} \simeq 1,4$. A difusividade térmica para o TBR-1 será então:

$$\chi_{1a}^e \simeq 8,3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}.$$

Esse resultado está compatível com o obtido em outras máquinas onde em geral se obtém que $\chi_{1a} \gtrsim D_{1a}$ [Ca-87, Ha-83].

Na fig. 7.27 tem-se a variação temporal do coeficiente de difusão na borda no intervalo 2-4 ms; verifica-se um ligeiro aumento de D_{1a} com o tempo.

7.4. TEMPOS DE CONFINAMENTO GLOBAIS DE PARTÍCULAS E ENERGIA

Finalmente, a partir das discussões feitas no Capítulo 3 (item 3.4) vamos calcular os tempos de confinamento globais de partículas e energia para o TBR-1. O tempo de confinamento de partículas é dado por (3.54):

Fig. 7.26 – Dependência de λ_e/λ_n com $\tilde{x}_{1a}^e/D_{1a}$ tendo $\tilde{\delta}_e$ como parâmetro.

Fig. 7.27 – Coeficiente de difusão na borda do TBR-1 em função do tempo.

$$\tau_p = \frac{N}{\phi_{\parallel} + \phi_{\perp}} ,$$

onde o número total de partículas (N), o fluxo paralelo em direção aos limitadores ($\phi_{\parallel}$) e o fluxo perpendicular às paredes ($\phi_{\perp}$) são dados respectivamente pelas expressões (3.55), (3.57) e (3.58), reescritas a seguir:

$$N = \pi^2 R n_{eo} a^2 ;$$

$$\phi_{\parallel} = n_{ea} \pi \left[\frac{K T_{ia}}{m_i} \right]^{1/2} \lambda_n (a + \lambda_n) (1 - \exp(-(a - a_f)/\lambda_n)) ;$$

$$\phi_{\perp} = \frac{4\pi^2 R a_f n_{ea} D_{\perp}}{\lambda_n} \exp[(a - a_f)/\lambda_n] .$$

Para $t = 2 \text{ ms}$; $n_{eo} \simeq 4,5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$; $n_{ea} \simeq 2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$; $T_{ia} \simeq 21 \text{ eV}$; $\lambda_n \simeq 1,4 \times 10^{-2} \text{ m}$; $a_f = 0,105 \text{ m}$; temos então:

$$N_e \simeq 8,5 \times 10^{16} , \quad \phi_{\parallel} \simeq 3,1 \times 10^{19} \text{ s}^{-1} , \quad \phi_{\perp} \simeq 1,7 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$$

e

$$\tau_p \simeq 1,8 \text{ ms} .$$

A partir do perfil temporal da densidade média ao longo de um diâmetro (fig. 7.28) — obtido com um ajuste de uma curva nos pontos mostrados na fig. 7.17 —, foi obtida a dependência do tempo de confinamento de partículas (τ_p) com o inverso da densidade média, conforme é mostrado na fig. 7.29. Verifica-se que, nessa região de densidades, o tempo de confinamento de partículas cresce aproximadamente com o inverso da densidade média, fato também observado em outras máquinas [St-87a].

Para a estimativa do tempo de confinamento de energia, vamos retomar a expressão (3.63):

Fig. 7.28 — Densidade média ao longo de um diâmetro em função do tempo.

Fig. 7.29 — Dependência do tempo de confinamento de partículas com o inverso da densidade média.

$$\tau_{\epsilon} = \frac{\pi^2 R K a^2 n_{eo} (T_{eo} + \alpha T_{io})}{V_e I_p} .$$

Novamente a estimativa será feita para o instante $t \simeq 2$ ms; nesse ponto a densidade de pico obtida por interferometria de microondas é $n_{eo} \simeq 4,5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$; a temperatura de elétrons no centro, obtida pelo método dos absorvedores a partir de um sistema de detecção de raios-X moles [Va-87], é de $T_{eo} \simeq 200$ eV; para $t \simeq 2$ ms temos $V_e \simeq 3$ V e $I_p \simeq 9$ KA; não temos medidas da temperatura de íons no centro da coluna, mas seu valor pode ser estimado pela relação de Artsimovitch [Ar-70] modificada pelo grupo TFR [TF-80] e dada por:

$$T_{io} = 5 \times 10^{-2} \left[\bar{n}_e B_{\phi} I_p R^2 \right]^{1/3} A_i^{-1/2} \left[\frac{\bar{n}_e}{\bar{n}_i} \right]^{1/3} \quad [\text{MKS}] ,$$

relação que se baseia no transporte neoclássico e conduz a bons resultados para tokamaks com aquecimento ôhmico. Uma estimativa da densidade de íons será feita a partir do cálculo do parâmetro α da relação (3.66), onde foi admitida a existência de uma só impureza e ionização total do plasma:

$$\alpha = \frac{n_H}{n_e} = \frac{Z - Z_{ef}}{Z - 1} .$$

As impurezas mais abundantes em tokamaks [Or-77] são o Oxigênio [$Z=8$] e o Carbono [$Z=6$]; tomando $Z=7$ e $Z_{ef} \simeq 4$ temos:

$$\alpha = \frac{n_H}{n_e} \simeq 0,5 ,$$

ou seja, a densidade de íons do hidrogênio (protons) é cerca de metade da de elétrons. Nessas condições tem-se:

$$T_{io} \simeq 60 \text{ eV} ,$$

e o tempo global de confinamento de energia é então de:

$$\tau_{\epsilon} \simeq 120 \mu s .$$

Podemos agora comparar esse resultado com os previstos por três diferentes leis de escala [Gr-84, TF-80]:

a) Lei de escala de Alcator [Gr-84]

$$\tau_{\epsilon}^a = 6 \times 10^{-21} \bar{n}_e a^2 \quad [\text{MKS}] ;$$

b) Lei de escala do Alcator Modificada [TF-80]

$$\tau_{\epsilon}^b = 5 \times 10^{-21} \bar{n}_e q^{1/2} a^2 \quad [\text{MKS}] ;$$

c) Lei de escala proposta por Hugill e Sheffield [Hu-78]

$$\tau_{\epsilon}^c = 9,1 \times 10^{-14} \bar{n}_e^{0,61} a^{4,57} B_{\phi}^{0,88} \quad [\text{MKS}] .$$

A partir dos dados do TBR-1 temos:

$$\tau_{\epsilon}^a \simeq 120 \mu s , \quad \tau_{\epsilon}^b \simeq 180 \mu s \quad \text{e} \quad \tau_{\epsilon}^c \simeq 180 \mu s .$$

Verificamos que quanto a ordem de grandeza o resultado experimental está de acordo com os valores previstos pelas leis de escala, sendo que o previsto pela lei de escala de Alcator (a) é a que mais se aproxima do valor experimental.

Hugill [Hu-83] compara, para várias máquinas, valores de τ_p e τ_{ϵ} e verifica que para densidades baixas e médias tem-se $\tau_p > \tau_{\epsilon}$, situação que pode se inverter para altas densidades. O TBR-1 é um tokamak que opera com baixas densidades e o resultado $\tau_p/\tau_{\epsilon} \simeq 15$ parece satisfatório, devendo-se esperar que essa razão decresça com o aumento da densidade.

8. CONCLUSÕES E DESENVOLVIMENTO FUTURO

São agora expostas, resumidamente, as principais conclusões do presente trabalho, bem como indicadas algumas das possíveis linhas para seu prosseguimento.

O uso de uma sonda de Langmuir com varredura automática de tensão permitiu, em modo Tokamak, a obtenção de perfis temporais e radiais da temperatura de elétrons, da densidade e potencial de plasma; essas medidas foram realizadas na região da borda do plasma do TBR-1 [$6,5 \text{ cm} \leq r \leq 10 \text{ cm}$] num intervalo de cerca de 2 ms. Os resultados indicam que, nessa região, a temperatura de elétrons está entre 5 e 20 eV e tem variação radial exponencial com constante de decaimento (λ_e) de 2,6 cm; a densidade tem também uma dependência exponencial com o raio ($\lambda_n = 1,4 \text{ cm}$) e com o tempo ($\lambda_t \approx 2,3 \text{ ms}$) e seu valor está entre $5 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ e $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$; o potencial do plasma é positivo, tomando valores entre 4 e 25 V. O sistema de medida teve um desempenho bastante bom, e mesmo considerando-se as dificuldades ligadas ao elevado grau de flutuações existentes na região da borda do plasma, obteve-se uma resolução temporal melhor que 200 μs .

A sonda eletrostática sensível a íons, descrita no Capítulo 5, permitiu a determinação simultânea das temperaturas locais de íons e elétrons na região da borda do limitador do TBR-1. Os resultados obtidos indicam que a sonda apresentou boa discriminação de elétrons, e a capacidade de movimentação do coletor em relação à blindagem permite seu uso em plasmas com uma faixa maior de valores de campo magnético e de temperatura. A eletrônica a ela associada fornece uma tensão com forma triangular e com amplitude e velocidade de varredura ajustáveis. A corrente do coletor, detectada por meio de um transformador de corrente, permite medidas de correntes de até 20 μA ; essa sensibilidade foi obtida pelo uso de blindagens, de componentes de baixo ruído e da neutralização da capacitância do cabo. O diagnóstico se mostrou útil para a medida de parâmetros do plasma na região da borda do TBR-1 (principalmente a temperatura de íons), e mostrou que, nessa região, a temperatura de íons é cerca de duas vezes a temperatura de elétrons ($T_i/T_e \approx 2,2 \pm 0,6$). Um sistema com as potencialidades do que foi aqui apresentado, até onde sabemos, não foi utilizado em máquinas Tokamak.

Com o interferômetro de microondas implantado no TBR-1, cujo

dimensionamento e características são descritos no Capítulo 6, obteve-se perfis temporais da densidade de elétrons no centro da coluna de plasma do TBR-1. Nas condições desta experiência a densidade de elétrons sobe a $2,5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ na fase de pré-ionização e atinge, a seguir, um pico de $7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ no início da descarga tokamak, decrescendo continuamente até o fim do pulso. Verificou-se uma clara dependência da densidade de elétrons com a pressão de preenchimento. A eletrônica associada ao sistema — projetada e construída para este trabalho — mostrou bom desempenho, e possui flexibilidade suficiente para ser utilizada em vários tipos de Klystrons e Magnetrons de laboratório.

Com base em parâmetros do plasma medidos com as sondas eletrostáticas, verificou-se que as condições de validade do modelo não colisional discutido no item 3.3 são satisfeitas para a região da sombra do limitador do TBR-1. Verificou-se também que o tempo médio de permanência das partículas nessa região ($\tau_{||}$) é bem menor que o tempo de termalização elétrons-íons (τ_{ei}^t), revelando um claro desacoplamento térmico entre essas espécies. As medidas com a sonda de íons revelaram que, na passagem pela RSL, os elétrons são esfriados mais rapidamente que os íons.

A partir da determinação da razão entre as constantes de decaimento radiais da densidade e da temperatura de elétrons ($\lambda_n/\lambda_e \approx 0,6$), e do fator de transmissão de energia para os elétrons ($\delta_e \approx 4$), calculou-se o coeficiente de difusão perpendicular ao campo magnético na região da borda do limitador ($D_{\perp a} \approx 5,8 \text{ m}^2/\text{s}$) e da difusividade térmica perpendicular dos elétrons ($\chi_{\perp a}^e \approx 8,3 \text{ m}^2/\text{s}$). Esses resultados indicam, para o plasma da região da borda do TBR-1, valores próximos aos previstos pelo modelo de Bohm; esse comportamento é também verificado em várias outras máquinas.

As medidas obtidas na região central do plasma com o interferômetro de microondas em conjunto com as obtidas com as sondas, permitiram a determinação do tempo de confinamento global de partículas para o TBR-1 ($\tau_p \approx 1,8 \times 10^{-3} \text{ s}$). Verificou-se também que τ_p varia aproximadamente de forma linear com o inverso da densidade média.

Medidas de parâmetros da região central do plasma e da potência total absorvida permitiram uma estimativa do tempo de confinamento global de energia ($\tau_e \approx 1,2 \times 10^{-4} \text{ s}$); esse resultado se mostrou compatível com os previstos por várias leis de escala.

Com o presente trabalho foram implantados dois novos diagnósticos no TBR-1, além de contribuir para o aprimoramento do diagnóstico com sondas de Langmuir. Nele

foi também realizado um estudo experimental que permitiu um melhor conhecimento de alguns processos físicos que ocorrem no TBR-1. Durante sua execução procurou-se, sempre que possível, projetar e construir os equipamentos utilizados, diretriz que foi adotada desde o início da construção do TBR-1.

A seguir indicamos alguns dos possíveis trabalhos que poderiam dar continuidade ao que foi aqui desenvolvido:

a) Determinar a dependência do coeficiente de difusão e difusividade térmica dos elétrons com parâmetros da máquina como: densidade média, campo magnético, corrente de plasma, etc. Realizar um estudo sobre os vários erros envolvidos. No presente trabalho — assim como na maioria dos trabalhos experimentais sobre transporte em tokamaks — não foram feitos cálculos de erros. Isto se deve às dificuldades envolvidas em suas estimativas; além dos erros instrumentais temos os derivados dos modelos utilizados em cada diagnóstico, bem como os resultantes das hipóteses subjacentes aos modelos usados no cálculo dos coeficientes de transporte.

b) Realizar um estudo das várias teorias de transporte anômalo e comparar suas previsões com resultados experimentais obtidos no TBR-1;

c) Várias melhorias estão sendo feitas no TBR-1, principalmente no que diz respeito ao controle do campo vertical e ao aumento do banco de capacitores (lento) do sistema de aquecimento ôhmico; com essas modificações espera-se obter descargas com melhor reprodutibilidade e maior duração. Nessas condições poderão ser feitos estudos com injeção adicional de gás e verificar, por exemplo, o alargamento da RSL, devido ao aumento da taxa de ionização, previsto por alguns modelos [St-84b];

d) Realizar um estudo tendo em vista a obtenção de um modelo teórico para sonda sensível à íons onde seja prevista a dependência da corrente de coletor em função da tensão e onde possa ser verificada a influência, nessa dependência, das dimensões dos vários elementos da sonda. Um modelo desse tipo seria de muito valor no dimensionamento da sonda e na metodologia envolvida no seu uso;

e) No presente trabalho não foi possível a realização de medidas com a sonda de íons em regiões do plasma com densidade muito baixa. Com a modificação do transformador de corrente tendo em vista o aumento de sua sensibilidade seria possível a obtenção de perfis radiais da temperatura de íons.

f) Além das sondas aqui discutidas, existem muitas outras [Ma-86a], baseadas em diferentes princípios, e que poderiam ser construídas e empregadas no TBR-1. Nessas sondas são utilizados componentes na sua maioria disponíveis no mercado nacional e elas poderiam ser desenvolvidas com a infra-estrutura disponível em nossos laboratórios;

g) Os detectores de microondas deverão ser interligados ao sistema de aquisição de dados, e programas deverão ser desenvolvidos para que, a partir dos sinais dos detectores, possam ser obtidos, imediatamente após cada descarga, perfis temporais da densidade no centro da coluna de plasma do TBR-1;

h) Estudar a possibilidade de se associar lentes de microondas [Br-53] às antenas transmissora e receptora do interferômetro visando um aumento do ganho das antenas, possibilitando assim uma melhora da resolução espacial na determinação da densidade; para alcançar esse objetivo já foram utilizados com sucesso lentes metálicas [Uc-81].

9. REFERÊNCIAS

- [Al-86] – Alexander, K.F.; Günther, K.; Hintze, W.; Laux, M.; Pech, P.; Reiner, H.D. e Chankin, A.V., *Nuclear Fusion* **26**(12), 1575 (1986).
- [Al-87] – Alpha Industries, Inc., *Millimeter Wave Components and Subsystems*. Methuen, MA (1987).
- [Ar-70] – Artsimovich, L.A.; Glukhov, A.V. e Petrov, M.P., *JETP Letters* **11**, 304 (1970).
- [Ar-72] – Artsimovich, L.A., *Nuclear Fusion* **12**, 215 (1972).
- [Ba-78] – Bateman, G., *MHD Instabilities*, Cambridge, MA, MIT Press (1978).
- [Be-69] – Bevington, P.R., *Data Reduction and Error Analysis for Physical Sciences*, New York, N.Y., McGraw-Hill Book Company (1969).
- [Bh-81] – Bhadra, D.K., *IEEE Transactions on Plasma Science*, PS-9(3), 85 (1981).
- [Bi-86] – Bittencourt, J.A., *Fundamentals of Plasma Physics*, New York, N.Y., Pergamon Press (1986).
- [Bi-88] – Bickerton, R.J., *Physics Bulletin* **39**, 353 (1988).
- [Bo-49a] – Bohm, D., *Minimum Ionic Kinetic Energy for a Stable Sheath*, in Guthrie, A. e Wakerling, R.K. (Eds.), *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*, New York, N.Y., McGraw-Hill Book Company, Inc. (1949).
- [Bo-49b] – Bohm, D.; Burhop, E.H.S. e Massey, H.S.W., *The Use of Probes for Plasma Exploration in Strong Magnetic Fields*, in Guthrie, A. e Wakerling, R.K. (Eds.), *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*, New York, N.Y., McGraw-Hill Book Company, Inc. (1949).
- [Bo-81] – Bosco, E. del, *Formação do Plasma no TBR*, Tese de Mestrado, São Paulo, IFUSP (1981).
- [Bo-84] – Bora, D.; Jayakumar, R. e Vijayashankar, M.K., *Plasma Physics and Controlled Fusion* **26**(7), 853 (1984).
- [Br-53] – Brown, J., *Microwave Lenses*, New York, N.Y., Wiley (1953).
- [Br-65] – Braginskii, S.I., *Transport Processes in a Plasma*, in Leontovich, M.A. (Ed.), *Reviews of Plasma Physics*, Vol. I, New York, N.Y., Consultants Bureau (1965).
- [Br-71] – Brown, I.G.; Compher, A.B. e Kufel, W.B., *The Physics Fluids* **14**(7), 1377

(1971).

- [Bu-85] — Bugarya, V.I.; Gorshkov, A.V.; Grashin, S.A.; Ivanov, I.V.; Krupin, V.A.; Melnikov, A.V.; Razumova, K.A.; Sokolov, Yu.A.; Trukhin, V.M.; Chankin, A.V.; Yushmanov, P.N.; Krupnik, L.I. e Nedzel'skij, I.S., *Nuclear Fusion* **25**(12), 1707 (1985).
- [Ca-87] — Callen, J.D., *Physics Models Used to Describe Plasma Confinement and Heating*, JET Report JET-IR(87)07, JET Joint Undertaking, Abingdon, U.K. (1987).
- [Ch-65] — Chen, F.F., *Electric Probes*, in Hudleston, R.H. e Leonard, S.L.(eds.) *Plasma Diagnostic Techniques*, New York, N.Y., Academic Press (1965), pp.113-200.
- [Ch-72] — Chambers, R.G., *Plasma Physics* **14**, 747 (1972).
- [Ch-84] — Chen, F.F., *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2ª ed., New York, N.Y., Plenum Press (1984).
- [Co-66] — Collin, R.E., *Foundations for Microwave Engineering*, New York, N.Y., McGraw-Hill Book Company (1966).
- [Co-78] — Cohen, S.A., *Journal of Nuclear Materials*, **76/77**, 68 (1978).
- [Co-80] — Corti, S., *Lettere al Nuovo Cimento* **29**(1), 25 (1980).
- [Co-87] — Conde, M.E.; Galvão, R.M.O.; Nascimento, I.C.; Sanada, E.K.; Tuszel, A.G., *Revista Brasileira de Física* **17**(1), 109 (1987).
- [Cr-84a] — Chambrier, A. de; Collins, G.A.; Duperrex, P.A.; Heym, A.; Hofmann, F.; Hollestein, Ch.; Joye, B.; Keller, R.; Lietti, A.; Lister, J.B.; Marcus, F.B.; Moret, J.M.; Nowak, S.; Pochelon, A.; Simm, W. e Veprek, S., *Alfven Wave Heating on TCA*, in Knoepfel, H. e Sindoni, E. (Eds.), *Proceedings of the 4th International Symposium on Heating in Toroidal Plasmas*, Roma, March 21-28 (1984).
- [Cr-84b] — Chambrier, A., *Journal of Nuclear Materials*, **128/129**, 310 (1984).
- [Da-82] — Dallaqua, R.S., *Sondas de Langmuir em Regime Não Colisional*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP (1982).
- [Da-84] — Dallaqua, R.S.; Herscovitch, A.; Silva, R.P. da; Nascimento, I.C. e Galvão, R.M.O., *Il Nuovo Cimento* **83B**(1), 1 (1984).
- [Di-73] — Dimock, D.L.; Eubank, H.P.; Hinnov, E.; Johnson, L.C. e Meservey, E.B., *Nuclear Fusion* **13**, 271 (1973).
- [Em-80] — Emmert, G.A.; Wieland, R.M.; Mense, A.T. e Davidson, J.N., *Physics Fluids*,

23(4), 803 (1980).

[Er-86] — Erents, S.K.; Tagle, J.A.; McCracken, G.M.; Stangeby, P.C. e De Kock, L., *Nuclear Fusion* 26(12), 1591 (1986).

[Er-88] — Erents, S.K.; Tagle, J.A.; McCracken, G.M.; Stangeby, P.C. e De Kock, L.C.J.M., *Nuclear Fusion* 28(7), 1209 (1988).

[Fa-82] — Fagundes, A.N.; Nascimento, I.C.; Silva, R.P.; Dallaqua, R.S.; Sanada, E., *Limpeza por descarga no TBR*, in *Proceedings of Latin-American Workshop on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Cambuquira, MG (1982) pp. 324–332.

[Fa-87] — Fagundes, A.N.; Cruz Jr., D.F.; Galvão, R.M.O.; Elizondo, J.I.; Nascimento, I.C.; Sá, W.P.; Sanada, E.K.; Silva, R.P. da; Tuszel, A.G.; Vannucci, A. e Vuolo, J.H., *TBR-1 (Brazilian Tokamak) — Recent Results in Proceedings of the Energy Independence Conference: Fusion Energy and Plasma Physics*, Rio de Janeiro, Brazil, August 17–21, 1987.

[Fu-88] — Furth, H.P., *Journal of Fusion Energy*, 7(2/3), 99 (1988).

[Gr-84] — Gross, R.A., *Fusion Energy*, New York, N.Y., John Wiley & Sons (1984).

[Ha-83] — Harrison, M.F.A.; Harbour, P.J. e Hotston, E.S., *Nuclear Technology/Fusion* 3, 432 (1983).

[Ha-86] — Hallock, G.A.; Mathew, J.; Jennings, W.C. e Hickok, R.L., *Physical Review Letters* 56(12), 1248 (1986).

[He-65] — Heald, M.A. e Wharton, C.B., *Plasma Diagnostics with Microwaves*, New York, N.Y., John Wiley & Sons (1965).

[He-80] — Herscovitch, A.I.; Pipkins, J.F.; Jennings, W.C. e Hickok, R.L., *Physics Letters* 77A(4), 249 (1980).

[Hi-76] — Hilton, F.L. e Hazeltine, R.D., *Reviews of Modern Physics* 48(2), 239 (1976).

[Ho-75] — Holmes, J.C. e Szuszcwicz, E.P., *Review of Scientific Instruments* 46(5), 592 (1975).

[Ho-84] — Hofmann, F.; Hollenstein, Ch.; Joye, B.; Lietti, A.; Lister, J.B. e Pochelon, A., *Journal of Nuclear Materials*, 121, 22 (1984)

[Hu-78] — Hugill, J. e Sheffield, J., *Nuclear Fusion* 18(1), 15 (1978).

[Hu-83] — Hugill, J., *Nuclear Fusion* 23(3), 331 (1983).

- [Hu-87a] – Hutchinson, I.H., *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge, MA, Cambridge University Press (1987).
- [Hu-87b] – Hutchinson, I.H., *The Physics Fluids* **30**(12), 3777 (1987).
- [Is-84] – Isler, R.C., *Nuclear Fusion* **24**(12), 1599 (1984).
- [Ja-89] – Jarvis, O.N.; Adams, J.M.; Baht, B.; Conroy, S.; Cordey, J.G.; Elevant, T.; Morgen, P.D.; Sadler, G.; Watkins, N.; Van Belle, P., *Proceedings of the 16th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Venice, March 13–17 (1989).
- [JE-88] – JET Team, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **30**(11), 1375 (1988).
- [Ka-67] – Katsumata, I. e Okazaki, M., *Japan Journal of Applied Physics* **6**, 123 (1967).
- [Ka-68] – Katsumata, I., *Proceedings of the Conference on Plasma Diagnostics*, Culham Laboratory, Abingdon, 19–12 August (1968).
- [Ka-69] – Katsumata, I., in *Collected Papers of Riken Symposium on Probe Measurements in Gas Plasmas*, March 1969 (Institute of Physical and Chemical Research, Tokyo), pp.28–43.
- [Ka-70] – Katsumata, I.; Otsuka, M.; Ishie, K. e Ikee, R., in *Proceedings of the Fourth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, CNEN, Rome (1970), p.122.
- [Ke-82] – Keilhacker, M.; Lackner, K.; Behringer, K.; Murmann, H. e Niedermeyer, H., *Physica Scripta* T2/2, 443 (1982).
- [Kn-79] – Knoepfel, H., *Nuclear Fusion* **19**(6), 785 (1979).
- [Kr-50] – Kraus, J.D., *Antennas*, New York, N.Y., McGraw-Hill Book Company (1950).
- [Kr-73] – Krall, N.A. e Trivelpiece, A.W., *Principles of Plasma Physics*, New York, N.Y., McGraw-Hill Book Company (1973).
- [Ku-81] – Kutly, A., *Nuclear Instruments and Methods* **180**, 7 (1981).
- [La-66] – Laframboise, J.C., *Report no 100*, Institute for Aerospace Studies, University of Toronto (1966).
- [La-81] – Laing, E.W., *Transport Theory*, in Gill, R.D. (Ed.), *Plasma Physics and Nuclear Fusion Research*, New York, N.Y., Academic Press (1981).
- [La-86a] – Labombard, B., *Report PFC/RR-88-6*, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA (1986).

- [La-86b] — Labombard, B. e Lipschultz, B., *Review of Scientific Instruments* **57**(10), 2415 (1986).
- [La-87] — Labombard, B. e Lipschultz, B., *Nuclear Fusion* **27**(1), 81 (1987).
- [Le-61] — Tamm, I.E. e Sakharov, A.D., *Theory of Magnetic Thermonuclear Reactor* (1951), in Leontovich, M.A. (ed.), *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions*, Vol. I, Oxford, Pergamon Press (1961).
- [Le-SD] — Leybold Heraeus Vacuum Technology, its Foundations, Formulae and Tables, Federal Republic of Germany, Leybold-Heraeus (S/D).
- [Li-82] — Lister, J.B.; Means, R.W. e Oberson, P., *Review of Scientific Instruments* **53**(5), 600 (1982).
- [Li-84] — Lipschultz, B.; Labombard, B.; Marmar, E.S.; Pickrell, M.M.; Terry, J.L.; Watterson, R. e Wolfe, S.M., *Nuclear Fusion* **24**(8), 977 (1984).
- [Li-85] — Liewer, P.C., *Nuclear Fusion* **25**(5), 543 (1985).
- [Li-86] — Lipschultz, B.; Hutchinson, I.H.; Labombard, B. e Wan, A., *Journal of Vacuum Science Technology* **A4**(3), 1810 (1986).
- [Lu-77] — Luppi, R. e Piroso, A., Rapporto 77.16, Centro di Frascati (1977).
- [Lu-84] — Luhmann Jr., N.C. e Peebles, W.A., *Review of Scientific Instruments* **55**(3), 279 (1984).
- [Ma-78] — Marmar, E.S., *Journal of Nuclear Materials*, **76/77**, 59 (1978).
- [Ma-84] — Matthews, G.F., *Journal Physics D, Applied Physics* **17**, 2243 (1984).
- [Ma-85] — Manos, D.M., *Journal of Vacuum Science Technology* **A3**(3), 1059 (1985).
- [Ma-86a] — Manos, D.M. e McCracken, G.M., *Probes for Plasma Edge Diagnostics in Magnetic Confinement Fusion Devices*, in Post, D.E., Behrisch (eds.), *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, New York, N.Y., Plenum Press (1986).
- [Ma-86b] — Manos, D.M.; Budny, R.V.; Kilpatrick, S.; Stangeby, P.C. e Zweben, S., *Review of Scientific Instruments* **57**(8), 2107 (1986).
- [Ma-87] — Matthews, G.F.; Stangeby, P.C. e Sewell, P., *Journal of Nuclear Materials* **145/147**, 220 (1987).
- [Mc-79] — McCracken, G.M. e Stott, P.E., *Nuclear Fusion* **19**(7), 889 (1979).
- [Mc-84] — McCracken, G.M.; Erents, S.K.; Goodall, D.H.J.; Matthews, G.F.; Partridge, J.W.; Fielding, S.F.; Powell, B.A., *Journal of Nuclear Materials* **128/129**, 150 (1984).

- [Mc-85] — McCracken, G.M. e Stangeby, P.C., *Plasma Physics and Controlled Fusion* 27(12A), 1411 (1985).
- [Me-85] — Mestanza, U.G. e Barros, C.P., *Ciência e Cultura* 37(6), 992 (1985).
- [Mi-80] — Milnes, K.A.; Ehlers, K.W.; Leung, K.N.; Owren, H.M.; William, M.D., *IEEE Transactions on Plasma Science* PS-8(2), 124 (1980).
- [My-80] — Miyamoto, K., *Plasma Physics for Nuclear Fusion*, Cambridge, MA, MIT Press (1980).
- [Mi-87] — Mioduszewski, P.K.; Edmonds, P.H.; Emerson, L.C. e Simpkins, J.E., *Journal of Nuclear Materials* 145/147, 210 (1987).
- [Mo-67] — Morrison, R., *Grounding and Shielding Techniques*, New York, N.Y., John Wiley & Sons (1967).
- [Mo-71] — Motley, R.W. e Kawabe, A.T., *The Physics Fluids* 14, 1019 (1971).
- [Na-75] — National Semiconductor Corporation, *Voltage Regulator Handbook*, Santa Clara, California, National Semiconductor Corporation (1975).
- [Na-77] — Nascimento, I.C.; Galvão, R.M.O.; Fagundes, A.N.; Vuolo, J.H. e Prates, R.M.P., *Projeto TBR, Relatório interno LFP-1*, IFUSP, São Paulo, (1977).
- [Na-81] — Nascimento, I.C.; Fagundes, A.N.; Silva, R.P. da; Galvão, R.M.O.; Bosco, E. del; Vuolo, J.H.; Sanada, E.K. e Dallaqua, R.S., in *Proceedings of the Spring College on Fusion Energy*, Trieste, Italy, 26 May-19 June (1981), pp. 45-50.
- [Nu-86] — "World Survey of Activities in Controlled Fusion Research", *Nuclear Fusion*, Special Supplement (1986).
- [Od-78] — Odajima, K.; Kimura, H.; Maeda, H. e Ohasa, K., *Japan Journal of Applied Physics* 17(7), 1281 (1978).
- [Og-81] — Ogden, J.M.; Singer, C.E.; Post, D.E.; Jensen, R.V. e Seidl, F.G.P., *IEEE Transactions on Plasma Science*, PS-9(4), 274 (1981).
- [Or-77] — Oren, L. e Taylor, R.J., *Nuclear Fusion* 17(6), 1143 (1977).
- [Or-88] — Ordinskij, D.V. e Magyar, G., *Nuclear Fusion* 28(4), 611 (1988).
- [Pe-85] — Pericoli-Ridolfini, V., *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 27(4), 493 (1985).
- [Pe-87] — Pease, R.S., *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 29(10A), 1171 (1987).
- [Pr-84] — Proudfoot, G.; Harbour, P.J.; Allen, J. e Lewis, J., *Journal of Nuclear Materials* 128/129, 180 (1984).

- [Ra-65] – Ramo, S.; Whinnery, J.R. e Duzer, T.V., *Fields and Waves in Communication Electronics*, New York, N.Y., John Wiley & Sons (1965).
- [Ri-85] – Ritz, Ch.P.; Rhodes, T.; Bengtson, R.D.; Powers, E.J. e Wootton, A., *Bulletin of the American Physical Society* **30**(9), 1567 (1985).
- [Ri-89] – Ribeiro, *Ação de Campos Helicoidais Ressonantes no Potencial do Plasma do Tokamak TBR-1*, Tese de Mestrado, IFUSP, a ser apresentada no segundo semestre de 1989.
- [Ro-61] – Rose, D.J. e Clark Jr., M., *Plasmas and Controlled Fusion*, New York, N.Y., MIT Press e John Wiley & Sons (1961).
- [Ro-69] – Robson, P.N., *Overmoded Rectangular Waveguides*, in Benson, F.A. (Ed.), *Millimetre and Submillimetre Waves*, London, Iliffe Books Ltd. (1969), p. 255–265.
- [Ro-87] – Rowan, W.L.; Klepper, C.C.; Ritz, Ch.P.; Bengtson, R.D.; Gentle, K.W.; Phillips, P.E.; Rhodes, T.I.; Richards, B.; Wootton, A.J., *Global Particle Confinement in the Texas Experimental Tokamak*, Report 282, Fusion Research Center, University of Texas, Austin, Texas (1987).
- [Ru-61] – Rudilosso, C., *Componenti a Microonde*, Roma, Edizioni Scientifiche Siderea (1961).
- [Sa-70] – Sanmartin, J., *The Physics Fluids* **13**, 103 (1970).
- [Sa-87] – Sá, W.P. de, *Medida de Turbulência na Periferia do TBR-1*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP (1987).
- [Sa-88] – Sá, W.P. de; Cruz Jr., D.F. da; Galvão, R.M.O.; Silva, R.P. da, *Ciencia e Cultura*, **40**(7), Supl., 386 (1988).
- [Sb-82] – Staib, P., *Journal of Nuclear Materials*, **111/112**, 109 (1982).
- [Sc-78] – Scaturro, L.S. e Kusse, B., *Nuclear Fusion* **18**(12), 1717 (1978).
- [Sc-84] – Stacey Jr., W.M., *Fusion: An Introduction to the Physics and Technology of Magnetic Confinement Fusion*, New York, N.Y., John Wiley & Sons (1984).
- [Sh-61] – Shmoys, J., *Journal of Applied Physics* **32**(4), 689 (1961).
- [Si-78] – Simpson, S.W.; Nascimento, I.C.; Galvão, R.M.O.; Silva, R.P. da; Drozak, R.M.P.; Fagundes, A.N. e Vuolo, J.H., *Publicação IFUSP/P-155, LFP-2*, São Paulo, IFUSP (1978).
- [Si-80] – Silva, R.P. da, *Sistema Eletrônico do TBR*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, EPUSP (1980).

- [Si-86] – Silva, R.P. da; Nascimento, I.C.; Cruz Jr., D.F. da; Hershcovitch, A., *Review of Scientific Instruments* **57**(9), 2205 (1986).
- [Si-87] – Silva, R.P. da, *Ciencia e Cultura* **39**, 7 (Supl.), 301 (1987).
- [Si-88a] – Silva, R.P. e Nascimento, I.C., *Microwave Interferometry in the TBR-1 Tokamak*, in *Proceedings of the III Latin-American Workshop in Plasma Physics*, Santiago, Chile, July 18–19, pp. 23–24 (1988).
- [Si-88b] – Silva, R.P. da e Nascimento, I.C., *Interferometria de Microondas no Tokamak TBR-1*, Publicação IFUSP/P-728, São Paulo, IFUSP (1988).
- [Si-89] – Silva, R.P. da; Dallaqua, R.S. e Nascimento, I.C., *Medidas com sondas de Langmuir na borda do plasma do tokamak TBR-1*, Publicação IFUSP/P-771, São Paulo, IFUSP (1989).
- [Sm-26] – Smith, H.M. e Langmuir, I., *Physical Review* **28**, 727 (1926).
- [Sm-87] – Samm, U.; Bay, H.L.; Bogen, P.; Hartwig, H.; Hintz, E.; Hothker, K.; Lie, Y.T.; Pospieszczyk, A.; Ross, G.G.; Rusbüldt, D. e Schweer, B., *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **29**(10A), 1321 (1987).
- [So-66] – Sonin, A.A., *AIAA Journal* **4**(9), 1588 (1966).
- [Sp-62] – Spitzer Jr., L., *Physics of Fully Ionized Gases*, New York, N.Y., Interscience Publishers (1962).
- [Sr-81] – Stringer, T.E., *Anomalous Transport Theory*, in Gill, R.D. (Ed.), *Plasma Physics and Nuclear Fusion Research*, New York, N.Y., Academic Press (1981).
- [St-82] – Stangeby, P.C., *Journal of Physics D: Applied Physics* **15**, 1007 (1982).
- [St-83] – Stangeby, P.C.; McCracken, G.M.; Erements, S.K.; Vince, J.E. e Wilden, R. *Journal of Vacuum Science Technology*, **A1**(2), 1302 (1983).
- [St-84a] – Stangeby, P.C., *The Physics Fluids* **27**(3), 682 (1984).
- [St-84b] – Stangeby, P.C., *Journal of Nuclear Materials* **121**, 55 (1984).
- [St-84c] – Stangeby, P.C., *Journal of Nuclear Materials* **121**, 36 (1984).
- [St-85] – Stangeby, P.C., *The Physics Fluids* **28**(2), 644 (1985).
- [St-86] – Stangeby, P.C., *The Plasma Sheath*, in Post, D.E. e Behrishi, R. (Eds.), *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, New York, N.Y., Plenum Press (1986).
- [St-87a] – Stangeby, P.C., *Journal of Nuclear Materials*, **145/147**, 105 (1987).

- [St-87b] – Stangeby, P.C.; Tagle, J.A.; Erents, S.K. e Lowry, C., *Measurements of the Cross-Field Diffusion Coefficient $D_{\perp}$ in the Edge Plasma of JET*, Report JET-P(87)57, JET Joint Undertaking, Abingdon, UK (1987).
- [Sx-65] – Stix, T.H., *Physics Review Letters* **15**, 878 (1965).
- [Sz-82] – Stenzel, R.L.; Williams, R.; Agüero, R.; Kitazaki, K.; Ling, A.; McDonald, T.; Spitzer, J., *Review of Scientific Instruments* **52**, 1027 (1982).
- [Ta-78] – Taylor, R.J., *Journal of Nuclear Materials* **76/77**, 41 (1978).
- [Ta-87] – Tagle, J.A.; Stangeby, P.C. e Erents, S.K., *Plasma Physics and Controlled Fusion* **29**(3), 297 (1987).
- [Te-83] – Texas Instruments, *The Power Semiconductor Data Book*, Texas Instruments, Great Britain (1983).
- [TF-78] – Equipe TFR, *Nuclear Fusion* **18**(5), 647 (1978).
- [TF-80] – Equipe TFR, *Nuclear Fusion* **20**(10), 1227 (1980).
- [To-71] – Tobey, G.E.; Grame, J.G. e Huelsman, L.P. (Eds.), *Operational Amplifiers: Design and Applications*, Tokyo, McGraw-Hill Book Company (1971).
- [Uo-81] – Uckan, T., *Review of Scientific Instruments* **52**(1), 21 (1981).
- [Ue-79] – Uehara, K.; Gornay, Y.; Yamamoto, T.; Suzuki, N.; Maeno, M.; Hirayama, T.; Shimada, M.; Konoshima, S. e Fujisawa, N., *Plasma Physics* **21**, 89 (1979).
- [Ue-85] – Ueta, A.Y., *Campo Vertical de Equilíbrio no Tokamak TBR*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP (1985).
- [Va-87] – Vannucci, A., *Instabilidades de Disruptura no TBR-1*, Tese de Doutorado, São Paulo, IFUSP (1987).
- [Vu-83] – Vuolo, J.H., *Birrefringência Linear e Atividade Ótica na Propagação de Radiação Infravermelha Distante num Tokamak*, Tese de Doutorado, São Paulo, IFUSP (1983).
- [Wa-84] – Wagner, F.; Keilhacker, M.; ASDEX Team e NI Team, *Journal of Nuclear Materials* **121**, 103 (1984).
- [Zw-83a] – Zweben, S.J. e Taylor, R.J., *Nuclear Fusion* **23**(4), 513 (1983).
- [Zw-83b] – Zweben, S.J. e Gould, R.W., *Nuclear Fusion* **23**, 1625 (1983).

APÊNDICE A — A KLYSTRON DE REFLETOR

I. INTRODUÇÃO

Os interferômetros de microondas utilizados em tokamaks de pequeno e médio portes para a medida da densidade de elétrons empregam, em geral, como gerador, uma Klystron de refletor.

Na fig. A-1 mostra-se a estrutura de uma Klystron de refletor com seus eletrodos, bem como a variação da tensão ao longo do eixo. A parte principal da Klystron é uma cavidade ressonante, que, para a klystron utilizada no interferômetro do TBR-1, está sintonizada em 65 GHz e funciona como anodo. Nos pontos onde o eixo intercepta a cavidade tem-se dois orifícios por onde passa um fluxo de elétrons originado no catodo, que é polarizado negativamente e aquecido por um filamento incandescente. Os elétrons assim emitidos são acelerados entre o catodo e o ressonador e depois de atravessarem o ressonador entram na região do refletor que é colocado a uma tensão negativa em relação ao catodo; o feixe é assim refletido de volta ao ressonador.

Para se entender o princípio de funcionamento de uma Klystron de refletor deve-se supor que já existam oscilações na cavidade, que criam um campo oscilante na região por onde passa o feixe de elétrons. Entre o ressonador e o refletor tem-se um campo elétrico constante, cuja intensidade é determinada pela tensão do refletor. O movimento dos elétrons nessa região é análogo ao movimento de um corpo no campo gravitacional da Terra. Na fig. A-2 tem-se curvas das distâncias dos elétrons em relação ao ressonador em função do tempo para elétrons emitidos em vários pontos de um ciclo de oscilação. Os elétrons emitidos no ponto A, quando o campo é nulo, seguem uma curva que volta a encontrar o eixo dos tempos no ponto B. Os elétrons que passam pelo ressonador no semiciclo anterior a A são acelerados e têm um tempo de percurso maior. Os elétrons que atravessam o ressonador durante o semiciclo posterior a A são retardados e têm, portanto, um tempo de percurso menor. O resultado dessa modulação na velocidade é o de fazer com que os elétrons voltem agrupados (em torno do ponto B) ao ressonador. Se a tensão do refletor é ajustada de forma que esses feixes atinjam o ressonador durante um semiciclo positivo das oscilações, então há uma

Fig. A.1 – a) Estrutura de uma Klystron de refletor. **b)** Variação da tensão ao longo do eixo da Klystron.

Fig. A.2 – Posição dos elétrons em função do tempo na região do refletor, para elétrons que passam pelo ressonador em vários pontos de um ciclo de oscilação.

Fig. A.3 – Potência de saída e frequência de oscilação em função da tensão do refletor.

transferência de energia do feixe para o campo oscilante na cavidade. Da fig. A-2 verifica-se que a condição ótima para oscilação ocorre quando o tempo de percurso dos elétrons na região ressonador-refletor é tal que seja igual a $N = n + \frac{3}{4}$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) ciclos de oscilação da cavidade. Na fig. (A-2) tem-se $N = 1,75$ ($n=1$). Na fig. (A-3) tem-se a potência de saída da Klystron e a variação da frequência ($f-f_0$) em função da tensão do refletor para uma dada tensão do ressonador. A figura mostra os modos $n = 0, 1, 2$ e 3 onde se nota os pontos de máxima potência (A, B, C e D). Se a tensão do refletor é ajustada num ponto ligeiramente abaixo do ótimo tem-se um tempo de percurso dos elétrons menor e, portanto, uma frequência maior. Para uma tensão acima do ponto ótimo tem-se na saída uma frequência menor que f_0 . Verifica-se, portanto, que uma variação da tensão do refletor em torno dos valores de potência máxima pode ser utilizada para ajustar a frequência da Klystron ou para modulação em frequência como é feito por exemplo no "sistema Zebra" de interferometria.

II. A KLYSTRON UTILIZADA NO TBR-1

No interferômetro acoplado ao TBR-1 utilizou-se uma Klystron de refletor modelo VRE2101A18 (Varian Associates of Canada Ltd.); sua frequência nominal é de 65 GHz ($\lambda_0 = 4,6$ mm) e a potência máxima é de 1 watt. A seguir, discute-se alguns pontos relativos às características elétricas, mecânicas e térmicas, bem como cuidados de operação relativos à Klystron utilizada.

a) Características Elétricas

A Klystron é alimentada por três fontes: ressonador, refletor e filamento, conforme mostrou-se na fig. 6.10. Para a Klystron utilizada as tensões dos três eletrodos devem estar restritas às seguintes faixas:

Ressonador — 0 a +2.550 V ;

Refletor — -20 a -1.250 V_{DC} ;

Filamento — 6,1 a 6,5 V_{DC/AC} .

As tensões do Ressonador e do Refletor estão referidos ao catodo, entretanto, em nosso caso (como é feito usualmente) o ressonador é aterrado.

Como a Klystron utilizada é um componente delicado e caro, uma série de precauções devem ser tomadas em sua utilização. Tem-se, a seguir, alguns pontos que devem ser considerados:

1. Filamento

1. A tensão nominal do filamento é de 6,3 V e a corrente de 0,76 A.
2. O filamento, bem como todo o circuito a ele associado deve estar isolado do terra de pelo menos 3 kV.
3. Uma das linhas do filamento deve estar ligada ao catodo por um circuito RC paralelo: $1k\Omega$ (2W) + $1\mu F$ (50V).

2. Refletor

1. A tensão de refletor deve estar a pelo menos 20 volts negativos em relação ao catodo e nunca deve ser positiva. Tensões positivas podem danificar a Klystron.
2. Quando o modulador é utilizado deve-se verificar se a tensão deste mais a tensão da fonte do refletor não deixa o refletor com uma tensão positiva. É aconselhável o uso de um diodo entre refletor e catodo de forma a impedir tensões positivas no refletor.
3. A isolação do refletor deve ser igual ao valor máximo da tensão do refletor somada ao do ressonador.
4. O circuito do refletor tem em geral uma alta impedância e, portanto, é aconselhável que seja blindado.

3. Ressonador

1. A tensão do ressonador deve ser aplicada somente depois da aplicação da tensão do refletor, bem como depois que o filamento tenha atingido a temperatura de operação. O tempo de aquecimento é de cerca de 2 minutos.
2. Deve-se ligar um resistor de $1K\Omega$ (2W) entre o terminal negativo da fonte do ressonador e o catodo.
3. Para a maioria das aplicações não há necessidade de utilizar-se a tensão máxima do ressonador; uma tensão da ordem de 1200 V é em geral suficiente.

b) Montagem Mecânica, Refrigeração, Sintonia Mecânica e Cuidados a Serem Tomados

A montagem da Klystron deve ser feita de forma a se evitar tensões mecânicas.

O tubo deve ser também refrigerado de forma que a temperatura não ultrapasse 120°C. Inicialmente a refrigeração está sendo feita a ar, entretanto, será utilizado um radiador (Alpha modelo E956E) onde o tubo fica imerso em um banho de óleo (deve-se empregar óleo de motor não detergente). Esta última forma de refrigeração tem a vantagem de oferecer: uma maior estabilidade em temperatura (e consequentemente em frequência); uma maior proteção mecânica, e de prolongar a vida da Klystron. Um sensor de temperatura foi colocado junto ao tubo e acoplado ao sistema eletrônico de alimentação, de forma a que quando a temperatura de 90°C é ultrapassada a fonte do ressonador é desligada.

Além da sintonia eletrônica feita pela tensão do refletor, a frequência da Klystron pode ser ajustada mecanicamente por meio de um parafuso existente no corpo da válvula. É aconselhável que se use o mínimo possível este ajuste, uma vez que a vida útil do diafragma (que modifica as dimensões da cavidade ressonante) é de cerca de 1000 ciclos. Na fig. (A-4) tem-se detalhes da montagem mecânica da Klystron.

A Klystron é sensível a campos magnéticos, portanto, é indicado o uso de blindagem magnética. Ondas refletidas podem danificar o tubo que deve operar com cargas com uma razão de onda estacionária menor que 1,1:1. O uso de um isolador é, portanto, aconselhável.

Com relação à segurança do operador dois cuidados importantes devem ser tomados:

I. A Klystron é alimentada com tensões que podem ser fatais e, portanto, são importantes os cuidados com isolamento.

II. Densidades de radiação maiores que 10 mW/cm² são danosas ao corpo humano [Proc. IRE, 49(2), 427-477 (1961)]. A potência de saída da Klystron utilizada no TBR-1 é pequena; entretanto, na saída do tubo tem-se densidades de radiação maiores que o máximo permissível.

Fig. (A-4) - Esquema da montagem mecânica da Klystron empregada no interferômetro do TBR-1.

APÊNDICE B — SISTEMA ELETRÔNICO ASSOCIADO AO INTERFERÔMETRO DE MICROONDAS

Será aqui apresentado todo o circuito eletrônico associado ao interferômetro de microondas em operação junto ao TBR-1. A apresentação será feita de forma resumida, e não serão abordados detalhes de projeto, os quais serão discutidos em publicação separada.

Na fig. B.1 mostra-se um diagrama de blocos de todo o sistema. Tem-se três fontes de alimentação: ressonador (200 a 3500 V, 100 mA), refletor (0 a 1 kV) e filamento (6,3 V, 4 A). Um modulador permite somar à tensão do refletor uma dentre três diferentes formas de onda: dente de serra (100 Hz a 100 KHz), quadrada (100 Hz a 100 KHz) e senoidal (60 Hz); a amplitude desses sinais pode ser ajustada entre 0 e 200 V. A interligação desse sistema com a Klystron é feita através de um conector de alta tensão conforme mostra a figura.

A fonte do ressonador é a parte mais complexa do sistema e seu diagrama de blocos é mostrado na fig. B.2.

A tensão da rede é aplicada ao primário do transformador de potência através de um filtro de rede (1) destinado a bloquear ruídos de alta frequência existentes na rede elétrica. Na saída do transformador tem-se uma ponte retificadora controlada (3) que é ligada a um filtro LC (4). O relé de tempo (5) faz com que a tensão de saída do filtro seja aplicada ao estágio seguinte, e consequentemente ao ressonador, cerca de 2 minutos após a ligação da fonte; com esse procedimento, a alta tensão é aplicada entre o catodo e o ressonador somente depois que o filamento esteja suficientemente aquecido. O elemento regulador (6) é constituído por um conjunto de transistores de potência ligados em paralelo, e são responsáveis pela absorção das ondulações existentes na tensão filtrada, bem como de variações da tensão da rede. A potência dissipada nesses transistores deve ser mantida dentro dos limites permissíveis, o que é feito pelo controle da tensão coletor-emissor, que é mantida em cerca de 2 V através de um elo de realimentação que amostra a tensão coletor emissor e controla o ângulo de condução dos retificadores; esse elo é composto por um amplificador diferencial e um oscilador baseado em um transistor unijunção.

Um filtro LC (7) interliga o bloco regulador (6) ao conversor DC/AC (8) onde um comutador de alta frequência transforma a tensão contínua em alta tensão alternada que a seguir é retificada (9) e filtrada (10). A tensão de saída da fonte e que é aplicada entre catodo

e ressonador da Klystron é amostrada (11) e aplicada a um comparador (12) simultaneamente com uma tensão de referência ajustável (13). A saída do comparador é ligada às bases dos transistores reguladores.

A fonte é ainda dotada de proteção contra sobretensão, sobrecorrente e sobreaquecimento. A tensão e corrente do ressonador, bem como a temperatura da Klystron podem ser digitalmente visualizadas no painel frontal.

A seguir são mostrados os circuitos da fonte do ressonador correspondentes ao diagrama de blocos da fig. B.2.

Na fig. B.3 tem-se o filtro de rede, os transformadores, a ponte retificadora com diodos controlados, o filtro e o relé de tempo. São vistos também nesta figura uma série de "interlocks" que permitem desconectar a saída do filtro da entrada do regulador caso alguma condição não permitida seja atingida; esse desligamento da fonte é acompanhado do acionamento de indicadores luminosos. O transformador da fonte do ressonador possui 2 enrolamentos no secundário, fornecendo 25 ou 75 VCA e que são selecionados pelo circuito da fig. B.4; para tensões de saída de até ~ 600 V o enrolamento de 25 V é utilizado, e acima de 600 V utiliza-se o enrolamento de 75 V. Esse procedimento é feito para se manter o rendimento da fonte dentro dos padrões requeridos.

A saída do filtro é aplicado na entrada do circuito regulador que é mostrado na fig. B.5; este circuito é composto de 3 transistores tipo Darlington associados a um conjunto de componentes destinados a manter esses transistores dentro da área de operação segura. As bases dos transistores, ligados em comum, são comandadas pelo circuito comparador cujo elemento principal é um amplificador operacional que compara a tensão de saída da fonte com uma tensão de referência ajustável. A saída do regulador é aplicada ao filtro LC mostrado na fig. B.6.

Na fig. B.7 tem-se o circuito que controla o ângulo de condução dos retificadores de potência; esse ângulo é determinado pela tensão de saída da frente e pela tensão coletor-emissor dos transistores do bloco regulador que deve ser mantida em torno de 2 V. A tensão coletor-emissor é amostrada e utilizada para comandar um oscilador baseado num transistor unijunção (UJT), que gera os polos necessários ao disparo dos retificadores. Esse oscilador é sincronizado com a frequência da rede e é bloqueado se a tensão nos capacitores de filtro separa o valor máximo permissível (~ 37 V).

A saída do filtro (fig. B.6) é aplicada no centro (ponto C) dos transformadores de alta tensão do conversor DC/AC, conforme pode ser visto na fig. B.8. Tem-se dois transformadores com primários (baixa tensão) ligados em paralelo e secundários (alta tensão) conectados em série. Os pontos A e B do primário são alternadamente ligados ao terra por meio de um circuito comutador, mostrado na fig. B.9. Os terminais do secundário do transformador são conectados a uma ponte retificadora de alta tensão seguida de um filtro LC. Parte da corrente de saída da fonte passa pela bobina de um relé que desliga a fonte caso a condição de sobrecorrente seja atingida; quatro pontos de desligamento podem ser escolhidos: 25 mA, 50 mA, 75 mA e 100 mA. Quando o ponto de corrente máxima é atingido a fonte é desligada e um indicador luminoso é acionado.

A fonte do ressonador é dotada de um protetor de sobretensão que limita a tensão máxima dessa fonte. Se a tensão ultrapassa o ponto escolhido a fonte é desligada e um indicador luminoso de sobretensão é acionado. Por meio de uma chave acessível no painel frontal pode-se escolher um dos 8 pontos disponíveis (de 500 V a 4 kV). Na fig. B.10 tem-se o circuito do protetor contra sobretensão.

A temperatura máxima de operação da Klystron utilizada no interferômetro é, segundo especificações do fabricante, de 120°C; temperaturas acima desse valor podem danificar o tubo. Na fig. B.11 é mostrado o circuito de proteção contra sobreaquecimento; o sensor de temperatura é um transistor que é termicamente acoplado ao corpo da Klystron. A tensão de saída do amplificador operacional é proporcional à temperatura. A sensibilidade do circuito é de 10°C/V, e os pontos de 0 a 10 V correspondem respectivamente a 0°C e 100°C. A temperatura pode ser visualizada no painel frontal do sistema através de um mostrador digital. Em caso de sobreaquecimento da Klystron a fonte do ressonador é desligada e um indicador luminoso é acionado. O ponto de desligamento foi ajustado em 90°C mas em condições normais de operação — com ventilação à ar — a temperatura da Klystron fica em torno de 50°C dependendo das condições do ambiente.

Na fig. B.12 tem-se o circuito mostrando a interligação dos sensores de tensão e corrente da fonte do ressonador e do termômetro, com os medidores digitais de painel (DPM).

A fonte do refletor é mostrada na fig. B.13; sua tensão pode ser ajustada de 0 a 1000 V por meio de um potenciômetro.

Na fig. B.14 tem-se a fonte do filamento ajustado para 6,3 VDC com corrente

máxima limitada em 4 A.

A fig. B.15 mostra o circuito do modulador que pode fornecer sinais de até 200 V de amplitude e três tipos de forma de onda: dente de serra (100 Hz a 100 KHz), quadrada (100 Hz a 100 KHz) e senoidal (60 Hz). A base do circuito é um gerador de corrente constante que carrega um capacitor, que ao atingir um determinado nível de tensão é rapidamente descarregado. A tensão no capacitor varia linearmente com o tempo, e a velocidade dessa tensão pode ser ajustada pelo valor do capacitor ou da corrente de carga. O ponto de descarga do capacitor é controlado por um comparador que comanda o transistor de descarga.

Na fig. B.16 é vista uma fonte para a alimentação dos diversos circuitos do sistema.

Finalmente, tem-se na fig. B.17 o circuito que acopla o detector de microondas ao sistema de aquisição de dados ou osciloscópio. O circuito tem duas etapas de amplificação. Na entrada tem-se um amplificador diferencial que permite o uso simultâneo de dois detectores. O ganho pode ser ajustado em 6 diferentes níveis (10; 5; 2; 1; 0,5; 0,2). Tem-se também um filtro passa-baixas para eliminação de ruídos de alta frequência, onde 6 diferentes frequências de corte podem ser escolhidas (1 MHz, 100 KHz, 10 KHz, 1 KHz, 100 Hz, 10 Hz). A saída é compatível com entrada do digitalizador Le Croy 2264.

Como pode ser visto pelos resultados apresentados no Capítulo 7 o sistema teve desempenho satisfatório e permitiu a determinação da evolução temporal da densidade de elétrons na região central da coluna de plasma do TBR-1.

Fig. B.5 — Fonte do Ressonador: circuito do regulador.

Fig. B.6 – Fonte do Ressonador: filtro.

Fig. B.7 – Fonte do Ressonador: circuito controlador de disparo dos retificadores de potência.

Fig. B.8 – Fonte do Ressonador: transformador de alta tensão, retificadores e filtro.

Fig. B.9 – Fonte do Ressonador: circuito comutador.

Fig. B.10 – Fonte do Ressonador: circuito de proteção contra sobretensões.

Fig. B.11 – Circuito do termômetro.

Fig. B.12 – Fonte do Ressonador: interligação dos medidores digitais de painel.

Fig. B.15 — Circuito do modulador.