10/06/94

INSTITUTO DE FÍSICA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INTERAÇÃO DA ONDA HÍBRIDA INFERIOR COM OS ÍONS RÁPIDOS NO TOKAMAK JET

MARIA CÉLIA RAMOS DE ANDRADE

ORIENTADOR: Dr. Iberê Luiz Caldas (IFUSP)
CO-ORIENTADOR: Dr. Marco Brusati (JET)

Iberê Luiz Caldas

BANCA EXAMINADORA

Dr. Iberê Luiz Caldas (IFUSP)
Dr. Luiz Fernando Ziebell (UFRGS)
Dr. Paulo Hiroshi Sakanaka (UNICAMP)
Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão (IFUSP)
Dr. Ruy Pepe da Silva (IFUSP)

SBI-IFUSP

305M810T2188

*Tese de doutorado apresentada no
Instituto de Física da
Universidade de São Paulo*

*Prof. Armando Antônio Ferraz
Vice-Presidente, em exercício*

530.44

A553m

D

e.1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Andrade, Maria Célia Ramos de
Interação da onda híbrida inferior com os íons rápidos
no Tokamak JET. São Paulo, 1994.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Institu-
to de Física. Departamento de Física Aplicada.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. Iberê Luiz Caldas

Unitermos: 1. Uso de ondas de rádio frequência para
geração de corrente em Tokamaks; 2. Aquecimento em
Tokamaks; 3. Interação de íons altamente energéticos
com a onda híbrida inferior.

USP/IF/SBI - 09/94

***Tese desenvolvida no laboratório
JET - Joint Undertaking sob orientação do
Dr. Marco Brusati***

Este trabalho foi parcialmente financiado pelo programa de pesquisa com estágio no exterior do CNPq, por auxílio concedido pela comunidade europeia e pelo laboratório JET Joint Undertaking.

***...e assim, chegar e partir
são só dois lados da mesma viagem
o trem que chega é o mesmo trem da partida
a hora do encontro é também despedida
a plataforma desta estação
é a vida deste meu lugar....***

(Milton Nascimento)

*Aos meus pais, ao Júnior
e a todos que sempre me
deram "régua e compasso"
em tantos encontros e despedidas...*

AGRADECIMENTOS

Os agradecimentos que se fazem pelo desenvolvimento de uma tese são, do meu ponto de vista, de duas naturezas: os agradecimentos às pessoas que contribuíram ao trabalho de pesquisa envolvido nesta tese, propriamente dito, e às pessoas que estiveram ao nosso lado dando-nos apoio para que, com nosso equilíbrio, pudéssemos concluir o que nos propusemos a fazer.

Acredito, também, que os agradecimentos se fazem muito mais por atitudes do que por palavras, mas acho importante deixar aqui registrado, por ora, o meu reconhecimento a todas estas pessoas.

Inicialmente gostaria de agradecer ao Dr. Marco Brusati que me orientou neste trabalho junto ao laboratório JET. Obrigada pelo grande incentivo que recebi para trabalhar sob sua orientação e pela oportunidade de trabalhar num grande projeto. Sem dúvida, o aprendizado que tive foi, e sempre será, de valor inestimável.

Agradeço ao Dr. Iberê Luiz Caldas pelo trabalho de orientação junto à Universidade de São Paulo. Ao professor, ao exemplo profissional e ao amigo que têm me acompanhado desde a iniciação científica no Laboratório de Física de Plasmas da USP, meu sincero agradecimento.

Ao Dr. Yuri Baranov, do JET, pelas discussões e por sua dedicação nos cálculos de *ray tracing* apresentados neste trabalho.

Ao Dr. Lars-Goeran Eriksson pelo amigo, pelas discussões valiosas, pelo interesse demonstrado e pelo trabalho em algumas simulações descritas nesta tese.

Ao Dr. Philippe Froissard pelo aprendizado conjunto, pela aquisição dos perfis com a câmara FEB, cuja construção e desenvolvimento foram de sua responsabilidade, e pelo amigo que ganhei, muito obrigada.

Ao Dr. Claude Gormezano por discussões e sugestões na análise de dados apresentados nesta tese.

À Dra. Elena Righi por sua amizade e colaboração na utilização do código de simulação da energia dos íons rápidos com cálculo de efeitos de órbitas.

À Dra. Fernanda Rimini pelas discussões esclarecedoras e pelos trabalhos no código de aplicação da Transformada Rápida de Fourier utilizada neste trabalho. Agradeço à Fernanda também por sua amizade e atenção dispensadas nos primeiros meses em que me encontrava no laboratório JET.

Ao Dr. Guy Sadler por muitos esclarecimentos e colaboração na análise de dados referentes à emissão de radiação γ aqui apresentada.

Ao Dr. Anatoly Korotkov pela atenção dispensada e pelo interesse demonstrado na análise de dados provenientes do Analisador de Partículas Neutras (NPA).

À Dra. Emília Barbato (ENEA-FRASCATI) por sua colaboração com o código, de sua autoria, para o estudo da interação da lower hybrid com os íons rápidos do plasma.

Gostaria ainda de agradecer ao Dr. P van Belle, K. Lawson e A. Maas por suas colaborações na análise de dados referentes às emissões γ , análises espectroscópicas e utilização de *software* para obtenção dos dados provenientes do NPA, respectivamente.

A todo pessoal da divisão de rádio-frequência no JET que participou direta ou indiretamente deste trabalho.

Agradeço de maneira especial ao Júlio, por tantas discussões que tivemos durante todo o desenvolvimento da tese, por seu incentivo e estímulo sempre presentes, por sua incrível paciência, apoio e bom senso nos momentos em que se fizeram necessários e por tantos momentos compartilhados.

Agradeço ao Franco Paoletti pelas primeiras dicas de "sobrevivência" no JET.

Às famílias Del Bosco e Brusati e ao Ruy cujas presenças amenizaram todo meu processo de adaptação na Inglaterra.

Ao Munir, Paola e Cláudia por tanto companheirismo e amizade e por termos compartilhado tantas experiências.

Ao Nello pelo companheiro de três anos e meio de "mesmo teto". Ao meu primeiro e permanente anfitrião, obrigada por sua dedicação em casa, pela amizade que criamos e, tenho certeza, pelo muito que aprendemos um com o outro.

Ao amigos do JET e da Sociedade Brasileira de Oxford.

Ao Sérgio e Ayrton pela leitura e revisão cuidadosas da tese, com comentários construtivos e precisos. Agradeço também pela amizade e apoio que tenho recebido desde minha volta ao Brasil.

Às equipes de reprodução gráfica do JET e do IFUSP pelos desenhos reproduzidos neste trabalho.

À Cláudia e Ellen, secretárias da Comissão de Pós-Graduação do IFUSP, e à Sylvia e Eleanora, secretárias do Departamento de Física Aplicada e do Laboratório de Física de Plasmas da USP.

Aos meus pais por tantos exemplos transmitidos e pelo apoio sempre marcante que jamais me deixa recuar e ao Júnior, pela pessoa incrível que é.

Finalmente, agradeço ao Dr. Jean Jacquinet por seu exemplo e importante incentivo e os auxílios financeiros recebidos do CNPq, através de seu programa de doutorado no país com estágio no exterior, da Comunidade Européia e do Laboratório JET Joint Undertaking que tornaram possível a realização deste trabalho.

ACKNOWLEDGMENTS

The acknowledgments we make when a thesis is finished are, from my point of view, of two kinds: the acknowledgments to the ones who have taken part of the research work involved in this thesis itself, and the acknowledgments to the ones who have given their support in order we could carry out our job successfully and reach our goal. I also believe that we should show our gratitude by means of our attitudes towards these people and not only by using some words, but, by now, I would like to register my sincere gratitude to all these people.

First of all, I would like to acknowledge Dr. Marco Brusati who has supervised my work at JET. Thanks for your incentive and for the opportunity of taking part of a big project. Undoubtedly, everything I have learned will be always of inestimable value.

My acknowledgments as well to Dr. Iberê Luiz Caldas for your supervision during all these years at the University of São Paulo. To my teacher, professional example, and friend who has been always following myself since my initiation on science in the Plasma Physics Laboratory at the University of São Paulo, my sincere gratitude.

To Dr. Yuri Baranov, from JET, for all the discussions and time dispensed in some *ray tracing* calculations presented in this work.

To Dr. Lars-Goeran Eriksson for his friendship, for all the helpful and interesting discussions we had and for his collaboration in some simulations described in this thesis.

To Dr. Philippe Froissard for our shared learning, for the acquisition of profiles with the FEB camera taken under his responsibility and for his friendship.

To Dr. Claude Gormezano for discussions and suggestions on the data analysis presented in this thesis.

To Dr. Elena Righi for her friendship and collaboration on running the code to calculate the fast ion energy including orbit effects.

To Dr. Fernanda Rimini for the clarifying discussions we had and her collaboration on the FFT analysis presented in this thesis. I would like to acknowledge Fernanda, as well, for her friendship and attention devoted during my first months at JET.

To Dr. Guy Sadler for his suggestions and collaboration on the γ ray emission data analysis.

To Dr. Emília Barbato (ENEA-FRASCATI) for the development of the code to study the interaction between lower-hybrid waves and the ICRH driven minority ions.

I would like still to acknowledge Drs. P. van Belle, K. Lawson and A. Maas for their collaboration, respectively, on the γ ray data analysis, impurity analysis and development of software to get the data provided by the NPA.

To everybody in the RF Division at JET that took part directly or indirectly of this work.

I would like to thank specially Júlio for all the suggestions and discussions we had during all the period I have been developing this thesis. I have to thank you for all your incentive, incredible patience, support and good sense in some important moments and for so many shared experiences.

To Franco Paoletti for the first "survival procedures" at JET.

To Del Bosco and Brusati families and to Ruy who have helped me a lot to adapt myself in England.

To Munir, Paola and Cláudia for all their friendship, support and so many good memories.

To Nello, my house mate for three and a half years. To my first and permanent "host", thanks for your attention at home, for your friendship and support and, I am quite sure, for everything we have learned with each other.

To all my friends at JET and from the Brazilian Society in Oxford.

To Sérgio and Ayrton for the reading and revision of this thesis. Thanks for the support I have been receiving from you since I am back to Brazil.

To both Reprography groups at JET and IFUSP for the drawings reproduced in this work.

To Cláudia and Ellen, secretaries of the IFUSP Pos-Graduation Committee, and Sylvia and Eleanora, secretaries of the Department of Applied Physics and Plasma Physics Laboratory at USP.

To my parents for so many good examples and for their strong support and to Júnior for the incredible person you are.

Finally, I would like to thank Dr. Jean Jacquinot for his example and continuous encouragement and the financial support given by the Brazilian National Research Council (CNPq), by the Commission of the European Communities and by JET Joint Undertaking.

RESUMO

As tentativas de se conseguir um funcionamento contínuo para o tokamak e as perspectivas de estabilização de oscilações MHD através do controle do perfil de corrente, motivaram pesquisas que levassem a uma forma de geração de corrente não indutiva. Uma das possíveis alternativas para atingir esta meta é a injeção de ondas de alta frequência como, por exemplo, ondas na frequência híbrida inferior ou *Lower Hybrid* (LH), que impulsionam elétrons através do amortecimento de Landau na direção paralela ao campo magnético toroidal, tornando-os capazes de transportar corrente.

Nos futuros reatores, entretanto, a absorção da onda pelas partículas α de 3.5 MeV, conforme o que é previsto, e que ocorre através do amortecimento de Landau na direção perpendicular ao campo magnético, pode diminuir a eficiência do método descrito acima.

Nosso objetivo, neste trabalho, é simular a interação LH-partículas α com a interação entre a onda LH e os íons rápidos do plasma, que atingem até alguns MeV de energia e que são provenientes do aquecimento de íons de minoria pela onda ciclotrônica de íons (IC). Estes fenômenos podem ser descritos através de uma equação de Fokker-Planck uni-dimensional, no espaço de velocidades, onde os termos de difusão quase-linear, correspondentes à injeção das ondas IC e LH, estão presentes juntamente com os termos colisionais, que representam a termalização dos íons rápidos sobre um plasma maxwelliano.

Apresentamos, aqui, as primeiras evidências experimentais da interação LH-íons rápidos no tokamak JET. A análise de dados foi baseada na observação do conteúdo energético dos íons de minoria e das taxas de emissão de raios γ e de nêutrons no plasma, toda vez que a onda LH estava presente simultaneamente ao aquecimento com ondas IC. Observamos, nesta situação, que há um aumento de cerca de 20% do conteúdo energético dos íons rápidos, que corresponde a uma potência da onda absorvida de até, aproximadamente, 25%, dependendo dos parâmetros do plasma. O aumento de emissão de raios γ e de nêutrons, provenientes das reações de fusão, também confirmou o aumento de energia dos íons rápidos quando a onda LH estava presente. Análises com FFT em experimentos onde a potência da onda estava 100% modulada, propiciaram o estudo da absorção de potência da onda LH de acordo com os níveis de superposição dos dois perfis de deposição sobre o plasma (IC e LH).

ABSTRACT

Attempts to achieve a steady-state operation in a reactor regime and the possibilities of stabilising MHD oscillations by controlling the plasma current density profile motivated studies of different methods of generating non-inductive current in reactor scenarios. The injection of Lower Hybrid waves (LH) in tokamak plasmas is considered as a possible route to reach this goal and has been successfully employed to generate plasma current by transferring momentum to the electrons in the direction parallel to the magnetic field through Electron Landau Damping (ELD).

However, in a reactor operation regime, LHCD (Lower Hybrid Current Drive) efficiency can be affected, as it is predicted, by the damping of the wave on the 3.5 MeV α particles, produced during fusion reactions. This interaction occurs through perpendicular Landau Damping since the α particles can be considered as unmagnetized.

In this work, the interaction of LH waves with α particles is simulated through the interaction between the LH wave and ICRH driven minority ions, that can reach energies up to few MeV. Both phenomena can be described by a 1-D Fokker-Planck equation in velocity space that includes both quasi-linear diffusion coefficients due to ICRH and LH waves and collision terms which represent the fast ions slowing-down over a maxwellian plasma. Once this Fokker-Planck equation is solved, the fast ion distribution function can be obtained in order to provide information on the fast minority ions.

The first experimental evidence of the interaction of LH waves with ICRH minority ions in the MeV energy range is presented in this work. This interaction was detected in JET through measurements of the fast ion energy, γ ray and neutron emission rates and by means of Fast Fourier Transform (FFT) analysis in experiments with 100% LH power modulation. An increase has been observed of approximately 20% in the fast ion energy content which corresponds about to 25% of LH power absorbed by the fast minority ions, depending on the plasma parameters. The increase of γ ray and neutron rates emitted in the plasma and the FFT analysis confirm, respectively, the fast ion energy increase and a better damping of the wave when the overlap between IC and LH deposition profiles is maximized.

ÍNDICE

♣ INTRODUÇÃO	01

♣ **CAPÍTULO I** - *Fusão Nuclear: Energia e Técnicas Relacionadas*

I.1 - Introdução.....	05
I.2 - Critério de Lawson.....	09
I.3 - Tipos de Confinamento.....	12
I.4 - O Tokamak.....	13
I.5 - Técnicas de Aquecimento em Tokamaks.....	17
I.6 - Geração de Corrente Não Indutiva em Tokamaks.....	22
♠ <i>Métodos de Geração de Corrente Não Indutiva</i>	

♣ **CAPÍTULO II** - *Propagação e Absorção da Onda LH no Plasma.*

II.1 - Introdução.....	33
II.2 - Absorção da Onda pelas Partículas do Plasma.....	36
II.3 - Relação de Dispersão.....	42
II.3.1 - Relação de Dispersão para Plasmas Frios.....	43
II.3.2 - Densidade de <i>Cut-Off</i> ou Densidade de Corte.....	47
II.3.3 - Condição de Acessibilidade.....	51
II.3.4 - Ressonância de Plasma Frio.....	58
II.3.5 - Efeito Térmico.....	59
II.3.6 - Ray Tracing.....	65
II.4 - Escolha de $n_{//}$ e ω	69
II.5 - Otimização da Escolha da Frequência a ser Utilizada.....	70
II.6 - Otimização do Espectro de $n_{//}$	73
II.7 - Sistema LHCD no JET.....	74
II.7.1 - Geradores.....	75
II.7.2 - Guias de Onda.....	75
II.7.3 - Antena.....	75

♣CAPÍTULO III - *Interação das Ondas LH com os Íons Rápidos do Plasma*

III.1 - Introdução.....	79
III.2 - O Modelo.....	80
III.3 - O Código.....	87

♣CAPÍTULO IV - *Resultados Experimentais*

IV.1 - Introdução.....	93
IV.2 - Principais Evidências Experimentais.....	93
♠Energia dos Íons Rápidos	
♠Taxas de Emissão de Raios γ e de Nêutrons no Plasma (RNT)	
IV.3 - Resultados Experimentais.....	97
♠Pulsos de Densidade Média com Emissão de Raios γ de 3.5 MeV	
♠Pulsos de Baixa Densidade com Emissão de Raios γ de 4.5 MeV	
♠Comparação entre Pulsos com Ondas IC somente e o Efeito Combinado (IC +LH)	
♠Experimentos com Modulação da Potência da Onda LH e Nível de Interação LH-Íons Rápidos de Acordo com a Localização da Ressonância dos Íons de Minoria com a Onda IC.	

♣CAPÍTULO V - *Detecção de Íons Rápidos com um Analisador de Partículas Neutras (NPA).*

V.1 - Introdução.....	117
V.2 - O Transporte das Partículas Neutras no Plasma.....	119
V.3 - Obtenção da Função de Distribuição das Partículas Neutralizadas.....	121
V.4 - Geometria do Experimento no JET.....	124

♣CAPÍTULO VI - *Discussões e Conclusões*.....

♣REFERÊNCIAS.....

INTRODUÇÃO

Máquinas do tipo tokamak, de geometria toroidal, consideradas as mais promissoras no confinamento de plasmas para o estudo da fusão nuclear controlada [Wesson,1987], possuem um sistema de operações do tipo pulsado, ocasionado pelo limite que o fluxo magnético fornecido a tal máquina pode assumir, a fim de gerar corrente de plasma. Este fato motivou o estudo de formas alternativas para gerar corrente de maneira não indutiva [Fisch,1987], que levassem a um sistema de funcionamento contínuo ao tokamak. A estabilização de oscilações MHD (magnetohidrodinâmicas) [Wesson,1987], que pudessem eventualmente surgir no plasma, motivou, da mesma forma, as pesquisas neste sentido, propondo o controle do perfil de corrente com o uso desta nova técnica.

Uma das possíveis alternativas para a geração de corrente não-indutiva é a injeção da onda na frequência híbrida inferior (*lower hybrid* ou LH) que impulsiona elétrons de alta energia (elétrons rápidos), localizados na cauda de uma dada função de distribuição, e que são, por este motivo, menos suscetíveis a colisões, tornando-se capazes de transportar corrente por tempos mais longos [Fisch,1987]. A absorção da onda pela população eletrônica se dá através do amortecimento de Landau na direção paralela ao campo magnético, todas as vezes que a condição de ressonância partícula-onda é satisfeita. Esta condição se caracteriza quando a velocidade de fase paralela da onda coincide com a velocidade paralela da partícula. Sempre que nos referirmos às direções paralela ou perpendicular, estaremos indicando direções em relação ao campo magnético.

Conforme será visto no decorrer deste trabalho, existem certos problemas para tornar o processo de geração de corrente, com o emprego de ondas LH, cada vez mais eficiente e viável em futuros reatores à fusão. Os principais fatores limitantes desta técnica se relacionam às altas densidades e temperaturas envolvidas, uma vez que a acessibilidade da onda ao centro do plasma pode ser comprometida [Stix,1992].

Ainda nos futuros reatores, a presença das partículas α , produtos das reações de fusão, também pode contribuir para a diminuição da eficiência na geração de corrente, pois estas partículas podem absorver parte da potência da onda sendo, portanto, competitivas com a população de elétrons rápidos [Perkins,1982 e Fisch,1987]. O processo aqui envolvido é o amortecimento de Landau na direção perpendicular, que ocorre através de um processo estocástico [Karney,1978], quando as componentes

perpendiculares da velocidade de fase da onda e da velocidade das partículas são as mesmas. Ainda que as altas temperaturas e densidades de um reator possam prejudicar o acesso da onda ao centro do plasma, onde as partículas α seriam geradas, efeitos de órbita podem ser importantes, permitindo que tais partículas absorvam a potência da onda mesmo nestas circunstâncias. A interação LH-partículas α pode ser simulada, por exemplo e, sob certas condições, através da interação da onda LH com os chamados íons rápidos do plasma [Barbato,1990], que são íons de alta energia ($\sim$ MeV) gerados a partir de técnicas de aquecimento adicional com ondas ciclotrônicas de íons (IC) e que também são chamados íons de minoria por representarem a segunda espécie iônica presente no plasma. Propomos, assim, neste trabalho, o estudo da absorção da onda LH pela população de íons rápidos do plasma, apresentando as primeiras evidências experimentais deste fenômeno no tokamak JET.

Relataremos várias formas de detecção destes íons, capazes de constatar esta interação, e analisaremos alguns fatos que propiciam este processo como, por exemplo, a maneira com que a superposição dos perfis de deposição de potência das ondas LH e IC influencia a absorção da onda LH pela população de minoria. As experiências no JET foram realizadas para maximizar a eficiência na geração de corrente visando, principalmente, o controle do perfil de corrente de plasma [Jacquinot,1993]. Os níveis de potência lançados no plasma eram, em princípio, baixos ($\sim$ 1 a 2 MW) para que a interação LH-íons rápidos pudesse ser observada. Entretanto, este processo pôde ser detectado mesmo nestas condições [Ramos de Andrade,1993], sendo, portanto, interessante, a partir de agora, fazer um estudo da absorção da onda segundo variações dos parâmetros que determinam sua propagação ou variações dos parâmetros do plasma. Isto poderá ser feito na nova fase de experimentos a ser iniciada no JET no ano de 1994, quando o novo sistema LHCD fornecerá 10 MW de potência ao plasma.

O trabalho que aqui apresentaremos se estrutura da seguinte forma: no capítulo I introduziremos a fusão nuclear controlada como fonte de energia, assim como algumas técnicas envolvidas em experiências com tokamaks. Neste capítulo introduziremos ainda as formas de geração de corrente não indutiva e nos deteremos na geração de corrente com o uso de ondas LH [Fisch,1987]. No capítulo II apresentaremos a relação de dispersão da onda, descrevendo sua propagação através do plasma e sua absorção pelas populações eletrônica e iônica [Stix,1992].

No capítulo III apresentaremos o modelo simplificado que descreve a interação da onda com os íons rápidos do plasma e descreveremos, em linhas gerais, o código que foi utilizado para tal estudo [Barbato,1990].

A seguir, no capítulo IV, relataremos os resultados experimentais que constatarem tal interação, indicando o aumento do conteúdo energético dos íons rápidos (W_f) [Start,1989], confirmado por uma maior taxa de emissão γ e da taxa de nêutrons provenientes das reações de fusão [Sadler,1990] quando a onda LH é injetada na presença da onda IC, utilizada para aquecer o meio. Apresentaremos, também, resultados de algumas simulações que serão confrontadas com os resultados experimentais. Mostraremos, ainda, através da análise com Transformada Rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform* ou FFT), em experimentos em que a potência da onda LH se encontrava 100% modulada, que a eficiência na absorção da onda pela população de minoria depende dos níveis de superposição dos perfis de deposição das ondas LH e IC. Este capítulo será complementado, a seguir, com o capítulo V, onde relataremos técnicas de detecção dos íons rápidos através de um Analisador de Partículas Neutras (*Neutral Particle Analyser* ou NPA) [Hutchinson,1987], embora resultados experimentais relacionados a esta técnica não sejam apresentados.

Finalmente, no capítulo VI, seguirão as discussões e conclusões do trabalho.

CAPÍTULO I

FUSÃO NUCLEAR: ENERGIA E TÉCNICAS RELACIONADAS

I.1 - INTRODUÇÃO

A escassez de matéria prima e o custo envolvido na obtenção de energia a partir de combustíveis fósseis e minerais mostram a necessidade de se considerar novas alternativas de energia. Daí surge o interesse vinculado ao estudo da Fusão Nuclear Controlada que, a princípio, pode gerar energia sem prejuízos ambientais utilizando matéria prima disponível em grande escala na natureza. Outras formas de energia como a proveniente da fissão nuclear, por exemplo, apesar de ser economicamente vantajosa, é vista de maneira hostil por ameaçar de forma perigosa o ambiente com o chamado lixo radioativo.

A fusão nuclear é o processo pelo qual dois núcleos leves se combinam para formar um mais pesado e onde a massa encontrada no final da reação é levemente menor que a massa total existente antes da fusão. Esta diferença em massa (δm) é liberada durante as reações de fusão sob a forma de energia cinética dada por $E = \delta m c^2$, onde c é a velocidade da luz. Entretanto, antes que dois núcleos se encontrem e consigam interagir, é necessário que as forças de repulsão coulombianas existentes entre as cargas nucleares sejam superadas. Isso faz com que as seções de choque para estas reações sejam bem baixas, a menos que a velocidade relativa entre os dois núcleos seja suficientemente alta para vencer a barreira coulombiana. Esta barreira é mais facilmente vencida quando núcleos de átomos leves são levados em conta. Além disso, reações de fusão para núcleos de elementos leves como hidrogênio e hélio liberam alta quantidade de energia. Esta energia é proveniente da energia de ligação liberada quando os dois núcleos se fundem e dão origem a novos átomos. Núcleos de elementos pesados propiciam as reações de fissão nuclear, onde um núcleo pesado se divide em produtos com energia de ligação mais baixa. Um exemplo típico, neste caso, são núcleos de átomos de urânio. Este fato está esquematizado na fig.I.1. Baseados no que dissemos até agora, as reações de fusão mais interessantes são aquelas que ocorrem entre os isótopos pesados do hidrogênio como

reações entre deutério e trítio (D-T), que se mostram mais eficientes por apresentarem as seções de choque mais altas, de acordo com o que é mostrado na fig.I.2. Dados sobre estas seções de choque podem ser encontrados nos trabalhos feitos por Rose e Clark [Rose & Clark,1961]

Misturas de gases altamente ionizados, que estabelecem o que se conhece como o quarto estado da matéria ou plasma, são utilizadas nas experiências de fusão para obtenção de energia. As taxas de reação para plasmas cujas partículas se distribuem segundo uma função maxwelliana com temperatura T , estão representadas na fig.I.3, da qual se conclui que as reações D-T são as mais favoráveis.

fig.I.1: Evolução da razão entre a energia de ligação B e o número de massa A em função do número de massa.

fig.I.2: Seções de Choque para as principais reações de fusão.

fig.I.3: Taxas de Reações $\langle \sigma v \rangle$ para as principais reações de fusão.

As reações de fusão mais interessantes podem ser resumidas na tabela abaixo [Hugill,1981]:

Os produtos carregados das reações de fusão (partículas α , por exemplo) cedem sua energia para aquecer o plasma através de processos colisionais. Os nêutrons, produtos destas reações, deixam o plasma e são capturados fora da câmara, em que ocorrem as reações de fusão, por uma estrutura que a reveste. A energia cinética destes nêutrons é convertida em calor, extraído por uma substância refrigeradora e que será utilizado para aquecer certa quantidade de vapor que, por sua vez, movimenta turbinas e gera eletricidade [Green,1981].

A fig.I.2 mostra que a seção de choque para reações D-T é máxima quando a temperatura da população de reagentes é da ordem de 100 keV. Entretanto, como estas reações ocorrem entre núcleos localizados na cauda de alta energia de uma função de distribuição maxwelliana, temperaturas de 10 keV já são suficientes para que as reações de fusão ocorram numa taxa significativa de modo a viabilizar a produção de energia.

Outra vantagem encontrada nas reações de fusão entre deutério e trítio reside na vasta disponibilidade de deutério na natureza, uma vez que pode ser extraído da água. O trítio não ocorre naturalmente, mas pode ser obtido, no próprio reator, a partir das reações entre nêutrons, produtos da própria fusão, e lítio, que é o mais leve dos metais e é encontrado em larga escala na crosta terrestre. Estas reações são descritas a seguir:

Em um reator nuclear, o lítio está localizado na estrutura que reveste a câmara onde as reações de fusão ocorrem. Ao capturarem os nêutrons, produtos da fusão, os átomos de lítio sofrem transmutação, transformando-se em trítio, um dos reagentes da fusão, com liberação extra de energia, conforme é descrito pelas reações (I.1.6) e (I.1.7). Portanto, o lítio também toma parte do ciclo termodinâmico utilizado

para extrair a energia cinética dos produtos da fusão (nêutrons) e transformá-la em eletricidade. A eficiência desse processo é superior a 60% [Green,1981].

1.2 - CRITÉRIO DE LAWSON

A energia do plasma, que pode ainda ser descrita em termos da densidade de energia nT , onde n é a densidade de partículas e T a temperatura em que as mesmas se encontram, deve ser confinada durante intervalos de tempo suficientemente longos para que as reações termonucleares ocorram e para que o funcionamento do reator seja viável. Levando-se em conta que as densidades das diferentes espécies presentes (íons e elétrons) é a mesma, ou seja $n_e = n_i = n$, e que as respectivas temperaturas também ($T_i = T_e = T$), temos que o tempo de confinamento desta energia é dado por:

$$\tau_E = \frac{3/2 \ nT}{P} \quad (I.2.1)$$

onde P é a potência total fornecida ao plasma. O tempo de confinamento é limitado, assim, pelos processos que regem a perda do conteúdo energético, tais como condução e convecção de calor, radiação emitida pelas partículas do plasma ou impurezas, ou ainda perdas devido às colisões coulombianas que estas partículas sofrem entre si.

É inevitável que processos de perdas estejam presentes durante a produção de energia proveniente da fusão. Assim, a condição mínima necessária para o funcionamento de um reator é que a potência gerada a partir da fusão seja suficiente para balancear as perdas de energia. Este critério é conhecido como critério de Lawson [Lawson,1957] e relaciona os parâmetros densidade (n), tempo de confinamento (τ_E) e temperatura do plasma (T) para que esta condição mínima seja satisfeita.

O critério de Lawson é descrito por:

$$n\tau_E \geq \frac{3KT}{\frac{\eta}{1-\eta} \frac{\gamma \langle \sigma v \rangle E}{4} - CT^{1/2}} \quad (I.2.2)$$

onde T é a temperatura, η a eficiência na geração de potência utilizada para sustentar o funcionamento do reator, $\langle \sigma v \rangle$ a taxa de reações nucleares cuja média é tomada sobre

uma distribuição maxwelliana de velocidades, e γ é um fator que é 1 para a reação D-T [Hugill,1981]. E é a energia liberada por reação termonuclear e K é a constante de Boltzmann. Na eq.(I.2.2), o primeiro termo do denominador provém da energia termonuclear gerada pelas reações de fusão (P_{th}) e o segundo termo provém das perdas por radiação Bremsstrahlung (P_b), emitida pelas partículas do plasma. O numerador se relaciona ao conteúdo energético do plasma. Esta equação relaciona o produto $n\tau_E$ com a temperatura do plasma e com grandezas que dependem da temperatura T. Desta forma podemos apresentar o produto $n\tau_E \times T$, como mostra a fig.I.4, para as reações D-T e D-D tanto nas condições de *Breakeven* como nas de ignição [Hugill,1981]. A condição de *Breakeven* é descrita pela eq.(I.2.2) e é a condição mínima para que um reator funcione, ou seja, toda a potência gerada é utilizada para aquecer o plasma garantindo a auto-sustentação no funcionamento do reator.

fig.I.4: Produto de Lawson como função da temperatura, para as reações D-D e D-T, nas condições de *breakeven* e ignição.

Nota-se que a temperaturas muito baixas o produto $n\tau_E$ é alto, já que a potência termonuclear é baixa. Para altas temperaturas as perdas de energia a um dado τ_E aumentam mais rapidamente com a temperatura do que o faz a potência termonuclear. Assim, o crescimento da curva é mais lento. Há ainda um outro ponto a ser analisado, que diz respeito ao fato de que, a temperaturas muito baixas, a radiação Bremsstrahlung excede a produção de energia termonuclear, resultando, a partir da eq.(I.2.2), num produto $n\tau_E < 0$, o que indica a impossibilidade de geração de energia termonuclear a estas temperaturas. A condição de ignição é atingida quando os próprios produtos da reação termonuclear (partículas α , por exemplo, provenientes da reação D-T) são utilizados para aquecer o plasma. Neste caso, a potência termonuclear contida nestas partículas deve ser maior que as perdas de energia do plasma ($P_\alpha > 3nT/\tau_E + Cn^2 T^{1/2}$), estabelecendo o critério de ignição dado por:

$$n\tau_E \geq \frac{3T}{\frac{1}{4}\gamma\langle\sigma v\rangle E_\alpha - CT^{1/2}} \quad (\text{I.2.3})$$

onde E_α é a energia termonuclear liberada por reação aos produtos da fusão e $P_\alpha = \gamma n^2 \langle\sigma v\rangle E_\alpha/4$ é a respectiva potência por unidade de volume. O valor de $n\tau_E$ a 20 keV é da ordem de $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ e é aproximadamente duas vezes maior que o valor requerido pelas condições de *Breakeven*. Assim, para as condições de um reator, o produto $n\tau_E$ deve ser da ordem de $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ para temperaturas $T_i \sim 20 \text{ keV}$.

Podemos ainda introduzir o conceito do fator de amplificação Q_{DT} dado pela razão entre a potência termonuclear produzida e a potência externa fornecida necessária ao aquecimento do plasma. Q_{DT} é definido por:

$$Q_{DT} = \frac{P_{th}}{P_{heat}} = \frac{\frac{1}{4}n^2\langle\sigma v\rangle E}{\frac{3nT}{\tau_E} - \frac{1}{4}n^2\langle\sigma v\rangle E_\alpha} \quad (\text{I.2.4})$$

Para a condição de ignição, $Q_{DT} = \infty$, pois a potência externa fornecida ao plasma é zero. Para a condição de *Breakeven*, $Q_{DT} = 1$, e corresponde à situação em que a potência termonuclear produzida equilibra a potência que deve ser fornecida para aquecer o plasma [Hugill,1981].

I.3 - TIPOS DE CONFINAMENTO

Uma vez escolhido o valor para o produto $n\tau_E$, podemos estabelecer o valor da densidade de plasma. Para reações D-T, a temperaturas de 20 keV e $n\tau_E \sim 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$, temos que densidades de 10^{20} m^{-3} , para tempos de confinamento na ordem de 1 s, devem ser consideradas para que esforços mecânicos sejam superados. Neste caso estamos nos referindo ao confinamento magnético. Aumentando-se a densidade do plasma de várias ordens de magnitude, superior à densidade do hidrogênio sólido (10^{30} m^{-3}), teríamos que o tempo de confinamento seria extremamente reduzido e descreveria apenas o tempo de transmissão de um íon através do plasma $\tau_E \sim a/v_i \sim 10^{-11} \text{ s}$, onde a é o raio menor do plasma, de acordo com o que veremos adiante (fig.I.7), e v_i , a velocidade do íon. Neste caso nos referimos ao confinamento inercial [Hugill,1981].

A partir de agora nos deteremos no confinamento magnético. Partindo do princípio de que o plasma é formado por partículas carregadas, concluímos que seu confinamento pode se dar através de campos magnéticos, pois partículas carregadas apresentam órbitas espiraladas em torno de uma linha de força.

O confinamento magnético pode se dar com uma configuração aberta de linhas de força, utilizando os chamados espelhos magnéticos, ou ainda com configurações de linhas fechadas em que as linhas de campo se fecham sobre si mesmas em sistemas com geometria toroidal. Nos espelhos magnéticos, as partículas são refletidas por regiões de campos magnéticos mais intensos devido à conservação de momento magnético $\mu = mv_{\perp}^2 / 2 / (B^2 / 2\mu_0)$ onde B é o campo magnético em questão e $v_{\perp}$ é a velocidade da partícula na direção perpendicular ao campo magnético. Para sistemas com geometria toroidal a configuração mais promissora é representada pelos tokamaks.

O produto $n\tau_E T_i$ em função da temperatura central T_i , com o status dos principais tokamaks do mundo em relação à obtenção das condições de *Breakeven* ($Q_{DT} = 1$) e a posição em que se encontram para atingir o estado de ignição, estão mostrados na fig.I.5.

fig.1.5: Produto da Fusão ($n_e \tau T_i$) em função da temperatura T_i para os principais tokamaks em operação durante o período de 1965 a 1993.

1.4 - O TOKAMAK

O tokamak foi inicialmente desenvolvido na antiga União Soviética, nos anos 50, e consiste em uma máquina de confinamento toroidal, onde o principal campo magnético é o campo toroidal, gerado pelas correntes que percorrem as bobinas que circundam a câmara de vácuo (bobinas toroidais), de acordo com o que mostra a

fig.I.6. As condições de pesquisas com tais máquinas podem ser encontradas no artigos de revisão relatados por Artsimovich [Artsimovich,1972] ou ainda por Furth [Furth,1975].

O campo toroidal, mencionado anteriormente, é descrito por:

$$B(r) = \frac{\mu_0 I_{\text{TOR}}}{2\pi(R_0 + r\cos\theta)} = \frac{B_0 R_0}{R_0 + r\cos\theta} \quad (\text{I.4.1})$$

onde B_0 é o campo toroidal no centro do toróide, R_0 é o raio maior medido em relação ao eixo principal do tokamak e θ e r são, respectivamente, o ângulo poloidal e o raio, medidos sobre uma seção poloidal do toróide. Estes parâmetros estão mostrados na fig.I.7.

Este tipo de configuração gera efeitos de deriva de íons e elétrons, resultando na separação de cargas no plasma, com o conseqüente aparecimento de um campo elétrico que caracteriza um plasma não neutro. A fim de evitar ou minimizar estes efeitos de deriva, um campo poloidal, gerado pela própria corrente de plasma, se combina ao campo toroidal e dá origem a linhas de campo helicoidais. Num tokamak, a corrente de plasma é produzida pela variação de fluxo induzida no toróide por ação de um transformador (fig.I.6). Uma corrente passa pelo primário do transformador produzindo variação de fluxo magnético que induz um campo elétrico na câmara do tokamak, segundo a lei de Faraday, e gera, assim, a corrente de plasma I_p . O campo poloidal $B_\theta(r)$ num tokamak pode ser então descrito segundo a lei de Ampère por:

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_0 \int j(r) d^3 r}{2\pi r} \quad (\text{I.4.2})$$

onde $j(r)$ é o perfil de densidade de corrente de plasma.

Existem ainda bobinas externas poloidais responsáveis pelo controle da posição e da forma da coluna de plasma dentro da câmara de vácuo de maneira a equilibrar as forças do tipo $\vec{j} \times \vec{B}_p$ que tendem a fazer com que o plasma se desloque na câmara toroidal. Há, entretanto, certas limitações num tipo de máquina como esta. Como o fluxo magnético não pode aumentar indefinidamente, o funcionamento do tokamak é pulsado, com durações de pulso diferentes, dependendo da máquina em questão. Para que a fusão se torne economicamente interessante é necessário que o tokamak funcione em sistema contínuo de operação. Para tanto, métodos de geração de corrente não indutiva

têm sido estudados nos principais experimentos atuais e bons resultados já foram obtidos com o emprego de diferentes técnicas, conforme descreveremos adiante neste capítulo.

fig.I.6: Configuração em esquema de um TOKAMAK.

fig.I.7: Esquema de coordenadas numa geometria toroidal.

No JET, existem 32 bobinas toroidais, em forma de **D**, que circundam a câmara toroidal. O campo B_T , criado, é proporcional à corrente que percorre as bobinas e pode atingir até 3,45 T para uma corrente máxima de 67 kA [Bertolini,1987].

A duração dos pulsos no JET é limitada pelo aquecimento das bobinas toroidais devido à dissipação que ocorre por efeito Joule. Para campos da ordem de 3,45 T, o tempo máximo estimado é da ordem de 24 s. Tem-se proposto, assim, o uso de materiais supercondutores para a construção de tais bobinas a fim de diminuir a dissipação por efeito Joule. Dois tokamaks já foram construídos com esta tecnologia: Tore-Supra, na França e o Tokamak T-15, na Rússia.

Uma maneira de avaliar a qualidade do confinamento do plasma, ou seja, a capacidade que uma dada configuração de campos magnéticos tem em confinar a pressão exercida pelo mesmo, é através do parâmetro β , definido como a razão entre a pressão cinética e a pressão magnética do plasma ($B^2/2\mu_0$). Em princípio, quanto maiores os valores de β , maiores densidades de plasma poderiam ser confinadas por campos magnéticos viáveis tanto econômica como tecnologicamente. Entretanto, instabilidades começam a surgir quando β é tomado muito alto. Há, portanto, valores limites para o parâmetro β , estabelecidos pelo chamado limite de Troyon [Troyon,1987], que depende dos diferentes tokamaks, por ser proporcional ao inverso da razão de aspecto (a/R_0), onde a e R_0 são, respectivamente, os raios menor e maior do tokamak. Este limite pode ser deduzido, basicamente, a partir do limite existente para o gradiente de pressão dp/dr , a partir do qual tais instabilidades começam a ocorrer no plasma [Wesson,1987]. Para baixa razão de aspecto ($R_0/a \sim 2,5$), o valor limite de β é de aproximadamente 10%. Para máquinas mais próximas aos reatores ($R_0/a \sim 4$) este valor limite de β é mais baixo e é dado aproximadamente por 6%.

A helicidade das linhas de campo magnético, por sua vez, pode ser descrita pelo fator de segurança q que caracteriza as chamadas superfícies magnéticas, indispensáveis para o confinamento do plasma [Morozov e Solov'ev,1966].

Para um tokamak de grande razão de aspecto ($R_0/a \gg 1$) e seção poloidal circular, o fator de segurança é dado por [Wesson,1987]:

$$q(r) = \frac{rB_0}{R_0 B_\theta(r)} \quad (I.4.3)$$

estando assim relacionado com o perfil de corrente do plasma através de $B_\theta(r)$. No caso em que:

$$q = \frac{m}{n} \quad (\text{I.4.4})$$

onde os inteiros positivos m e n são os números de voltas percorridas por uma linha de força nas direções toroidal e poloidal, respectivamente, para que ela se feche sobre si mesma, a superfície magnética é dita racional [Wesson,1987].

A existência de um plasma estável depende dos valores assumidos pelo fator de segurança [Wesson,1987]. Segundo a condição de Kruskal - Shafranov, um plasma é estável para $q > 1$. Isso porque, é principalmente dentro da superfície $q = 1$ que ocorrem as principais instabilidades MHD como os dentes de serra, que geralmente precedem as chamadas disrupturas [von Goeler,1974], responsáveis pela perda de confinamento do plasma devido à queda abrupta de densidade e temperatura. Temos, assim, analisando as eqs.(I.4.2) e (I.4.3), que quanto mais pontiagudo o perfil de corrente, menores são os valores que o fator de segurança assume no centro do plasma. Um esquema de injeção de ondas de rádio-frequência no plasma tem como objetivo, além de aquecer o plasma, o de controlar o perfil de corrente através da geração de corrente de forma não indutiva, evitando, assim valores baixos de q . Além disso, a injeção destas ondas se mostra como uma proposta para atingir um modo de funcionamento contínuo para o tokamak em substituição ao funcionamento pulsado, existente atualmente, e que é limitado pelo fluxo magnético fornecido pelo primário do "transformador".

I.5 - TÉCNICAS DE AQUECIMENTO EM TOKAMAKS

Faremos um breve resumo das técnicas de aquecimento mais utilizadas em experimentos com tokamaks atualmente.

Vimos que é necessário que o plasma tenha temperaturas da ordem de 10 keV para que as reações de fusão possam ocorrer. O aquecimento do plasma pode se dar através de:

- aquecimento ôhmico
- injeção de partículas neutras
- injeção de ondas de rádio-frequência (onde discutiremos, apenas, as ondas ciclotrônicas de íons (IC), ainda que aquecimento com ondas ciclotrônicas de elétrons (EC), ou híbridas inferiores (LH), possa também ser utilizado).

A forma original de aquecimento em tokamaks é o aquecimento ôhmico, gerado pela própria corrente de plasma, capaz de aquecer o meio até temperaturas de 1 keV, através de processos colisionais, por ser o plasma um meio resistivo. Entretanto, a frequência de colisões diminui à medida que a temperatura aumenta, uma vez que a resistividade do plasma, que é proporcional a $T_e^{-3/2}$ [Spitzer,1962], diminui com o aumento da temperatura. Para as temperaturas necessárias para a ignição (~ 10 keV), o aquecimento ôhmico torna-se, assim, desprezível, a menos que campos toroidais muito intensos, que permitem o uso de densidades de corrente mais altas, mas que são tecnologicamente dispendiosos, fossem gerados na câmara do tokamak [Wesson,1987]. O aprisionamento de partículas de alta energia pelo campo magnético, ou a presença de impurezas, fariam a resistividade do plasma aumentar, aumentando a taxa de aquecimento ôhmico. Entretanto, impurezas podem emitir radiação, ocasionando perda do conteúdo energético do plasma. Devido a estas limitações, técnicas de aquecimento adicional se fazem necessárias. Há dois processos que podem ser utilizados: o aquecimento através da injeção de feixes de partículas neutras ou a absorção de ondas de rádio-frequência pelas partículas do plasma através de processos ressonantes. Nos tokamaks existentes atualmente, inclusive o JET, ambos os métodos têm se mostrado eficientes, mas alguns problemas começam a surgir quando máquinas do porte de reatores, como será o caso do ITER (*International Tokamak Experiment Reactor*), [Rebut,1990] são levadas em consideração.

Discutiremos inicialmente a injeção de partículas neutras [Hemsworth,1981]. Os feixes utilizados para aquecimento devem ser compostos de partículas neutras, já que partículas carregadas seriam refletidas pelo campo magnético do tokamak. O esquema de aquecimento através de partículas neutras pode ser visualizado na fig.I.8 e será descrito a seguir. Inicialmente, íons são gerados e acelerados até as energias requeridas, antes de serem neutralizados através da troca de carga num gás utilizado como alvo. Os íons remanescentes no feixe, durante o processo de neutralização, devem ser defletidos e removidos pois, caso contrário, seriam defletidos pelo campo magnético para as paredes do tokamak, danificando-as através da deposição de energia.

fig.1.8: Esquema de um sistema para injeção de partículas neutras.

Uma vez dentro do plasma, as partículas neutras tornam-se carregadas novamente, através de processos de ionização por impacto eletrônico ou iônico, ou ainda por troca de carga [Hutchinson,1987], e podem, assim, ser confinadas pelo campo magnético. Estes íons energéticos termalizam, então, sobre a população eletrônica, caso suas energias estejam acima de uma dada energia crítica E_c , ou sobre a população térmica iônica, caso a energia dos íons do feixe esteja abaixo de E_c . O valor de E_c é estabelecido quando as frequências de colisão íon-íon e íon-elétron são as mesmas ($\nu_{ii} = \nu_{ie}$). Quando a energia do feixe neutro E_{fn} é igual à energia crítica E_c , ambas as populações (elétrons e íons) são aquecidas igualmente. A energia crítica é dada por [Cordey,1984]:

$$E_c = 14.8 \frac{A_{fn}}{A_i^{2/3}} T_e, \quad T_e \text{ e } E_c \text{ dados em keV} \quad (I.5.1)$$

onde A_{fn} e A_i são as massas atômicas dos íons do feixe e do plasma respectivamente. No JET, feixes de ${}^4\text{He}$, D e H são injetados em plasmas de deutério. No primeiro caso, por exemplo, $E_c \sim 37 T_e$, o que corresponde, aproximadamente, a $E_c \sim 185 \text{ keV}$ quando $T_e \sim 5 \text{ keV}$. Os feixes no JET são injetados com energia de 80 ou 140 keV e, portanto, o aquecimento mais provável é o da população iônica.

Há dois fatores que devem ser levados em conta quando da produção de feixes de partículas neutras. O primeiro é que quando os íons são inicialmente produzidos para serem acelerados às energias pretendidas, não somente íons atômicos são gerados como também íons moleculares. Todos eles são acelerados pela mesma diferença de

potencial e portanto atingem a mesma energia. Entretanto, por possuírem massas maiores, os íons moleculares têm velocidades mais baixas, não penetrando no plasma como os íons atômicos, o que causa aquecimento na borda do plasma. A outra dificuldade consiste no fato de que as partículas neutralizadas no gás podem ser reionizadas. A fração de partículas que permanece neutra em relação às partículas reionizadas, antes da injeção do feixe no plasma, depende da razão entre as seções de choque para troca de carga σ_{ch} e ionização σ_i . Esta razão, por sua vez, depende da energia das partículas do feixe. O número de partículas que permanecem neutras decresce rapidamente com o aumento da energia. Por outro lado, a penetração do feixe no plasma depende da energia com a qual é injetado. Há, portanto, um compromisso. Em reatores onde plasmas de 2 m de raio e densidades da ordem de 10^{20} m^{-3} podem ocorrer, a produção de feixes de partículas neutras é bastante complicada, pois para que o feixe deposite energia no centro do plasma é necessário que este feixe possua energia da ordem de alguns MeV, quando então o processo de troca de carga é pouco eficiente ($<10\%$). Uma maneira de solucionar o problema seria o uso de íons negativos de deutério, por exemplo. Neste caso, o elétron em excesso é fracamente ligado ao núcleo e pode ser facilmente removido no gás neutralizado até mesmo em altas energias. A eficiência deste processo é maior que 50% para energias maiores que 1 MeV.

Agora discutiremos brevemente o aquecimento por rádio-freqüência.

Esta técnica de aquecimento se dá por transferência de energia de uma onda eletromagnética ou eletrostática ao plasma. O campo elétrico da onda pode acelerar as partículas do plasma que aquecem o meio através de processos colisionais. Entretanto, da mesma forma que ocorre no aquecimento ôhmico, o aquecimento torna-se menos eficiente à medida que T_e aumenta, pois a resistividade diminui de acordo com $T_e^{-3/2}$. Na verdade, este fato faz com que o tempo de termalização τ_s aumente (τ_s aqui refere-se ao tempo de *slowing-down* ou de termalização). A eficiência de aquecimento depende da razão τ_s / τ_E , onde τ_E é o tempo de confinamento de energia. A absorção de ondas, por outro lado, aumenta com a temperatura, como é o caso em que a ressonância onda-partícula se dá pelo amortecimento de Landau. Claramente, a absorção destas ondas pelo plasma ainda dependerá de outros parâmetros. No caso da onda LH, o espectro de $n_{||}$ (o índice de refração da onda na direção paralela ao campo magnético) rege a absorção da onda no plasma.

Tecnologicamente, o emprego da injeção de ondas para aquecer o plasma depende, essencialmente, de um gerador de alta potência, de uma linha de transmissão onde as perdas sejam minimizadas durante a propagação da onda e de uma antena que acople eficientemente a energia eletromagnética ao plasma. Uma vez que a

energia da onda é acoplada ao plasma, a sua propagação até a zona de absorção deve se dar com a máxima eficiência possível. É importante, ainda, que se possa controlar, externamente, o local de deposição da onda. Problemas de acessibilidade da onda são importantes em esquemas de aquecimento com rádio-frequência [Golant,1972].

Daqui por diante comentaremos o aquecimento com o uso de ondas ciclotrônicas de íons (IC), que é o sistema utilizado no JET.

O aquecimento com ondas ciclotrônicas de íons baseia-se, essencialmente, na absorção da onda sonora magnética rápida (*magnetosonic*) (onda de compressão de Alfvén). A onda rápida é a única onda nesta faixa de frequências que se propaga através do campo magnético, desde que a densidade do plasma esteja acima da densidade de corte ou *cut-off*. Na densidade de corte a onda é evanescente e portanto não se propaga.

Em um plasma com uma espécie iônica somente, a absorção da onda é desprezível na ressonância fundamental, devido ao fato de que seu campo elétrico gira quase que inteiramente no sentido oposto ao dos íons [Buchsbaum,1960]. Entretanto, a absorção aumenta quando consideramos o segundo harmônico desta população ou na presença de uma segunda espécie iônica (minoria), pois uma fração significativa da componente perpendicular do campo elétrico possui a polarização correta para que a onda seja absorvida pela população iônica. Desta forma, os esquemas principais de aquecimento compreendem aquecimento no segundo harmônico ciclotrônico ou esquemas de minoria com a utilização de uma segunda espécie iônica. No JET, esquemas de minoria são utilizados para aquecimento do plasma [Start,1991]. Geralmente utilizam-se minorias de hidrogênio ou ^3He em plasmas de deutério. A concentração de minoria utilizada varia tipicamente entre 5 e 15% caracterizando o aquecimento da população eletrônica, já que os íons de minoria, nesta faixa de concentração, são capazes de atingir energias mais altas que a energia crítica (já definida para o caso de feixe de partículas neutras), termalizando sobre a população eletrônica. No caso de aquecimento com esquema de minoria, A_m na expressão (I.5.1), é substituído por A_{mi} , a massa atômica dos íons de minoria. Quando a energia atingida pelos íons de minoria é maior que E_c , estes íons termalizam sobre a população eletrônica. Caso contrário, a termalização se dá com a população iônica.

A absorção da onda ciclotrônica de íons se dá para todos os íons que obedecem a condição de ressonância $\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - \ell |\omega_{ci}| = 0$, onde ω_{ci} é a frequência ciclotrônica da espécie iônica considerada, $v_{\parallel}$ e $k_{\parallel}$ são as componentes paralelas da velocidade da partícula e do vetor de onda. A direção paralela se refere ao campo magnético toroidal.

Uma das vantagens da utilização de aquecimento com ondas IC é, além da acessibilidade da onda, o fato de que a região de absorção, que ocorre ao longo de um segmento vertical do plasma, pode ser controlada externamente através da escolha da frequência da onda a ser utilizada, de acordo com o campo toroidal que é conhecido e com a escolha da espécie de minoria. Em grandes tokamaks é possível focalizar a potência lançada no centro deste segmento vertical.

I.6 - GERAÇÃO DE CORRENTE NÃO INDUTIVA EM TOKAMAKS

As tentativas de se buscar um estado de funcionamento contínuo para os tokamaks e, mais tarde, para os reatores a fusão, levam às investigações de métodos capazes de gerar corrente toroidal continuamente. Além disso, como já foi dito, a geração de corrente por métodos não indutivos pode ajudar a estabilizar o plasma, na medida em que controla o perfil da densidade de corrente, possibilitando o controle das instabilidades MHD que possam eventualmente ocorrer. Instabilidades como oscilações de Mirnov [Mirnov,1971] ou as drásticas disrupturas [Sauthoff,1978], ocorrem devido ao aparecimento e crescimento de modos desestabilizantes como o modo “tearing” $m=2$ [Wesson,1987]. A variação da energia potencial do plasma (δW), quando o mesmo é submetido a uma perturbação, depende do gradiente de corrente dj_ϕ/dr , onde j_ϕ é a densidade de corrente de plasma na direção toroidal, e do fator de segurança q [Wesson,1987]. O sinal de δW determina se a perturbação é estável ou não. Levando-se em conta os gradientes locais da densidade de corrente j_ϕ , e considerando-se, simultaneamente, o fator de segurança q numa determinada região do plasma, consegue-se controlar modos desestabilizantes que possam eventualmente surgir. A geração de corrente não indutiva no plasma procura fazer com que fortes gradientes da densidade de corrente sejam amenizados, a fim de evitar estas instabilidades. Conforme já mencionamos no item I.4, perfis muito pontiagudos da densidade de corrente propiciam a queda do valor do fator de segurança q , segundo as eqs.(I.4.2) e (I.4.3). Quando este valor é menor que a unidade, a superfície ressonante $m=1$ passa a existir no plasma, propiciando o surgimento de sérias instabilidades, como os dentes de serra, que causam oscilações dos níveis de densidade e temperatura e, em geral, precedem as chamadas disrupturas, responsáveis pela perda do confinamento do plasma.

O regime de funcionamento contínuo do tokamak apresenta certas vantagens tecnológicas e econômicas em relação ao sistema pulsado, como descreveremos agora rapidamente. Inicialmente, o sistema pulsado está sujeito a grandes variações de temperatura que podem danificar a estrutura da máquina, diminuindo o tempo de vida de um reator. Além disso, para o estado de funcionamento contínuo, os parâmetros de plasma podem ser ajustados com maior segurança, de maneira a evitar as disrupturas, responsáveis pela perda de confinamento do plasma e conseqüentes danos nas paredes do reator.

MÉTODOS DE GERAÇÃO DE CORRENTE NÃO INDUTIVA

O princípio em que se baseia a obtenção de uma corrente toroidal contínua num tokamak é o de se criar alguma assimetria no sistema que favoreça o movimento das partículas carregadas em um dada direção. Caso contrário, o movimento isotrópico de íons e elétrons no plasma não possibilitará a geração de corrente em nenhuma direção privilegiada. As propostas para se criar esta assimetria na direção toroidal do tokamak consistem, assim, nos métodos de geração de corrente indutiva e não indutiva e compreendem, no segundo caso, a injeção de partículas neutras energéticas no plasma, assim como a injeção de ondas de alta ou baixa frequências, que podem transferir momento às partículas do plasma na direção toroidal. Ondas de Alfvén, ondas de rádio frequência, ondas na frequência híbrida inferior (LH), ou ainda ondas que transferem momento ao plasma na direção perpendicular ao campo magnético como, por exemplo, as ondas ciclotrônicas de elétrons (EC), podem ser usadas com este propósito. Uma revisão detalhada com os principais métodos de geração de corrente não indutiva é apresentada por Fisch [Fisch,1987].

A injeção de um feixe de partículas neutras é capaz de gerar corrente pois, assim que penetram no plasma, estas partículas são reionizadas devido às altas temperaturas existentes, e, em seguida, aprisionadas pelo sistema de campos magnéticos, gerando um fluxo de corrente positiva. Estas partículas, agora ionizadas, colidem com os elétrons do plasma e provocam uma deriva no movimento dos mesmos na direção toroidal, com a conseqüente geração de corrente. Devemos notar que a corrente de elétrons tem direção oposta à corrente de íons e o nível de cancelamento que existirá na corrente total dependerá da carga efetiva dos íons e do número de elétrons aprisionados

incapazes de transportar corrente. A geração de corrente pela injeção de feixes de partículas neutras foi primeiramente demonstrada por Okhawa [Okhawa,1970].

A injeção de ondas no plasma tem como primeiro objetivo impulsionar elétrons e, desta forma, gerar corrente. A interação partícula-onda pode se dar através do amortecimento de Landau, (ressonância cinética) onde a condição de ressonância é descrita por $\omega - \vec{k} \cdot \vec{v} = 0$, ou através da ressonância ciclotrônica (ressonância magnética), que ocorre no caso de campos magnéticos intensos, com a condição $\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n\omega_c = 0$, onde ω_c é a frequência ciclotrônica da partícula, $v_{\parallel}$ é a velocidade do elétron na direção paralela ao campo magnético e $\omega/2\pi$ e $k_{\parallel}$ são, respectivamente, a frequência e a componente paralela do número de onda da onda injetada. A injeção de ondas de rádio-frequência para geração de corrente foi inicialmente empregada por Thonemann [Thonemann,1952].

Ao analisarmos a transferência de momento e energia para a partícula e compararmos com o aumento de corrente obtido a partir desta interação, concluímos que a interação da onda com partículas térmicas é, a princípio, mais vantajosa que a interação da onda com partículas localizadas na cauda da função de distribuição, com alta velocidade ou supratérmicas, chamadas daqui por diante de elétrons rápidos. Isto porque a razão entre a energia transferida e corrente gerada é dada por [Fisch,1987]:

$$\frac{\Delta E}{\Delta J} = \frac{mv_{\parallel} \Delta v_{\parallel}}{q \Delta v_{\parallel}} = \frac{mv_{\parallel}}{q} \quad (\text{I.6.1})$$

e é, portanto, proporcional a $v_{\parallel}$. Assim, quanto menor $v_{\parallel}$, menor a energia que deve ser absorvida para um mesmo incremento de corrente. Entretanto, não podemos nos esquecer dos processos colisionais existentes no plasma. As seções de choque coulombianas tornam-se menores com o aumento da velocidade relativa das partículas interagentes. Desta forma, elétrons rápidos, localizados na cauda da função maxwelliana, colidem menos frequentemente que elétrons térmicos, pois suas velocidades são bem maiores que as dos elétrons ou íons térmicos do plasma. Os elétrons rápidos são, portanto, capazes de transportar corrente por tempos mais longos, fazendo com que a potência necessária para sustentar tal corrente seja pequena e economicamente viável. De fato, a eficiência na geração de corrente em relação à potência dissipada pode ser escrita por [Fisch,1987]:

$$\frac{J}{P_d} = \frac{q}{mv_{\parallel} v(v)} \quad (\text{I.6.2})$$

onde ν é a frequência de colisões e P_d é a potência dissipada dada por:

$$P_d = \nu \Delta E \quad (\text{I.6.3})$$

Notamos a partir da eq.(I.6.2) que a eficiência é máxima quando a frequência de colisões $\nu(\nu)$ é mínima. Há dois limites a serem considerados:

$$1) \quad \nu_{||} \rightarrow 0$$

$$2) \quad \nu_{||} \gg \nu_T$$

com $\nu_{\perp} \equiv \nu_T$ onde ν_T é a velocidade térmica.

No primeiro caso, $\nu \sim \text{cte}$ e $J/P_d \sim 1/\nu_{||}$. No segundo $\nu \sim 1/\nu_{||}^3$ e $J/P_d \sim \nu_{||}^2$. Ambos os limites possuem, a princípio, alta eficiência na geração de corrente. O primeiro caso é descrito pelas ondas de Alfvén que interagem com os elétrons térmicos do plasma. O segundo caracteriza ondas de alta velocidade de fase capazes de interagir com os elétrons existentes na cauda da função maxwelliana. Neste caso, estamos nos referindo às ondas de frequência híbrida inferior (LH). Devemos lembrar que a energia da onda é proporcional a $\hbar\omega$, enquanto que o seu momento é proporcional a $\hbar k$. Assim, o ponto favorável à utilização das ondas de Alfvén reside no fato de que são ondas capazes de transferir, aos elétrons, alta quantidade de momento por unidade de energia transportada pela onda [Wort,1971]. Entretanto, a desvantagem na utilização destas ondas para a geração de corrente consiste no fato de que estas ondas interagem com os elétrons térmicos sujeitos, portanto, a serem aprisionados pelos campos magnéticos, tornando-se incapazes de transportar corrente. Com isso, os métodos mais promissores para geração de corrente não indutiva se voltam para a utilização de ondas LH que, apesar de transportarem uma quantidade de momento bem menor que no caso anterior (pois possuem alta velocidade de fase ω/k), interagem com elétrons supratérmicos, que são menos colisionais, sendo capazes, portanto, de transportar corrente por mais tempo. Este método é utilizado nos principais tokamaks existentes [Gormezano,1990].

O efeito da injeção de ondas LH sobre a função de distribuição eletrônica é ilustrado na fig.I.9 [Karney & Fisch,1979]. Podemos notar que, ainda que haja competição entre os processos colisionais e a interação partícula-onda, existe assimetria na função de distribuição eletrônica para altas velocidades paralelas, o que indica geração de corrente.

fig.1.9: Função de distribuição eletrônica com o uso de onda LH.

A evolução da função de distribuição eletrônica f é descrita pela equação de Fokker-Planck dada de forma simplificada como segue [Stix,1975] [Fisch,1987]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = Q(f) + C(f) \quad (1.6.4)$$

onde $Q(f)$ são os termos de difusão quase-linear no espaço de velocidades e $C(f)$ são os termos coulombianos colisionais. No contexto de interação partícula-onda, os coeficientes de difusão quase-linear descrevem essencialmente um processo de difusão no espaço de

velocidades da partícula, que leva à formação de uma cauda na função de distribuição da população sob ação da onda. O termo quase-linear da equação de Fokker-Planck, que pode ser escrito como $\partial/\partial v (D_{QL} \partial f/\partial v)$ [Stix,1975] [Fisch,1987] descreve, portanto, a distorção que uma função de distribuição sofre em relação a uma maxwelliana. Esta distorção depende da amplitude da onda. A difusão depende tanto do espectro da densidade de energia da onda como do gradiente, no espaço de velocidades, da função de distribuição perturbada. Neste contexto, a difusão passa a sofrer um efeito não-linear da amplitude da onda e é neste sentido que se justifica a nomenclatura quase-linear. Os termos $Q(f)$, entretanto, são lineares na função de distribuição f . Os termos não-lineares da equação de Fokker-Planck referem-se aos termos colisionais $C(f)$. No caso de ondas LH, D_{QL} indica difusão paralela devido a gradientes da função de distribuição na direção paralela. O fenômeno de geração de corrente pode ser visto através da análise do coeficiente quase-linear como segue [Stix,1975]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial v} \left(D_{QL} \frac{\partial f}{\partial v} \right) = \frac{\partial D_{QL}}{\partial v} \frac{\partial f}{\partial v} + D_{QL} \frac{\partial^2 f}{\partial v^2} \Rightarrow \\ \frac{\partial f}{\partial t} &= - \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial D_{QL}}{\partial v} f \right) + \frac{\partial^2}{\partial v^2} (D_{QL} f) \end{aligned} \quad (I.6.5)$$

O primeiro termo do lado direito da equação (I.6.5) representa a absorção e o segundo a dispersão, relativas aos termos quase-lineares descritos por D_{QL} . A absorção associada à onda pode ser "negativa" e isso pode ser visto através da análise da variação da velocidade média da partícula conforme o que descrevemos abaixo:

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{d}{dt} \int dv \, v \, f = \int dv \, v \, \frac{\partial f}{\partial t} \quad (I.6.6)$$

Substituindo (I.6.5) em (I.6.6), vem:

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = - \int dv \, v \, \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial D_{QL}}{\partial v} f \right) + \int dv \, v \, \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{\partial}{\partial v} (D_{QL} f) \right] \quad (I.6.7)$$

Integrando por partes, vem:

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = - \int D_{QL} \frac{\partial f}{\partial v} dv \quad (I.6.8)$$

Para uma função de distribuição estável, o sinal de $v \partial f / \partial v$ deve ser negativo, ou seja, à medida que a velocidade aumenta a função de distribuição diminui. Dessa forma:

$$\frac{d\bar{v}}{dt} > 0 \quad (\text{I.6.9})$$

o que nos leva a concluir que a absorção aumenta o valor de $|\bar{v}|$, contrário ao que ocorre durante os processos colisionais. É justamente esta absorção negativa que fornece a força para geração de corrente.

O termo não-linear relacionado às colisões, por sua vez, pode ser linearizado [Fisch,1987], uma vez que o efeito da rádio-freqüência, ainda que possa ser intenso, agirá somente numa posição do espaço de velocidades em que as partículas são ressonantes com a onda, causando distorção da função de distribuição nesta região. Ainda que esta distorção seja grande, os elétrons pertencentes à cauda da função de distribuição colidirão com os elétrons térmicos que, de qualquer forma, são ainda em número bem maior. Durante a injeção da rádio-freqüência a distribuição das partículas térmicas se conserva maxwelliana. Assim, a função de distribuição pode ser escrita como $f = f_m + \tilde{f}$, onde f_m é a função de distribuição maxwelliana e $\tilde{f}$ é a função distorcida devido à ação da rádio-freqüência. O operador de colisão pode, assim, ser escrito como segue [Fisch,1987]:

$$C(f, f) = C(f_m, \tilde{f}) + C(\tilde{f}, f_m) \quad (\text{I.6.10})$$

que descreve a relaxação da distribuição maxwelliana sobre a cauda e vice-versa. O termo $C(f_m, f_m)$ é levado à zero, pois se considera que as partículas da distribuição maxwelliana não devem mais sofrer relaxações entre si, ou seja, as distribuições puramente maxwellianas não evoluem. Este processo de linearização não quebra os princípios de conservação do número de partículas e de energia das mesmas, desde que o número de partículas supratérmicas permaneça pequeno e desde que o plasma térmico funcione como um absorvedor eficiente, fazendo com que as partículas não térmicas percam sua energia para o plasma térmico. Assim, teremos uma distribuição estacionária para a população eletrônica.

Há ainda duas outras simplificações que podem ser adotadas. A primeira consiste em considerar a equação de Fokker-Planck no limite de altas velocidades, uma vez que estamos interessados na dinâmica de partículas supratérmicas e já que estas partículas, quando começam a termalizar, se tornam isotrópicas e não

transportam mais corrente significativa. Assim, para o propósito de geração de corrente, podemos supor que as colisões se dão sempre para partículas de alta velocidade, isto é, para $v \gg v_T$, e que o coeficiente de colisão se simplifica. Outra aproximação que se considera é resolver a equação de Fokker-Planck em uma dimensão (1D). Para geração de corrente a direção mais importante é a direção paralela. Assim, costuma-se considerar que a função de distribuição f na direção perpendicular é maxwelliana com a mesma temperatura que caracteriza os elétrons térmicos [Fisch,1987].

Até o momento, as ondas LH já produziram até 1,5 MA de corrente de plasma no JET [Jacquinot,1993], e 3,6 MA, mais recentemente, no tokamak JT-60 [Ikeda,1993]. Atualmente, experiências com ondas na frequência ciclotrônica de íons (IC) têm sido também consideradas. Pode-se, por exemplo, gerar corrente, lançando-se espectros assimétricos da onda IC, de forma a privilegiar a absorção da onda numa dada direção toroidal. Este processo resulta num movimento relativo entre os íons de minoria e de maioria fazendo com que haja o aparecimento de uma corrente líquida, tal qual ocorria no caso de geração de corrente através da injeção de um feixe de partículas neutras. Como a ressonância ciclotrônica depende do valor do campo magnético, este método permite gerar uma corrente bem localizada, independente da densidade do plasma [Fisch,1981]. Esta é uma vantagem no emprego de ondas IC na geração de corrente, uma vez que problemas de acessibilidade são superados.

Pode-se, ainda, gerar corrente com o emprego de onda IC, sem fazer uso de espectros de onda assimétricos. Neste caso, a interação onda-partícula pode se dar por amortecimento de Landau (ELD - *Electron Landau Damping*) ou ainda por *Transit Time Magnetic Pumping (TTMP)* [Start,1990]. O amortecimento que ocorre através de TTMP se mostra significativo em plasmas de grande porte, com altas temperaturas eletrônicas, ou no caso em que elétrons rápidos, gerados a partir da interação LH-plasma, estão presentes no sistema. Tanto no ELD como no TTMP há aceleração de elétrons, ao longo das linhas de campo magnético, sempre que a condição de ressonância $\omega = k_{||} v_{||}$ é atingida, apenas que, no caso ELD, temos que a força que age sobre os elétrons é $eE_{||}^w$, onde $E_{||}^w$ é o campo elétrico da onda, enquanto que a força que age sobre os elétrons durante o TTMP é dada por $\mu \nabla_{||} B^w$, onde μ é o momento magnético do elétron e B^w é o campo magnético da onda IC. A aceleração dos elétrons pode ser descrita através da seguinte equação:

$$m \frac{dv_{||}}{dt} = -eE_{||} - \mu \frac{\partial B_{||}}{\partial z} \quad (I.6.11)$$

$$\text{onde } \mu = \frac{1}{2} m \frac{v_{\perp}^2}{B_0}.$$

O TTMP é, portanto, mais eficaz, quanto maior for a velocidade perpendicular dos elétrons impulsionados [Fisch & Karney,1981].

Devido ao fato de que as ondas IC têm o campo elétrico aproximadamente perpendicular ao campo magnético, a interação principal desta onda se reflete na aceleração ciclotrônica transmitida à população iônica. Aí reside a desvantagem na utilização das ondas IC para geração de corrente já que são amortecidas, preferencialmente, sobre a população iônica, em detrimento ao amortecimento sobre a população eletrônica. Isso talvez possa ser evitado retirando-se a ressonância ciclotrônica do centro do tokamak através do ajuste da frequência da onda, campo toroidal e o uso de diferentes íons ressonantes. Um dos pontos a favor no emprego das ondas IC, como dissemos, é que elas podem se propagar até regiões de altas temperaturas e densidades, condições típicas do centro de um reator, o que não ocorre com as ondas LH devido a problemas de acessibilidade, conforme discutiremos no próximo capítulo [Stix,1992].

Outro processo, também observado no JET, durante as experiências realizadas em 1990/91, foi o sinergismo existente quando a injeção de ondas LH ocorre na presença de aquecimento com ondas IC [Gormezano,1991] e [Brusati,1992]. Este fato resulta no aumento da corrente não indutiva gerada, uma vez que o TTMP sobre os elétrons supratérmicos se acentua. Observou-se que a energia dos elétrons rápidos produzidos, aumenta quando ambas as ondas estão presentes e o efeito mais pronunciado ocorre onde a densidade de elétrons rápidos é mais alta. Estes efeitos sinérgicos também são observados em termos da temperatura eletrônica, atingida no centro do plasma, quando ambas as ondas estão presentes. Estima-se que, aproximadamente, 10% da potência total de IC é amortecida diretamente sobre a população eletrônica [Jacquinot,1991].

Há ainda a possibilidade de geração de corrente com a utilização de ondas ciclotrônicas de elétrons (EC) [Fisch & Boozer,1980]. Neste caso, ao contrário do que foi dito até agora, corrente é gerada sem que momento na direção paralela seja transferido aos elétrons. Isso porque, ondas ciclotrônicas de elétrons são consideradas quase como ondas livres, com alta velocidade de fase ($\omega/k_{\parallel} > c$) e, portanto, não transportam momento na direção paralela ao campo magnético. A corrente neste caso é criada porque, ao impulsionar elétrons na direção perpendicular da posição 1 à posição 2 no espaço de fase (fig.I.10), faz-se com que estes elétrons se tornem menos colisionais. Não há produção instantânea de corrente porque não há transferência de momento paralelo, mas haverá geração de corrente com atraso estabelecido como consequência

desta interação na direção perpendicular. A corrente transportada pelos elétrons na situação 2 dura mais tempo e assim, ao impulsionarmos elétrons que viajam predominantemente em uma dada direção (direita ou esquerda), uma corrente líquida é criada em uma destas direções.

- fig.I.10: Princípio de geração de corrente com ondas EC (1-2) e LH (1-1'').

A aparente falta de conservação de momento não ocorre pois, supondo que a onda interaja com elétrons que viajam predominantemente para a direita, colisões menos frequentes ocorrerão com a população iônica, em comparação com a situação em que os elétrons não são aquecidos perpendicularmente e que viajam para a esquerda, contrabalançando o momento total do sistema. Os elétrons ressonantes com a onda são aqueles com velocidade paralela dada por: $v_{\parallel} = (\omega - \omega_{ce})/k_{\parallel}$. Portanto, a antena, neste caso, deve ser direcionada tangencialmente ao tokamak de maneira a criar assimetria no espectro de $k_{\parallel}$ a fim de favorecer a interação onda-partícula numa das direções (fig.I.11).

fig.I.11: Esquema de funcionamento da geração de corrente com ondas EC, LH e IC.

A partir de agora nós discutiremos, mais detalhadamente, a injeção de ondas LH no plasma. No próximo capítulo, apresentaremos a relação de dispersão da onda, discutindo sua propagação e absorção pelas populações eletrônica e iônica.

CAPÍTULO II

PROPAGAÇÃO E ABSORÇÃO DA ONDA LH NO PLASMA

II.1 - INTRODUÇÃO

Conforme dissemos no capítulo I, a injeção de ondas LH no plasma para geração de correntes estacionárias foi inicialmente proposta por Ohkawa [Ohkawa,1970], e revisada detalhadamente por Fisch [Fisch,1987], sendo confirmada experimentalmente em diversos tokamaks do mundo [Gormezano,1990]. O método, conforme já foi mencionado, consiste em transferir momento, na direção paralela ao campo magnético, aos elétrons de alta velocidade localizados na cauda da função de distribuição. A transferência de momento à população eletrônica se dá através de amortecimento de Landau sempre que a velocidade de fase paralela da onda ($v_{ph\parallel} = \omega/k_{\parallel}$, onde $k_{\parallel}$ é o vetor de onda na direção paralela) coincidir com a velocidade paralela da partícula ($v_{\parallel}$). Os elétrons de alta energia, impulsionados pela onda (elétrons rápidos), sofrem menos colisões e, portanto, são capazes de transportar corrente por tempos mais longos. O interesse em gerar corrente por métodos não indutivos (*current-drive*) se baseia em atingir um regime contínuo de operação para máquinas tipo tokamak, ou ainda em controlar o perfil de corrente do plasma, a fim de estabilizar oscilações do tipo dente de serra, responsáveis pelas chamadas disrupturas, que causam queda abrupta de densidade e temperatura do plasma, com a conseqüente perda do seu conteúdo energético.

Alguns cuidados devem ser tomados, entretanto, a fim de se atingir alta eficiência na geração de corrente com ondas LH. As altas densidades previstas no ITER (*International Tokamak Experiment Reactor*) [Rebut,1990] limitam a acessibilidade da onda ao centro do plasma, enquanto que altas temperaturas levam a um alto amortecimento de Landau na sua periferia, onde os elétrons já seriam suficientemente energéticos para interagir com a onda. Problemas de acessibilidade são obstáculos importantes a serem superados para que o emprego de ondas LH nos reatores termonucleares seja viabilizado.

Altas densidades podem levar, ainda, a uma conversão de modo da onda em modo de íons térmicos (*hot ion mode*) [Stix,1992]. Neste caso são os íons térmicos do plasma que absorvem a onda e aquecem o plasma através de processos colisionais, em detrimento da geração de corrente. O valor limite de densidade para o qual esta conversão de modo acontece será discutido no decorrer deste capítulo. Este novo modo de propagação da onda surge ao considerarmos a relação de dispersão da onda para plasmas quentes, ou seja, quando $T_i, T_e \neq 0$. Por serem considerados não magnetizados ($k_\perp \rho_i \gg 1$), estes íons interagem com a onda LH através do amortecimento de Landau na direção perpendicular ao campo magnético, descrito através de um processo estocástico [Karney,1978]. $k_\perp$ e ρ_i são, respectivamente, a componente perpendicular do vetor de onda e o raio de Larmor iônico. O que ocorre neste caso é que os valores de $n_\perp$ são suficientemente altos para que a velocidade de fase perpendicular da onda ($v_{ph\perp} = \omega/k_\perp = c/n_\perp$) esteja em ressonância com a velocidade perpendicular dos íons térmicos do plasma ($v_\perp$). Entretanto, uma vez que os espectros de $n_\parallel$, da onda lançada, podem ser controlados, é bastante improvável que a conversão de modo ocorra quando a onda é utilizada com o objetivo de gerar corrente não-indutiva (LHCD). Aqui, $n_\parallel$ refere-se ao índice de refração da onda na direção paralela ao campo magnético.

Além disso, prevê-se teoricamente que, em cenários operacionais de um reator, a eficiência na geração de corrente com ondas LH pode ser afetada devido à absorção da onda por partículas α de 3,5 MeV, produzidas durante as reações de fusão [Perkins,1982], [Fisch,1987], [Barbato,1989] e [Pavlo,1989], segundo o mesmo princípio descrito anteriormente, isto é, através do amortecimento de Landau perpendicular. Esta interação, mais uma vez, ocorre para todas as partículas com velocidades $v > \omega/k_\perp = c/n_\perp$ e que satisfazem a condição de ressonância $v_\perp = \omega/k_\perp$. Aqui, v e $v_\perp$ são, respectivamente, o módulo e a componente perpendicular da velocidade da partícula; $k_\perp$ e $n_\perp$ são as componentes perpendiculares do vetor de onda e do índice de refração da onda e $\omega/2\pi$; sua frequência. Esta interação pode diminuir a eficiência na geração de corrente ou pode apresentar aspectos favoráveis no que se refere ao aquecimento de partículas α com ondas LH a fim de atingir condições de ignição nos reatores termonucleares. Há indicações que, para frequências mais altas que 5 GHz, a absorção da onda LH pelas partículas α seria desprezível [Nemoto,1991]. Entretanto, no atual estágio tecnológico envolvendo o uso de ondas LH em tokamaks, parece que frequências de 5 a 6 GHz são os valores operacionais que podem ser atingidos para aplicações em reatores a fusão. Em frequências muito altas problemas tecnológicos começam a surgir como, por exemplo, a necessidade em se ter guias de onda muito estreitos ou o fato de que podem ocorrer perdas elevadas na linha de transmissão da onda. A frequência operacional no JET é 3,7 GHz e é interessante, neste

caso, estudar o nível de absorção da onda pelos íons de minoria, utilizados para técnicas de aquecimento adicional com a onda ciclotrônica de íons (IC), conforme o que foi descrito no capítulo I. O objetivo deste estudo é o de simular a interação entre ondas LH com as partículas α num reator. Estes íons são altamente energéticos (íons rápidos) e referem-se à segunda espécie iônica presente no plasma além do gás principal de que o plasma é constituído (íons de maioria). No JET, as concentrações de minoria variam tipicamente entre 5 e 15%, caracterizando o aquecimento eletrônico, visto que as energias atingidas por estes íons devido à interação com ondas IC ultrapassam geralmente a energia crítica $E_c(\text{keV}) = 14.8 A_{mi} T_e(\text{keV}) / A_i^{2/3}$, onde A_{mi} e A_i são as massas atômicas dos íons de minoria e de maioria, respectivamente. A energia crítica, conforme já foi dito no primeiro capítulo, é estabelecida quando as frequências de colisão íon-íon e íon-elétron são as mesmas. Íons com energia acima de E_c termalizam sobre a população eletrônica do plasma. Caso contrário, a termalização se dá sobre a população iônica. Ao serem aquecidos com as ondas IC, os íons de minoria atingem energias de até alguns MeV, criando uma cauda de alta energia na sua função de distribuição que inicialmente era maxwelliana. São estes íons de minoria de alta energia que são capazes de interagir com a onda LH quando suas velocidades perpendiculares são ressonantes com a alta velocidade de fase perpendicular da onda, dada por $\omega/k_{\perp}$. Toda vez que esta condição de ressonância é atingida, a energia da onda é transferida aos íons através do amortecimento de Landau perpendicular. Os íons de minoria, assim como as partículas α , aquecem o plasma através da termalização que sofrem devido a processos colisionais. Alguns estudos mais recentes também apontam para o fato de que uma possível troca de energia recíproca entre as partículas α e as ondas LH em cenários de alta densidade e temperatura, forneceria um mecanismo para transferir a energia das ondas LH ao centro do plasma [Fisch & Rax, 1992]. Este fato seria importante nas máquinas de próxima geração (ITER, por exemplo), onde os cenários de operação prevêm altas densidades e temperaturas.

Concluimos, assim, que devido à competição que pode existir entre as populações eletrônica e iônica em relação à absorção da onda, é necessário que a interação LH-íons rápidos do plasma seja controlada a fim de se obter máxima eficiência na geração de corrente ou para propósitos do controle do perfil de corrente que busca a estabilização de possíveis oscilações do plasma (oscilações MHD). A absorção da onda pela população eletrônica ou iônica depende, essencialmente, das condições de plasma e das características de propagação da onda.

Veremos neste capítulo as condições para propagação e absorção da onda pelas populações eletrônica e iônica analisando os principais parâmetros para um bom

acoplamento da onda ao plasma. Tanto para geração de corrente como para aquecimento do plasma, a deposição da onda deve se dar preferencialmente no centro da coluna do mesmo. Devemos analisar, portanto, as condições para que a onda se propague até a zona de sua absorção. A propagação da onda levando-se em conta efeitos toroidais também será considerada, onde introduziremos as noções de *ray-tracing* para as ondas LH.

II.2 - ABSORÇÃO DA ONDA PELAS PARTÍCULAS DO PLASMA

Uma onda eletrostática, ou seja, cujo campo magnético oscilante é nulo e cujo campo elétrico é paralelo à direção de propagação da onda, ao transmitir-se num plasma não magnetizado, interagirá com as partículas do mesmo sempre que a velocidade de fase da onda coincidir com a velocidade das partículas. A condição de ressonância é dada por:

$$\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}_{ph} \quad (\text{II.2.1})$$

onde $\omega/2\pi$ e $\vec{k}$ são, respectivamente, a frequência e o vetor de onda da onda em questão e $\vec{v}_{ph}$ é a sua velocidade de fase. Segundo esta descrição, as partículas com velocidade $v = \omega/k - \epsilon$ ($\epsilon \rightarrow 0$) serão aceleradas pela onda, enquanto que aquelas com velocidade $v = \omega/k + \epsilon$ serão freadas pela mesma. Caso o número de partículas aceleradas seja maior que o número de partículas freadas, haverá transferência de energia da onda para as partículas do plasma, com o conseqüente amortecimento da mesma durante sua propagação.

Sabemos que em plasmas magnetizados íons e elétrons giram ao redor das linhas de campo com determinada frequência dada pela frequência ciclotrônica da partícula :

$$\omega_{cj} = \frac{|Ze|B_0}{m_j} \quad (\text{II.2.2})$$

onde B_0 é o campo toroidal e Ze e m_j são a carga e a massa da partícula respectivamente. O índice j refere-se ao tipo de partícula em consideração.

Para plasmas magnetizados, a condição de ressonância descrita pela eq.(II.2.1) pode ser expressa como:

$$\omega = k_{\perp} v_{\perp} + k_{\parallel} v_{\parallel} = n\omega_{ci} + k_{\parallel} v_{\parallel} \quad (\text{II.2.3})$$

Na eq.(II.2.3) os símbolos $\parallel$ e $\perp$ referem-se à direção do vetor de onda e da velocidade das partículas em relação ao campo magnético toroidal e n é um número inteiro referente aos harmônicos da frequência ciclotrônica. Podemos interpretar esta eq. da seguinte forma: somente interagirão com a onda as partículas que “virem” o campo elétrico da onda oscilar com a frequência $\omega' = \omega - k_{\parallel} v_{\parallel}$ para um múltiplo inteiro ou eventualmente nulo da frequência ciclotrônica. ω' é a frequência da onda no sistema de referência fixo à partícula.

As ondas LH, por sua vez, existem para frequências ω compreendidas na faixa:

$$\omega_{ci}^2 \ll \omega^2 \ll \omega_{ce}^2 \quad (\text{II.2.4})$$

onde ω_{ci} e ω_{ce} são as frequências ciclotrônicas dos íons e elétrons respectivamente. Nesta faixa de frequência, as ressonâncias magnéticas, obtidas para $n > 0$, não são mais permitidas para a população eletrônica, de acordo com o que estabelece a eq. (II.2.3), restando apenas a ressonância cinética ($n = 0$) que caracteriza o amortecimento de Landau.

Ainda para a população eletrônica sujeita a forte magnetização e levando-se em conta que $\omega^2 \ll \omega_{ce}^2$, temos:

$$k_{\perp}^2 \rho_e^2 \ll 1 \quad (\text{II.2.5})$$

onde $k_{\perp}$ é o vetor de onda da LH na direção perpendicular ao campo magnético toroidal B_T e ρ_e é o raio de Larmor eletrônico. As ondas LH são ondas eletrostáticas num plasma

magnetizado. Assim, para os elétrons, a condição (II.2.5) é satisfeita, ou seja, o comprimento de onda perpendicular da onda é muito maior que o raio de giro dos elétrons em torno do campo magnético. Neste caso, a onda não interage com os elétrons na direção perpendicular e, portanto, o efeito presente é o amortecimento de Landau na direção paralela ao campo magnético. A condição de ressonância no caso dos elétrons, descrita por um processo uni-dimensional, torna-se assim:

$$\omega = k_{//} v_{//} \quad (\text{II.2.6})$$

Podemos escrever uma relação entre o índice de refração da onda na direção paralela ($n_{//} = ck_{//}/\omega$) e a energia cinética dos elétrons ressonantes $\mathcal{E}_c$ dada por:

$$\mathcal{E}_c = \gamma m_e c^2 - m_e c^2 = \left[\left(1 - \frac{1}{n_{//}^2} \right)^{-1/2} - 1 \right] m_e c^2 \quad (\text{II.2.7})$$

Para campos toroidais da ordem de alguns Teslas, a frequência da onda a ser utilizada deve ser em torno de GHz. Devido à interação LH-elétrons rápidos, a função de distribuição eletrônica desenvolve uma cauda na região de altas velocidades, na direção paralela, conforme discutido no capítulo anterior.

Para acelerar elétrons com energia na ordem de 100 keV, para frequências de 3,7 GHz, tais como são utilizadas no JET, o índice de refração da onda deve ser aproximadamente 1,8, o que resulta num comprimento de onda paralelo $\lambda_{//} = c/f n_{//}$ da ordem de 4,5 cm. No JET, um espectro típico da onda LH, ao ser lançada no plasma, está mostrado na fig.II.1.

Combinados ao movimento de partículas, predominantemente na direção do campo magnético toroidal B_T , haverá deslocamentos de elétrons na direção perpendicular ao campo magnético devido à deriva $\vec{E} \times \vec{B}_T$ ($\vec{v}_E = \vec{E} \times \vec{B}_T / B_T^2$) e a uma deriva de polarização ($\vec{v}_{pol} = (\omega_{ce} B_T)^{-1} d\vec{E}/dt$), onde $\vec{E}$ é o campo elétrico da onda [Chen,1983].

fig.II.1: Espectro de $n_{||}$ injetado pelo sistema LHCD no JET.

Quando a onda eletrostática é injetada no plasma, seu vetor de onda $\vec{k}$, paralelo ao campo elétrico da onda, será estritamente orientado na direção do campo magnético toroidal B_T . Isso ocorre para que a assimetria do sistema, assim caracterizado, possa impulsionar os elétrons rápidos numa direção preferencial, gerando, desta forma, corrente não-indutiva. À medida que a onda se propaga, uma componente perpendicular do vetor de onda vai se desenvolvendo segundo a relação de dispersão da onda no plasma. Neste caso, poderá haver interação partícula-onda também na direção perpendicular ao campo magnético sempre que a relação de ressonância $v_{\perp} = \omega/k_{\perp}$ for satisfeita. Isso é o que ocorre de fato para a população iônica. Os íons respondem ao campo elétrico $\vec{E}$ da onda como se estivessem num meio não magnetizado, já que a frequência da onda é muito maior que a frequência íon-ciclotrônica ($\omega^2 \gg \omega_{ci}^2$). No caso

da população iônica, vale a relação $k_{\perp} \rho_i \geq 1$, onde ρ_i é o raio de Larmor iônico. Isto significa que o comprimento da onda lançada passa a ser comparável ao raio de giro da partícula durante sua trajetória ciclotrônica. Assim, a interação dos íons com a onda é do tipo Landau na direção perpendicular ao campo magnético. Para os íons térmicos do plasma esta interação ocorre para valores de $k_{\perp}$, suficientemente altos, a fim de que suas velocidades perpendiculares sejam ressonantes com a velocidade de fase perpendicular da onda ($v_{ph_{\perp}} = \omega/k_{\perp}$). Neste caso, a interação se dá devido a uma conversão de modo da onda, que ocorre a determinados níveis de densidade, conforme será discutido no decorrer deste capítulo. Quando, por outro lado, nos referirmos aos íons rápidos do plasma, ou seja, aos íons de alta energia provenientes da interação prévia com a onda ciclotrônica de íons (IC), os valores de $k_{\perp}$ não precisam ser tão elevados, pois as velocidades atingidas por estas partículas são altas o suficiente para ressonar com a alta velocidade de fase perpendicular da onda LH. Esta interação não está ligada a uma conversão de modo da onda, apenas que os íons são suficientemente energéticos ($\sim$ MeV) para interagir com a onda. É neste segundo efeito que estaremos interessados neste trabalho (interação LH-íons rápidos do plasma).

Podemos ainda escrever a condição de ressonância como:

$$v_{\perp} = \frac{\omega}{k_{\perp}} = \frac{c}{n_{\perp}} \quad (\text{II.2.8})$$

Para plasmas de deutério a uma temperatura $T_e \sim 10$ keV esta condição é satisfeita para valores de $n_{\perp} \sim 400$. Já para o caso dos íons rápidos, com energia na ordem de MeV, os valores de $n_{\perp}$ necessários para haver ressonância seriam da ordem de $n_{\perp} \sim 20$, que são comumente atingidos durante a propagação da onda no plasma no caso do JET.

Resultados experimentais mostram que a absorção da onda LH pelos íons térmicos se torna mais importante que a absorção da onda pela população eletrônica quando a seguinte razão for maior do que a unidade:

$$z = \frac{v_{ph_{\parallel}}/v_e}{v_{ph_{\perp}}/v_i} = \frac{n_{\perp}}{n_{\parallel}} \sqrt{\frac{m_e T_i}{m_i T_e}} \quad (\text{II.2.9})$$

onde $v_{ph\parallel}$ e $v_{ph\perp}$ são as velocidades de fase da onda na direção paralela e perpendicular, respectivamente [Wegrov & Tonon, 1983]. Ao aplicarmos este resultado ao caso do JET, onde $n_{\parallel} = 1,8$, e tomando-se $T_e = T_i$, temos que a absorção para os íons de deutério se torna importante quando $n_{\perp} > 110$. Este valor de $n_{\perp}$ nunca é atingido para os valores de densidade típicos do JET. Daí concluímos que os íons de maioria do plasma não interagem com a onda LH, a menos que ocorra uma conversão de modo da onda. Serão apenas os íons de minoria (íons rápidos do plasma) que serão capazes de absorver a energia da onda, segundo o que discutimos anteriormente.

Há, portanto, duas diferenças na interação entre as ondas LH com os elétrons e os íons do plasma [Barbato, 1982]. A primeira é que, para o caso da população eletrônica, o processo de interação é unidimensional na direção paralela ao campo magnético, enquanto que a interação com os íons é um processo bi-dimensional. Seguindo a fig.II.2, e supondo que o vetor de onda $k_{\perp}$ tenha a direção do eixo x , temos que todos os íons com velocidade perpendicular maior que $\omega/k_{\perp}$ são capazes de interagir com a onda no ponto de suas trajetórias ciclotrônicas em que satisfaçam a condição:

$$v_x = v_{\perp} \sin(\omega_{ci} t + \phi) = \frac{\omega}{k_{\perp}} \quad (\text{II.2.10})$$

Assim, a outra diferença no processo de absorção da onda pela população eletrônica ou iônica, consiste no fato de que, no primeiro caso, as partículas capazes de interagir com a onda são aquelas cujas velocidades estão compreendidas no intervalo de velocidades $\omega/k_{\parallel\text{max}} \leq v_{\parallel} \leq \omega/k_{\parallel\text{min}}$ onde $k_{\parallel\text{max}}$ e $k_{\parallel\text{min}}$ são os valores de $k_{\parallel}$ ligados ao máximo e ao mínimo do espectro da LH injetada no plasma. No caso iônico, todas as partículas com $v_{\perp} > \omega/k_{\perp\text{max}}$ serão capazes de interagir com a onda não havendo, portanto, um limite máximo para a energia das partículas a fim de que a absorção da onda ocorra.

fig.II.2: Interação ressonante onda-fon durante órbita ciclotrônica iônica

II.3 - RELAÇÃO DE DISPERSÃO

Descreveremos agora a relação de dispersão das ondas LH no plasma para que possamos compreender como se dá sua propagação de acordo com a variação de parâmetros como densidade e temperatura. Seguiremos, nos itens II.3.1 a II.3.5, o formalismo descrito por Stix [Stix,1992] e apresentaremos o tratamento teórico deste formalismo desenvolvido por Barbato [Barbato,1982]. Basicamente, na aproximação de plasmas frios ($T_i = T_e = 0$), a relação de dispersão para ondas com frequência na faixa híbrida inferior (*Lower Hybrid*) fornece duas formas distintas de propagação. Uma delas é

a onda rápida (*fast wave*), com altos valores de $\omega/k_{\perp}$, e a outra, a onda lenta (*slow wave*), que possui baixos valores de $\omega/k_{\perp}$.

Ambas as ondas podem ser utilizadas tanto para aquecimento como para geração de corrente não-indutiva. No JET, os estudos estão voltados para a geração de corrente. A onda lenta é aquela comumente associada à onda LH e sua componente paralela do campo elétrico ($E_{\parallel}$) assume valores elevados sendo, por este motivo, utilizada eficientemente para geração de corrente numa única passagem pelo plasma. A onda rápida, por sua vez, apresenta valores de $E_{\parallel}$ relativamente baixos e, para que seja utilizada para geração de corrente, a onda deve ser absorvida em múltiplas passagens pelo plasma. Todos os experimentos atuais utilizam a onda lenta para o propósito de geração de corrente.

Quando a correção para plasmas quentes é introduzida às equações, isto é, quando $T_i, T_e \neq 0$, teremos um novo modo de propagação da onda denominado modo de íons térmicos (*hot ion mode*) e dizemos que há uma conversão de modo da onda.

Passaremos agora a descrever mais precisamente todos os possíveis modos de propagação da onda LH, inicialmente na aproximação de plasma frio e, depois, introduzindo a correção para plasmas quentes.

II.3.1 - RELAÇÃO DE DISPERSÃO PARA PLASMAS FRIOS

Consideremos um plasma com um campo magnético uniforme na direção z , $\vec{B}_T = B_0 \hat{z}$, e campo de equilíbrio $\vec{E}_0$ igual a zero. A direção z corresponde à direção toroidal do tokamak. As velocidades de fluido de elétrons e íons no meio não perturbado são tomadas como nulas, isto é, $v_{e0} = v_{i0} = 0$.

Supondo que uma onda eletromagnética se propague neste meio, seus campos elétrico e magnético $\vec{E}$ e $\vec{B}$ serão descritos pelas equações de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (\text{II.3.1})$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.3.2})$$

onde $\bar{J}$ é a densidade de corrente de condução proveniente do movimento das partículas do plasma sob ação dos campos $\bar{E}$ e $\bar{B}$. As eqs.(II.3.1) e (II.3.2) determinam a eq. de propagação da onda expressa por:

$$\nabla^2 \bar{E} - \nabla(\nabla \cdot \bar{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \bar{J}}{\partial t} \quad (\text{II.3.3})$$

Supondo que os campos da onda e a corrente $\bar{J}$ variem segundo $\exp[i(\bar{k} \cdot \bar{r} - \omega t)]$, e supondo ainda que o meio responda à propagação da onda de forma linear, isto é:

$$\bar{J}_{k\omega} = \hat{\sigma} \cdot \bar{E}_{k\omega} \quad (\text{II.3.4})$$

onde $\hat{\sigma}$ é o tensor de condutibilidade elétrica que leva em conta as propriedades do meio, obtemos, da eq. de onda (II.3.3):

$$\bar{k}(\bar{k} \cdot \bar{E}) - k^2 \bar{E}_{k\omega} + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \cdot \bar{E}_{k\omega} = 0 \quad (\text{II.3.5})$$

onde $\hat{\epsilon}$ é o tensor dielétrico que pode ser escrito segundo a notação de Stix [Stix,1992] como segue:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (\text{II.3.6})$$

Os coeficientes do tensor dielétrico S, D e P são dados por [Stix,1992]:

$$S = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2 - \omega_{cj}^2} \quad (\text{II.3.7})$$

$$D = \sum_j \frac{\omega_{pj}^2 \omega_{cj} / \omega}{\omega^2 - \omega_{cj}^2} \quad (\text{II.3.8})$$

$$P = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2} \quad (\text{II.3.9})$$

onde j representa todas as espécies presentes no plasma e ω_{pj} e ω_{cj} são, respectivamente, a frequência de plasma e a frequência ciclotrônica das partículas de espécie j .

$$\omega_{pj}^2 = \frac{4\pi q_j^2 n_j}{m_j} \quad (\text{II.3.10})$$

$$\omega_{cj} = \frac{q_j B}{m_j c} \quad (\text{II.3.11})$$

O índice de refração da onda é dado por $\bar{n} = c\bar{k}/\omega$. Considerando um modelo de simetria cilíndrica em torno do eixo z de maneira que o campo magnético toroidal B_0 seja colinear ao eixo Oz e tomando, sem perda de generalidade, o índice de refração dado por $\bar{n} = (n_x, 0, n_z) = (n_\perp, 0, n_\parallel)$, conforme indica a fig.II.3, podemos reescrever a eq.(II.3.5), em forma matricial, como:

$$\begin{pmatrix} S - n_\parallel^2 & -iD & n_\parallel n_\perp \\ iD & S - n_\perp^2 & 0 \\ n_\parallel n_\perp & 0 & P - n_\perp^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{II.3.12})$$

onde

$$n^2 = n_\perp^2 + n_\parallel^2 \quad (\text{II.3.13})$$

$$n_\perp = \frac{k_\perp c}{\omega} \quad (\text{II.3.14})$$

$$n_\parallel = \frac{k_\parallel c}{\omega} \quad (\text{II.3.15})$$

Esta equação terá solução não nula para o campo elétrico quando o determinante da matriz acoplada ao sistema se anular, o que resulta numa equação biquadrática para $n_\perp$ descrita por:

$$S n_\perp^4 - B n_\perp^2 + C = 0 \quad (\text{II.3.16})$$

com

$$B = -D^2 + (S - n_{//}^2)(S + P) \quad (\text{II.3.17})$$

$$C = P[(S - n_{//}^2)^2 - D^2] \quad (\text{II.3.18})$$

A eq.(II.3.16) admite duas soluções para o quadrado do índice de refração perpendicular $n_{\perp}^2$:

$$n_{\perp(\pm)}^2 = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4SC}}{2S} \quad (\text{II.3.19})$$

determinando assim dois modos de propagação da onda conforme sejam considerados os sinais + ou - na eq.(II.3.19). No primeiro caso, caracteriza-se a onda lenta, assim chamada por possuir velocidade de fase mais baixa ($v_{ph\perp} = \omega/k_{\perp} = c/n_{\perp}$) e no segundo, a onda rápida, com velocidade de fase mais alta. A onda lenta pode sofrer conversão de modo em onda rápida e vice-versa, de acordo com a evolução de $n_{\perp}$ em relação à densidade do plasma. Para um campo toroidal B_0 constante e $n_{//}$ constante, temos que $n_{\perp(\pm)}^2$ evolui no plasma como uma função da densidade, de acordo com o que podemos concluir da eq.(II.3.19), quando levamos em conta as expressões para B, S e C. Na prática, o perfil de deposição da onda no plasma dependerá essencialmente da densidade do mesmo.

fig.II.3: Sistema de coordenadas em simetria cilíndrica.

II.3.2 - DENSIDADE DE “CUT-OFF” OU DENSIDADE DE CORTE

O índice de refração $n_{\perp(\pm)}^2$ pode assumir, eventualmente, valores negativos, quando então a onda é evanescente, ou valores positivos, para os quais a onda se transmite através do plasma. Os valores de $n_{\perp}$ dependem, conforme foi visto no item anterior, da densidade do plasma segundo o que estabelece a eq.(II.3.19). O valor de densidade para o qual $n_{\perp(\pm)}^2 = 0$, que caracteriza a transição de um domínio em que a onda é evanescente para o domínio de propagação, é chamado de densidade de *cut-off* ou densidade de corte. Esta densidade se relaciona à densidade abaixo da qual a onda não se acopla ao plasma, não havendo, portanto, propagação da mesma. Vejamos agora qual a densidade de corte para os dois modos de propagação (lento e rápido).

Para a faixa de frequência da onda LH:

$$\omega_{ci}^2 \ll \omega^2 \ll \omega_{ce}^2 \quad (\text{II.3.20})$$

e para plasmas constituídos de somente uma espécie iônica, os coeficientes do tensor dielétrico S, P e D podem ser escritos como:

$$S = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \quad (\text{II.3.21})$$

$$D = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega\omega_{ce}} \quad (\text{II.3.22})$$

$$P = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (\text{II.3.23})$$

com os coeficientes B e C da eq. (II.3.16) dados por:

$$B = -\frac{\omega_{pe}^4}{\omega^2\omega_{ce}^2} + (S - n_{//}^2)(S + P) \quad (\text{II.3.24})$$

$$C = P \left[(S - n_{//}^2)^2 - \frac{\omega_{pe}^4}{\omega^2 \omega_{ce}^2} \right] \quad (II.3.25)$$

Ao fixarmos ω_{ce}^2/ω^2 , $n_{//}^2$ e a espécie iônica, ou seja, a razão m/M , a eq.(II.3.16) fornece as duas raízes para $n_{\perp(\pm)}^2$ de acordo com a variação de $\delta = \omega_{pe}^2/\omega^2$, que se relaciona à densidade do plasma através de ω_{pe}^2 , conforme o que estabelece a eq.(II.3.10). A onda se propaga caso uma das raízes assumam valores reais e positivos.

Há três casos a serem considerados:

I -) Notamos que para $\delta = 0$ ($n_e = 0$), obtemos a relação de dispersão para o vácuo, expressa por:

$$n_{\perp(\pm)}^2 = 1 - n_{//}^2 \quad (II.3.26)$$

Nota-se que para $n_{//} > 1$, que é o nosso caso de interesse, a fim de que corrente seja gerada no sentido da corrente de plasma, os dois modos de propagação são evanescentes e a onda não se propaga. Na borda do plasma, onde a densidade tende a se anular e onde vale, portanto, a relação (II.3.26), uma onda com $n_{//} < 1$ se propaga até que a densidade do plasma aumente fazendo com que a onda se torne evanescente. Para ondas com $n_{//} > 1$, por outro lado, poderá haver propagação por efeito túnel entre a borda do plasma e o ponto em que se estabelece a densidade de acoplamento [Brambilla,1978]. O caso de interesse a ser considerado, portanto, é o das ondas para as quais $n_{//} > 1$.

II -) Para densidades tais que $0 < \delta < 1$ e lembrando que $\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \ll \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$, temos que:

$$S \approx 1 \quad (II.3.27)$$

$$D \approx 0 \quad (II.3.28)$$

$$P \approx 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad \text{onde } 0 < P < 1 \quad (II.3.29)$$

e os coeficientes B e C da eq.(II.3.16), quando consideramos o caso de interesse $n_{//} > 1$, tomam a forma:

$$B \approx (1 - n_{//}^2)(1 + P) < 0 \quad (\text{II.3.30})$$

e

$$C \approx P[(1 - n_{//}^2)^2] \quad (\text{II.3.31})$$

Neste caso:

$$n_{\perp(\pm)}^2 = \frac{B \pm |B|(1 - P)/(1 + P)}{2} \quad (\text{II.3.32})$$

que resulta em $n_{\perp(\pm)}^2$ negativo e, portanto, numa onda evanescente. Desta forma, quando a frequência de plasma ω_{pe} é menor que a frequência da onda injetada, a onda não se propaga.

III -) O terceiro caso consiste em considerar $\delta = 1$ ($\omega_{pe}^2 = \omega^2$) quando, então, $P = C = 0$, de onde resulta:

$$n_{\perp(\pm)}^2 = \frac{B \pm |B|}{2} \quad (\text{II.3.33})$$

$$S \approx 1$$

$$B \approx (1 - n_{//}^2) < 0 \quad \text{ainda para o nosso caso de interesse } (n_{//} > 1)$$

Desta forma temos que $n_{\perp(+)}^2 = 0$, o que descreve o corte da onda lenta, enquanto que para a onda rápida o índice de refração é dado por:

$$n_{\perp(-)}^2 = B < 0$$

sendo, portanto, evanescente.

Assim, o corte para a onda lenta é determinado para densidades tais que $\omega_{pe}^2 = \omega^2$ ($\delta = 1$).

Para determinarmos o corte da onda rápida devemos resolver a equação:

$$\frac{B - \sqrt{B^2 - 4SC}}{2S} = 0 \Rightarrow C = 0 \quad (\text{II.3.34})$$

Tomando a expressão para C, temos:

$$C = P \left[(S - n_{//}^2)^2 - \frac{\omega_{pe}^4}{\omega^2 \omega_{ce}^2} \right] = 0 \quad (\text{II.3.35})$$

Resolvendo agora a eq.(II.3.35) para δ , resulta:

$$\delta = \frac{\omega_{ce}}{\omega} |S - n_{//}^2| \quad (\text{II.3.36})$$

Tomando (II.3.36) para o caso em que $n_{//} > 1$ e $S \sim 1$, obtemos que:

$$\delta = \frac{\omega_{ce}}{\omega} (n_{//}^2 - 1) \quad (\text{II.3.37})$$

Assim, a onda rápida se propagará para valores de δ tais que:

$$\delta > \frac{\omega_{ce}}{\omega} (n_{//}^2 - 1)$$

Podemos reescrever as condições de corte da seguinte forma:

• **onda lenta (*slow wave*):**

$$\delta > 1 \quad \Rightarrow \quad n_{\text{cut-off}}^{\text{sw}} = 1.24 \times 10^{10} f^2 (\text{GHz}) \quad (\text{II.3.38})$$

• **onda rápida (*fast wave*):**

$$\delta > \frac{\omega_{ce}}{\omega} (n_{//}^2 - 1) \Rightarrow n_{\text{cut-off}}^{\text{fw}} = 3.47 \times 10^{11} (n_{//}^2 - 1) B_0 (\text{T}) f (\text{GHz}) \quad (\text{II.3.39})$$

A densidade de corte da onda lenta depende, portanto, apenas da frequência da onda, enquanto que para a onda rápida a dependência é mais complexa. Para os plasmas que estaremos estudando e para a onda LH temos que:

$$0 << n_{\text{cut-off}}^{\text{sw}} << n_{\text{cut-off}}^{\text{fw}}$$

Para $f = 3,7$ GHz, que é o caso do JET, a densidade de corte da onda lenta é, aproximadamente, $n_{\text{cut-off}}^{\text{sw}} \approx 1,7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

II.3.3 - CONDIÇÃO DE ACESSIBILIDADE

Para que a onda lenta possa se propagar no plasma é necessário que duas condições sejam satisfeitas: primeiro é preciso que $n_{//} > 1$, conforme dissemos anteriormente, e, segundo, a onda lenta não deve sofrer uma conversão de modo para a onda rápida ou vice-versa [Golant,1972], para densidades superiores à densidade de corte da onda rápida.

Para que a conversão de modo da onda lenta-rápida ou vice-versa se caracterize, ou seja, para que as duas raízes da eq.(II.3.16) coincidam, devemos ter a seguinte condição satisfeita:

$$B^2 - 4SC = 0 \quad (\text{II.3.40})$$

Esta equação fornece a seguinte relação para $n_{//ac}$, que depende da densidade do plasma, em cada ponto, quando o campo toroidal B_0 é tomado como fixo.

$$n_{//ac} = \sqrt{S} + \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \quad (\text{II.3.41})$$

onde

$$S = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2}$$

A eq.(II.3.41) estabelece o valor de $n_{//}$ para o qual o centro do plasma é acessível à onda.

Há dois casos a serem considerados:

- a) $n_{//} < n_{//ac}$: neste caso, a onda lenta sofre uma conversão de modo para onda rápida e é refletida na borda do plasma;
- b) $n_{//} > n_{//ac}$: neste caso, a onda lenta pode se propagar ao centro do plasma, atingindo, assim, a zona de absorção.

Os casos a e b resumem a condição de acessibilidade de Stix-Golant [Stix,1992].

Analisaremos, agora, mais cuidadosamente, o comportamento de $n_{//ac}$ em relação à densidade do plasma. Para tanto, é necessário que se estude o comportamento de S de acordo com a evolução da densidade do plasma.

Escreveremos S de uma forma adequada:

$$S = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} = 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega_{pe}^2 \omega^2}{\omega_{pi}^2 \omega_{ce}^2} - 1 \right)$$

Um pouco de manipulação algébrica nos leva a:

$$S = 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} (\Omega^2 - 1) \quad (\text{II.3.42})$$

onde $\Omega^2 = \frac{\omega^2}{\omega_{ce} \omega_{ci}}$ e ω_{pi} traduz a dependência de S com a densidade.

Há dois casos a serem considerados:

- a) $\Omega^2 > 1$:

Neste caso, S é uma função crescente da densidade. Assim, a onda lenta, excitada na periferia do plasma com certo $n_{//}$, poderá se converter na onda rápida quando a densidade do plasma for tal que $n_{//} = n_{//ac}$ e assim não poderá se propagar para valores de densidade superiores. Concluímos então que, neste caso, a onda lenta só poderá atingir o

centro do plasma, onde a densidade assume o valor n_0 , se for excitada com um valor de $n_{//}$ tal que:

$$n_{//} > \sqrt{S_0} + \frac{\omega_{pe0}}{\omega_{ce}} \quad (\text{II.3.43})$$

onde o índice zero indica que os diversos parâmetros foram calculados com $n = n_0$.

A fig.II.4 mostra o comportamento de $n_{\perp(\pm)}^2$ para os dois modos de propagação (lento e rápido) em função da densidade do plasma $\delta = \omega_{pe}^2 / \omega^2$, para dois valores distintos de $n_{//}$ e para qualquer valor do campo toroidal. A figura corresponde ao caso $\Omega^2 > 1$.

fig.II.4: Raízes da relação de dispersão da onda para plasmas frios em função de $\delta = \omega_{pe}^2 / \omega^2$ no caso $\Omega^2 > 1$

$\delta_L = \text{cutoff da onda lenta}$

$\delta_{R1}, \delta_{R2} = \text{cutoff da onda rápida para } n_{//} = n_{//1}, n_{//2}$

$\delta_{C1}, \delta_{C2} = \text{conversão da onda lenta-rápida.}$

b) $\Omega^2 < 1$:

Neste caso, S é uma função decrescente da densidade e portanto há um valor máximo que $n_{//ac}$ pode assumir de acordo com a densidade do plasma. Este máximo é estabelecido para o seguinte valor de densidade:

$$\delta = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = \frac{M}{m} \frac{\Omega^2}{1 - \Omega^2} \quad (\text{II.3.44})$$

para o qual se obtém $n_{//ac} = n_{//ac}^{\max}$ expresso por:

$$n_{//ac}^{\max} = (1 - \Omega^2)^{-1/2} \quad (\text{II.3.45})$$

Devemos analisar, portanto, três casos:

$$\begin{aligned} \clubsuit \quad n_{//} &< n_{//ac}^{\max} \\ \clubsuit \quad n_{//} &= n_{//ac}^{\max} \\ \clubsuit \quad n_{//} &> n_{//ac}^{\max} \end{aligned}$$

Se a densidade central do plasma é superior àquela definida por (II.3.44), poderão chegar ao centro do plasma sem sofrer qualquer conversão de modo todas as ondas com $n_{//}$ tal que:

$$n_{//} > n_{//ac}^{\max}$$

Da mesma forma, a condição de acessibilidade ao centro volta a ser aquela dada por (II.3.43) caso a densidade central do plasma seja inferior àquela definida por (II.3.44).

A fig.II.5 mostra a evolução de $n_{\perp(\pm)}^2$ para os dois modos de propagação (lento e rápido) com a evolução da densidade para três valores distintos de $n_{//}$ e para o caso $\Omega^2 < 1$:

- fig.II.5: Evolução de $n_{\perp}^2$ em função da densidade do plasma, na aproximação de plasmas frios, no caso $\Omega^2 < 1$. Os gráficos são apresentados para três valores distintos de $n_{||}$. (δ_{LH} é a densidade correspondente à frequência híbrida inferior - eq.(II.3.47)).

Substituindo a expressão para S na relação (II.3.41), obtém-se:

$$n_{//ac} = \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \right)^{1/2} + \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \quad (\text{II.3.46})$$

de onde se conclui que quanto maior a densidade do plasma ou a frequência com que a onda é excitada, maior o valor de $n_{//ac}$. Por outro lado, quanto maior o campo toroidal B_0 , menor é $n_{//ac}$.

Para frequências de 3,7 GHz, $B_0 = 3$ T e $n_e(0) = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, o valor de $n_{//ac} = 2$. No caso do JET, os valores típicos de densidade para que a onda seja acessível são de aproximadamente $2,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ a 3,4 T. Mostramos na tabela II-1 alguns valores de $n_{//ac}$ quando variamos o campo toroidal B_0 , a densidade central $n_e(0)$, e a frequência $\omega = 2\pi f$. A penetração da onda no centro do plasma é melhor quanto mais agudo for seu perfil de densidade. A frequência com que a onda é injetada está acima do valor para o qual poderia haver interação ciclotrônica com os íons térmicos do plasma e a onda acaba, então, sendo absorvida pela população eletrônica através de amortecimento de Landau na direção paralela ao campo magnético. No JET, $n_{//} \approx 1,8$, o que significa que a onda é ressonante com elétrons de aproximadamente 100 keV de energia.

♣ = grandeza variável.

B(T)	$n_e(0) (\times 10^{13} \text{ cm}^{-3})$	f(GHz)	$n_{//ac}$
2,5♣	2,5	3,7	1,81
3,0♣	2,5	3,7	1,65
3,5♣	2,5	3,7	1,54
3,0	2,5♣	3,7	1,65
3,0	3,5♣	3,7	1,79
3,0	5,0♣	3,7	2,00
3,0	2,5	2,0♣	1,60
3,0	2,5	3,7♣	1,65
3,0	2,5	6,0♣	1,66

♣ Tabela II-1: Variação de $n_{//ac}$ com B_0 , $n_e(0)$ e f

Na fig.II.6 está representado um perfil de $n_{//ac}$ para os parâmetros típicos do JET, $B_0 = 3,4$ T, $f = 3,7$ GHz e densidades centrais $n_e(0) = 2, 4$ e $6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Neste cálculo foi utilizado o seguinte perfil de densidade: $n_e = 0,9 n_e(0)(1 - r^2/a^2) + 0,1 n_e(0)$. Na figura está também representado o valor de pico do espectro de $n_{//}$ utilizado no JET, $n_{//} = 1,8$. Nota-se que, para uma onda lançada da região externa da câmara do toróide ($r/a = 1$, onde o campo toroidal é mais baixo) e para $n_e(0) = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, a onda é acessível ao centro do plasma, já que $n_{//} > n_{//ac}$ durante todo o percurso da onda no plasma, desde que $n_{//}$ permaneça constante durante a propagação da onda. Para $n_e(0) = 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, a onda tem acesso até aproximadamente $r/a \sim 0,75$, quando, então, pode ser refletida ou pode sofrer uma conversão de modo, pois $n_{//} = n_{//ac}$. Caso a onda se propague na região mais interna da câmara do toróide (região onde o campo toroidal é mais intenso), esta onda passa a ter novamente acesso ao centro do plasma. É importante, portanto, que se conheça a trajetória da onda no plasma. Além disso, conforme veremos resumidamente adiante, o espectro de $n_{//}$, quando considerado em um sistema de geometria cilíndrica, permanece constante. Isso não é o que ocorre na realidade, quando se considera a propagação da onda num sistema de geometria toroidal. Neste caso, o espectro de $n_{//}$ se modifica à medida que a onda se propaga no plasma com as conseqüentes modificações das condições de acessibilidade e de conversão de modo da onda. Para este propósito, são feitos alguns estudos de *ray-tracing* [Bonoli,1982] conforme será discutido neste capítulo.

□ - fig.II.6: Perfil de $n_{//ac}$ para um plasma de deutério no JET.

II.3.4 - RESSONÂNCIA DE PLASMA FRIO

A onda estará em ressonância com o plasma quando $n_{\perp(\pm)}^2 \rightarrow \infty$, o que corresponde a uma velocidade de fase nula. Da relação (II.3.19) esta condição é atingida para $S = 0$. Isso ocorrerá no caso $\Omega^2 < 1$, para o qual S é uma função decrescente da densidade. Tomando densidades maiores que as definidas por (II.3.44) e considerando a eq. para S dada por (II.3.42), esta condição é atingida quando:

$$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = \frac{M/m}{1 - \Omega^2} \quad (\text{II.3.47})$$

onde M/m é a razão entre as massa de íons e elétrons. A eq.(II.3.47) pode ser escrita como:

$$\omega^2 = \frac{m}{M}(1 - \Omega^2)\omega_{pe}^2 = \frac{m}{M}\omega_{pe}^2 \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{ce}\omega_{ci}}\right)$$

Um pouco de manipulação algébrica nos leva a:

$$\omega^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{1 + \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2} = \omega_{LH}^2 \quad (\text{II.3.48})$$

que caracteriza a ressonância na frequência híbrida inferior.

Analisando o comportamento das duas raízes no limite $S \rightarrow 0$ obtemos:

$$\lim_{S \rightarrow 0} n_{\perp(+)}^2 = \lim_{S \rightarrow 0} \frac{B + \sqrt{B^2 - 4SC}}{2S} = \frac{B}{S} \rightarrow \infty \quad (\text{onda lenta}) \quad (\text{II.3.49})$$

$$\lim_{S \rightarrow 0} n_{\perp(-)}^2 = \lim_{S \rightarrow 0} \frac{C}{\sqrt{B^2 - 4SC}} = \frac{C}{B} \quad (\text{onda rápida}) \quad (\text{II.3.50})$$

Portanto, a onda lenta encontra, no caso em que $\Omega^2 < 1$, a condição de ressonância quando sua frequência coincide com a frequência híbrida inferior. Acima do valor de densidade para o qual $\omega^2 = \omega_{\text{IH}}^2$, esta onda não se propaga mais, como é visto na fig.II.5c. A onda rápida, por outro lado, continua a propagar-se mesmo a densidades superiores.

Quando $\Omega^2 < 1$ e a densidade central do plasma é superior àquela definida por (II.3.44), as componentes com $n_{\parallel} < n_{\parallel \text{ac}}^{\text{max}}$ se convertem para onda rápida, voltando à borda do plasma até encontrar o ponto de corte da mesma. Assim, estas componentes ficam confinadas na periferia entre conversão e corte. As componentes com $n_{\parallel} > n_{\parallel \text{ac}}^{\text{max}}$ se propagam em direção ao centro até atingir o ponto de ressonância ($\omega^2 = \omega_{\text{IH}}^2$) quando $n_{\perp(-)}^2 \rightarrow \infty$ e a velocidade de fase da onda se anula.

No caso $\Omega^2 > 1$, a ressonância híbrida inferior é ausente na aproximação de plasma frio. Isto porque S é uma função decrescente da densidade apenas para $\Omega^2 < 1$, conforme já discutido anteriormente. Somente neste caso S pode assumir o valor zero que caracteriza a condição de ressonância.

II.3.5 - EFEITO TÉRMICO

Quando o comprimento de onda da onda lenta se torna da ordem ou menor que o raio de Larmor iônico e da mesma ordem que o eletrônico, o que significa ter altos valores de $n_{\perp}^2$, os efeitos térmicos são importantes e não podem ser desprezados. É preciso, portanto, que se considere o novo tensor dielétrico para o caso em que $T_i, T_e \neq 0$. No nosso caso consideraremos, além do termo de ordem zero relacionado à aproximação de plasma frio, o termo em primeira ordem em $k_{\perp}^2 \rho_i^2$ e $k_{\perp}^2 \rho_e^2$ do tensor dielétrico [Stix,1992]. Nestas condições, a relação de dispersão poderá ser escrita como:

$$\alpha_1 n_{\perp}^6 + S n_{\perp}^4 - B n_{\perp}^2 + C = 0 \quad (\text{II.3.51})$$

$$\text{onde} \quad \alpha_1 = -3 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{T_e}{mc^2} \left[\frac{\omega^4}{4\omega_{ce}^4} + \frac{T_i}{T_e} \left(\frac{m}{M} \right)^2 \right] \quad (\text{II.3.52})$$

Notamos que, quando $T_i = T_e = 0$, voltamos a ter a relação de dispersão para plasma frio dada pela eq.(II.3.16).

A relação (II.3.51) determina um terceiro modo de propagação denominado modo de íons térmicos (*hot ion mode* ou ainda *ion plasma wave*). A evolução de $n_{\perp}^2$ com a densidade pode ser vista na fig.II.7. Podemos ver que neste caso, para grandes valores de $n_{\perp}^2$, o efeito térmico modifica o andamento da onda lenta, que a um certo ponto sofre conversão de modo para o modo de íons térmicos a uma densidade inferior àquela em que ocorre a ressonância para plasma frio [Stix,1992]. Chamaremos o ponto em que ocorre esta conversão de modo como Ponto de Conversão Linear (*Linear Turning Point* ou LTP). Para determinar as características da onda no LTP, devemos analisar, portanto, a relação de dispersão no limite em que $n_{\perp}^2$ é muito grande. Neste limite a relação (II.3.51) se expressa como:

$$\alpha_1 n_{\perp}^4 + S n_{\perp}^2 - B = 0 \quad (\text{II.3.53})$$

Uma das raízes corresponde à onda lenta que, para efeitos térmicos não muito fortes, resulta em $n_{\perp}^2 \approx B/S$. A outra raiz corresponde ao modo de íons térmicos e é dada por $n_{\perp}^2 \approx -S/\alpha_1$.

fig.II.7: Evolução de $n_{\perp}^2$ em função da densidade do plasma, para plasmas quentes

Os gráficos são apresentados para três valores distintos de $n_{\parallel}$.
 (δ_{LTP} é a densidade correspondente à conversão da onda no modo de íons térmicos - eq.(II.3.59)).

O ponto LTP corresponde à situação em que as duas raízes de (II.3.53) coincidem, levando-nos à seguinte relação:

$$S^2 + 4B\alpha_1 = 0 \quad (\text{II.3.54})$$

de onde se obtém:

$$\omega^2 = \omega_{\text{LH}}^2 (1 + \beta) \quad (\text{II.3.55})$$

$$\text{com} \quad \beta = 2n_{//} \sqrt{3} \frac{v_T}{c} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \frac{\Omega^4}{4} \right)^{1/2} \quad (\text{II.3.56})$$

Na eq.(II.3.55), β representa a correção introduzida pelo efeito térmico.

A expressão (II.3.55) define o valor máximo que $n_{//}$ pode assumir ($n_{//\text{max}}$) de maneira que a onda não sofra uma conversão de modo. Isolando o valor de β , obtemos:

$$\beta = \frac{\omega^2}{\omega_{\text{LH}}^2} - 1$$

Substituindo a expressão de β , dada por (II.3.56), na última equação, resulta:

$$n_{//\text{max}} = \frac{\frac{\omega^2}{\omega_{\text{LH,max}}^2} - 1}{2\sqrt{3} \frac{v_T}{c} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \frac{\Omega^4}{4} \right)^{1/2}} \quad (\text{II.3.57})$$

onde $n_{//\text{max}}$ é o valor para o qual ω_{LH} é calculada para os valores de densidade no centro do plasma ($\omega_{\text{LH,max}}$). Assim, os valores de $n_{//}$ devem ser menores que $n_{//\text{max}}$, isto é:

$$n_{//} < n_{//\text{max}} = \frac{\left(\frac{\omega^2}{\omega_{\text{LH,max}}^2} - 1 \right)}{2\sqrt{3} \frac{v_T}{c} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \frac{\Omega^4}{4} \right)^{1/2}} \quad (\text{II.3.58})$$

estabelecendo desta forma o limite superior de $n_{//}$ acima do qual a onda se converte no modo de íons térmicos.

A eq.(II.3.55) pode ser reescrita como:

$$\omega^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2}} (1 + \beta) = \frac{\omega_{pi}^2 \omega_{ce}^2}{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2} (1 + \beta)$$

Um pouco de álgebra nos leva a:

$$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = \frac{M/m}{1 - \Omega^2 + \beta} \quad (\text{II.3.59})$$

que nos dá o valor de densidade para o ponto de conversão (LTP). Esta densidade é menor que a densidade em que há a ocorrência da ressonância híbrida inferior para plasmas frios (eq.(II.3.47)) e o fator de correção entre ambas é dado por β . Notamos, através da dependência em β (II.3.56), que quanto maior $n_{//}$ e quanto maior a temperatura (portanto maior β), menor o valor de densidade para o qual se obtém o LTP.

No limite em que $T_e = T_i$ e $\frac{\Omega^4}{4} \ll 1$ ($\Omega^2 < 1$), β assume o seguinte valor:

$$\beta = 2n_{//}\sqrt{3} \frac{v_T}{c} = \frac{2n_{//}\sqrt{3}}{c} \sqrt{\frac{KT}{m}}$$

$$\beta = 0.15n_{//}\sqrt{T(\text{keV})} \quad (\text{II.3.60})$$

Para o outro caso ($\Omega^2 > 1$) e ainda considerando $T_e = T_i$, temos que a condição para que haja conversão no modo de íons térmicos, ou seja, para que (II.3.58) seja real e positiva, é:

$$\beta > \Omega^2 - 1 \quad (\text{II.3.61})$$

que implica:

$$n_{//}\sqrt{T(\text{keV})} > \frac{1}{0.15} \frac{\Omega^2 - 1}{\left(1 + \frac{\Omega^4}{4}\right)^{1/2}} \quad (\text{II.3.62})$$

No caso do JET, tomando-se $f = 3,7$ GHz e $B_0 = 3$ T em plasmas de deutério, temos que o valor que Ω^2 assume é sempre maior que a unidade ($\Omega^2 > 1$), até mesmo para regiões mais internas da câmara do tokamak, onde o valor do campo magnético é mais alto. Para as condições mencionadas acima, e considerando $T(\text{keV}) = 10$ keV, temos que $\Omega^2 \sim 7$ e, neste caso, a condição (II.3.62) é satisfeita para valores de $n_{//} > 3,5$. Portanto, é bastante improvável que esta condição seja satisfeita para os parâmetros experimentais do JET, mesmo que se considere um *up-shift* da onda durante sua propagação no plasma, ou seja, mesmo que os valores de $n_{//}$ se elevem enquanto a onda se transmite pelo plasma. Ainda que a condição (II.3.62) fosse satisfeita, o valor de densidade para o qual ocorreria esta conversão (eq.(II.3.59)) não ocorre no JET, onde as densidades são da ordem de 2 a $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

O valor de $n_{\perp}$ no ponto de conversão pode ser calculado a partir da relação de dispersão ($n_{\perp}^2 \approx -S/\alpha_1$) resultando em:

$$n_{\perp \text{LTP}}^2 = \frac{M}{m} \frac{2n_{//}}{0.15\sqrt{T(\text{keV})} \left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \frac{\Omega^4}{4}\right)^{1/2}} \quad (\text{II.3.63})$$

lembrando que M/m é a razão entre as massas dos íons e elétrons. No limite $T_e = T_i$, a eq.(II.3.63) se reduz a:

$$n_{\perp \text{LTP}}^2 = \frac{M}{m} \frac{2n_{//}}{0.15\sqrt{T(\text{keV})} \left(1 + \frac{\Omega^4}{4}\right)^{1/2}} \quad (\text{II.3.64})$$

de onde resulta o valor de velocidade de fase perpendicular:

$$v_{\text{ph} \perp} = \frac{c}{n_{\perp}} \approx \frac{6.19v_i}{n_{//}^{1/2} T(\text{keV})^{1/4}} \left(1 + \frac{\Omega^4}{4}\right)^{1/4} \quad (\text{II.3.65})$$

com

$$v_i^2 = \frac{T_i(\text{keV})}{m_i} \quad (\text{II.3.66})$$

Quando $\Omega^2 < 1$ e levando-se em conta um índice de refração $n_{\parallel} \approx 1,8$, para $T_e \sim 10$ keV, $f = 3,7$ GHz, $B_0 = 3,0$ T, temos que $v_{ph\perp} \approx 3 v_i$, quando ocorre o LTP, que representa a condição para que ocorra absorção da onda por parte da população iônica quando estiverem distribuídos segundo uma função maxwelliana [Brambilla,1981]. Neste caso, a eficiência na geração de corrente é desprezível.

II.3.6 - RAY TRACING

Daremos aqui uma idéia geral do que vem a ser o cálculo de *ray tracing* no estudo da propagação de ondas no plasma [Bonoli,1982].

Inicialmente, pode-se tratar a propagação de ondas através do conceito da propagação de diferentes raios cujas tangentes, em cada ponto, coincidem com a direção de propagação da onda. Este tratamento se torna cada vez mais preciso à medida que $\lambda \rightarrow 0$ ou no caso em que λ seja muito maior que os comprimentos típicos do plasma. Em outras palavras, pode-se resolver as equações dos raios da onda, caracterizados por um determinado índice de refração $\bar{n}$ e respectivo número de onda $\bar{k}$, tal que $\bar{k}f \gg (\partial/\partial \bar{x})f$ (aproximação WKB). Esta hipótese é satisfeita para a onda LH, com exceção das regiões de densidade de corte, abaixo da qual a onda não se acopla ao plasma, e dos pontos de conversão de modo da onda.

Vimos até agora que a acessibilidade e a absorção da onda LH dependem sensivelmente do índice de refração $n_{\parallel}$. Vejamos o que ocorre com os valores de $n_{\parallel}$ quando a propagação da onda é tratada numa geometria cilíndrica, ou quando passamos a considerar uma geometria toroidal, que se refere, aliás, ao caso real da propagação da onda em tokamaks.

Em linhas gerais, quando a propagação da onda é tratada em geometria cilíndrica, o valor de $n_{\parallel}$ se mantém constante. Quando, porém, passamos a tratar o problema em geometria toroidal, isso deixa de ser verdade.

Tomando-se as variáveis em geometria cilíndrica (r, θ, z), considerando o plasma com simetria axial (z) e poloidal (θ), temos que o campo $\vec{B}$ pode ser expresso por:

$$\vec{B} = \hat{e}_z B_0 + \hat{e}_\theta B_\theta(r) \quad (\text{II.3.67})$$

com B_0 constante e $B_\theta \ll B_0$. O vetor de onda $\bar{k}$ é escrito, nesta geometria, como:

$$\bar{k} = k_r \hat{e}_r + \frac{m}{r} \hat{e}_\theta + k_z \hat{e}_z \quad (\text{II.3.68})$$

onde m é o número de onda poloidal. Para a expressão de $k_{//} = \frac{\vec{k} \cdot \vec{B}}{|\vec{B}|}$, obtemos:

$$k_{//} = \frac{\left[\left(\frac{m}{r} \right) B_{\theta}(r) + k_z B_0 \right]}{B} \quad (\text{II.3.69})$$

Neste caso, $k_{//}$ (e portanto $n_{//}$) é aproximadamente constante, perto de $r = 0$, pois $B_{\theta}(r) \sim r$ e m e k_z não variam, dada a simetria axial do plasma. Por outro lado, considerando agora uma geometria toroidal, o campo magnético toroidal passa a ser descrito por $B_{\phi}(r, \theta) \approx B_0 / [1 + r/R_0 \cos \theta]$, onde R_0 é o raio maior do tokamak, $R = R_0 + r \cos \theta$ é a posição que se estabelece a partir do eixo de simetria do tokamak e ϕ é o ângulo toroidal. Neste tipo de geometria, a simetria poloidal ($\partial/\partial\theta = 0$) passa a não existir mais e o campo magnético, assim como o vetor $\vec{k}$, passam a ser expressos por:

$$\vec{B} = \hat{e}_r B_r(r, \theta) + \hat{e}_{\theta} B_{\theta}(r, \theta) + \hat{e}_{\phi} B_{\phi}(r, \theta) \quad (\text{II.3.70})$$

e

$$\vec{k} = k_r \hat{e}_r + k_{\theta} \hat{e}_{\theta} + k_{\phi} \hat{e}_{\phi} \quad (\text{II.3.71})$$

onde $k_{\theta} = m/r$ e $k_{\phi} = n/R$ sendo n o número de onda toroidal e (k_r, m, n) variáveis canonicamente conjugadas a (r, θ, ϕ) , conforme a representação Hamiltoniana apresentada a seguir. Nesse caso, $k_{//}$ passa a ser dado por:

$$k_{//} = \frac{\vec{k} \cdot \vec{B}}{|\vec{B}|} = \frac{\left(k_r B_r + \frac{m}{r} B_{\theta} + \frac{n}{R} B_{\phi} \right)}{B} \quad (\text{II.3.72})$$

Da eq.(II.3.72), concluímos que $k_{//}$ varia devido às variações de m (efeito toroidal) e de B_{θ} , estas últimas ocasionadas pelo efeito de cisalhamento das superfícies magnéticas que se distorcem e deixam de ser círculos concêntricos, devido à quebra de simetria cilíndrica.

Podemos escrever as equações de "evolução" dos raios, em analogia com o que se faz no movimento de uma partícula, de acordo com as equações de Hamilton, expressas como [Goldstein, 1950]:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}} = \vec{v}_g \quad (\text{II.3.73})$$

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = -\frac{\partial\omega}{\partial\vec{r}} \quad (\text{II.3.74})$$

onde v_g é a velocidade de grupo da onda que caracteriza a velocidade com a qual a energia da mesma se propaga. Tomando a eq. de propagação da onda (II.3.5) e representando-a como $H(\vec{k}, \vec{r}, \omega) = 0$, podemos escrever as eqs.(II.3.73) e (II.3.74) de acordo com:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = -\frac{\partial H/\partial\vec{k}}{\partial H/\partial\omega} \quad (\text{II.3.75})$$

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{\partial H/\partial\vec{r}}{\partial H/\partial\omega} \quad (\text{II.3.76})$$

Da eq. (II.3.75), podemos escrever mais explicitamente:

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{\partial H/\partial k_r}{\partial H/\partial\omega} \quad (\text{II.3.75a})$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{\partial H/\partial m}{\partial H/\partial\omega} \quad (\text{II.3.75b})$$

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{\partial H/\partial n}{\partial H/\partial\omega} \quad (\text{II.3.75c})$$

Da mesma forma, da eq. (II.3.76) obtém-se:

$$\frac{dk_r}{dt} = \frac{\partial H/\partial r}{\partial H/\partial\omega} \quad (\text{II.3.76a})$$

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\partial H/\partial\theta}{\partial H/\partial\omega} \quad (\text{II.3.76b})$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\partial H/\partial\phi}{\partial H/\partial\omega} = 0 \quad (\text{II.3.76c})$$

Observamos destas equações que n é uma constante de movimento devido à simetria axial do tokamak (simetria toroidal), enquanto que m muda devido à quebra de simetria poloidal.

Devido à variação de $k_{\parallel}$, resultante da propagação da onda numa geometria toroidal, podemos explicar o preenchimento do chamado *gap* espectral, ou seja, o preenchimento do intervalo espectral que existe entre os elétrons ressonantes com a onda LH e os elétrons térmicos do plasma [Bonoli & Englade, 1986], explicando, assim, a cauda que se forma na função de distribuição eletrônica.

As equações dos raios podem, então, ser integradas numericamente para obter a trajetória da onda no espaço $(\vec{r}, \vec{k})$, que satisfaz a propagação da onda $H(\vec{k}, \vec{r}, \omega) = 0$ [Wersinger, 1978]. A absorção da onda pode, desta forma, ser acompanhada, passo a passo, resolvendo-se de uma maneira auto-consistente as equações de evolução dos raios da onda (*ray tracing*) e a eq. de Fokker-Planck.

Na fig.II.8 mostramos a evolução de um raio de $n_{\parallel} = 1,8$, lançado da borda do plasma, para o pulso #27745, no instante $t = 10,5$ s. [Baranov, 1993]. Vemos que a onda sofre inúmeras reflexões durante sua propagação no plasma e o valor de $n_{\parallel}$ varia de 1,8 até, aproximadamente 4, conforme será visto no capítulo IV, caracterizando o chamado *up-shift* de $n_{\parallel}$ que geralmente ocorre durante a propagação da onda LH no plasma. Quando isso acontece, entretanto, a onda já foi quase que totalmente absorvida no plasma.

fig.II.8: Ray tracing para um raio com $n_{\parallel} = 1,8$, referente ao pulso #27745, em $t = 10,5$ s. A onda sofre inúmeras reflexões durante sua propagação através do plasma caracterizando o *up-shift* de $n_{\parallel}$.

II.4 - ESCOLHA DE $n_{||}$ E ω

De acordo com o que vimos até agora, e levando-se em conta alguns fatores tecnológicos, podemos fazer a escolha do índice de refração $n_{||}$ e da frequência ω a serem utilizados durante experimentos com ondas LH. Para fazer tal escolha vamos retomar a expressão que nos dá a eficiência na geração de corrente com uso das ondas LH. Esta eficiência é dada pela eq.(I.6.2):

$$\frac{J}{P_D} = \frac{e}{mv_{||}v(v)}$$

onde J e P_D são, respectivamente, a corrente gerada e a potência dissipada em processos colisionais. $v(v)$ é a frequência de colisões dos elétrons ressonantes com os elétrons térmicos do plasma de densidade n :

$$v(v) = v_{ee} = \frac{ne^4 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_{||}^3} \quad (\text{II.4.1})$$

onde $\ln \Lambda$ é o logaritmo coulombiano relacionado às colisões elétron-elétron.

Assim, lembrando que $n_{||} = c/v_{||}$, vem [Uckan,1985]:

$$\frac{J}{P_D} = \frac{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2}{ne^3 \ln \Lambda n_{||}^2} = \frac{1960}{\ln \Lambda n_{19} n_{||}^2} \quad (\text{II.4.2})$$

onde n_{19} se relaciona à densidade em potência 10^{19}m^{-3} . Fazendo uma média sobre o volume da expressão (II.4.2), chegamos à seguinte equação:

$$\frac{I_{LH}(\text{MA}) R_0 n_{19}}{P_{LH}(\text{MW})} = \frac{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2}{e^3 \ln \Lambda \langle n_{||}^2 \rangle} \approx \frac{311}{\ln \Lambda \langle n_{||}^2 \rangle} \quad (\text{II.4.3})$$

já que $J = I_{LH}/A$, sendo A a área da seção poloidal do plasma (πa^2) onde a é o raio menor e $P_D = P_{LH}/V$ onde V é o volume do plasma, $(2\pi R_0 a^2)$, sendo R_0 o raio maior. A expressão

do lado esquerdo da eq.(II.4.3) é definida como a eficiência na geração de corrente, η_{CD} , onde o subscrito CD refere-se a *current-drive*. Portanto:

$$\eta_{CD} = \frac{I_{LH} R_0 n}{P_{LH}} \quad (II.4.4)$$

Concluimos, assim, que baixos valores de $n_{//}$ resultam em alta eficiência na geração de corrente. Isto está ligado ao fato de que elétrons mais energéticos, em ressonância com a velocidade de fase paralela da onda para valores mais baixos de $n_{//}$, transportam corrente por tempos mais longos porque são menos colisionais. J/P_D neste caso, como vimos no capítulo I, é proporcional a $1/v_{//}^2$. Além disso, altos valores de $n_{//}$ propiciam alta taxa de amortecimento de Landau já na periferia do plasma para elétrons menos energéticos e, portanto, mais colisionais, diminuindo a eficiência na geração de corrente. Embora baixos valores de $n_{//}$ favoreçam uma maior eficiência na geração de corrente, devemos nos lembrar que há um limite inferior, para os valores de $n_{//}$, estabelecido pelas condições de acessibilidade da onda (eq.(II.3.46)) e há um limite superior de modo que a onda não se converta no modo de íons térmicos (eq.(II.3.58)). Assim, para atingir alta eficiência na geração de corrente deve-se escolher, em princípio, baixos valores de $n_{//}$, levando-se em conta as condições estabelecidas anteriormente.

II.5 - OTIMIZAÇÃO DA FREQUÊNCIA A SER UTILIZADA

A frequência da onda LH a ser utilizada está compreendida, conforme já dissemos anteriormente, na faixa $\omega_{ci}^2 \ll \omega^2 \ll \omega_{ce}^2$ e seu valor deve ser escolhido levando-se em conta fatores físicos e tecnológicos. Alguns aspectos como acessibilidade, condições de corte ou *cut-off*, perdas ou conversão de modo devem ser considerados na escolha da frequência da onda a ser empregada. Passamos agora a descrever alguns destes aspectos.

a) Densidade de acoplamento onda-plasma:

Levando-se em conta a eq.(II.3.38), temos que a densidade de corte da onda lenta é proporcional ao quadrado da frequência da mesma. Assim, quanto mais baixa

a frequência a ser utilizada, mais baixo o limite inferior de densidade para o qual a onda começa a se propagar. Neste caso, a antena pode estar mais afastada do plasma, evitando influxos de impurezas e eventuais danos à antena devido a possíveis esforços mecânicos. No caso do JET, conforme já mencionado, para o qual temos $f = 3,7$ GHz, a densidade de corte da onda lenta é, aproximadamente, $1,7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

b) Acessibilidade:

Conforme (II.3.46), quanto mais baixa for a frequência da onda mais baixo será o valor de $n_{//ac}$. Isso permite a acessibilidade da onda para baixos valores de $n_{//}$, o que é interessante em termos de eficiência na geração de corrente, conforme o que foi descrito no item II.3.5. Alguns valores de $n_{//ac}$ em relação à frequência da onda estão apresentados na tabela II-1.

c) Perdas nos guias de onda:

Os comprimentos de onda associados às frequências da LH são da ordem de decímetros. A onda pode então ser transmitida do gerador à antena através de guias de onda, onde as perdas aumentam com a frequência ω de acordo com: $P \propto \omega^{3/2}$.

d) Densidade de Potência:

Mostra-se experimentalmente [Tonon,1984] que a densidade de potência transmitida ao plasma é proporcional ao quadrado da frequência da onda. Assim, uma boa eficiência é obtida para altos valores de ω .

e) Densidade limite:

Para evitar conversão da onda no modo de íons térmicos é necessário que se opere a certos valores de densidade. Vimos que há um valor limite de densidade acima do qual não há geração de corrente com uso da LH pois $n_{\perp}$ assume valores altos o suficiente para tornar possível o amortecimento da onda sobre a população iônica. A densidade limite acima da qual não ocorre geração de corrente devido a uma conversão de modo (fig.II.9) está plotada em função da frequência injetada para os principais tokamaks [Porkolab,1984]. De acordo com esta figura conclui-se que, para reatores termonucleares

operando com altas densidades, é necessário que se tenham altas frequências para geração de corrente (aproximadamente 5 a 8 GHz no caso do ITER).

f) Efeitos da borda:

Efeitos de densidade, temperatura e impurezas na borda do plasma podem afetar a propagação da onda nesta região, não permitindo sua penetração na zona de absorção. Para que isso seja evitado é interessante usar valores de frequências mais elevados para aumentar a velocidade de grupo da onda e fazê-la, conseqüentemente, atravessar mais rapidamente a borda do plasma e atingir a zona de absorção.

As considerações anteriores levaram à escolha da frequência de 3,7 GHz no caso do JET.

□ - fig.II.9: Densidade limite acima da qual há uma conversão de modo da onda no modo de íons térmicos, em função da frequência da onda injetada.

II.6 - OTIMIZAÇÃO DO ESPECTRO DE $n_{//}$

A onda lenta é criada a partir de um conjunto de guias de onda adjacentes que fazem face ao plasma, formando uma grelha. O sistema está esquematizado na fig.II.10. O campo elétrico é defasado de um certo valor ϕ_0 em cada guia de onda conforme o espectro de onda que se queira criar. Gera-se, assim, um campo elétrico oscilante na direção paralela ao campo magnético toroidal B_0 (onda eletrostática) que será responsável pelo amortecimento de Landau sobre a população eletrônica. O vetor de onda associado a este campo elétrico é tal que a velocidade de fase da onda seja inferior à velocidade da luz.

O espectro emitido pela grelha é calculado através da transformada de Fourier dos campos elétricos ao longo do eixo Oz [Brambilla,1976]. A fig.II.1 mostra o espectro de $n_{//}$ emitido para o protótipo LO do JET constituído de 16 guias de onda adjacentes.

• Escolha de $n_{//}$ e $\Delta n_{//}$

O espectro de $n_{//}$ tem seu valor de pico centrado em:

$$n_{//0} = \frac{c}{\omega} \frac{\phi_0}{\Delta} \quad (\text{II.6.1})$$

onde Δ é a distância existente entre os guias de onda.

A largura do pico se relaciona ao número de guias de onda conforme a relação:

$$\Delta n_{//} = \frac{2\pi c}{\omega N \Delta} \quad (\text{II.6.2})$$

e o intervalo de $n_{//}$ relacionado à condição de absorção da onda é dado por: [Bonoli,1984]

$$n_{//ac} < n_{//} < \frac{7.0}{\sqrt{T(\text{keV})}} \quad (\text{II.6.3})$$

Sabe-se experimentalmente que se obtém uma maior eficiência na geração de corrente quanto mais estreito for o pico $\Delta n_{||}$. Portanto a partir da eq.(II.6.2), nota-se que o espectro será tanto mais estreito quanto maior for o número de guias de onda utilizado. No caso do JET, $\Delta n_{||} \approx 0,2$.

fig.II.10: Esquema do princípio de funcionamento de uma grelha em uma antena.

II.7 - SISTEMA LHCD NO JET

O sistema LHCD (*Lower Hybrid Current Drive*) no JET foi implantado principalmente para fazer o controle de perfil de corrente, a fim de estabilizar possíveis oscilações dente de serra, que evitam que altas temperaturas eletrônicas sejam atingidas. Outro emprego do sistema se relaciona a proporcionar pulsos com longos *flat tops* substituindo a corrente gerada através do transformador por corrente não indutiva. No caso do JET, pulsos de até 1 minuto de duração foram atingidos com o uso de LH durante as experiências de 1991.

II.7.1 - GERADORES

O sistema LHCD no JET utilizou, durante os anos de 90/91, 8 klystrons a frequências de 3,7 GHz, capazes de transmitir ao plasma uma potência de 500 kW por 20 s ou 650 kW por 10 s com uma eficiência de 40%. Para 1994 está previsto que haverá 24 klystrons capazes de fornecer uma potência de 12 MW ao sistema.

II.7.2 - GUIAS DE ONDA

Os guias de onda que ligam cada klystron a um sistema de junção híbrido (fig.II.11), responsável em dividir a potência gerada em duas partes, têm aproximadamente 30 m e são feitos em cobre. As linhas que prosseguem a partir destas junções híbridas encontram seções flexíveis que permitem o movimento da antena em relação ao tokamak [Pain,1989]. As junções híbridas possuem uma carga capaz de absorver a potência refletida dos dois guias de onda aos quais estão conectadas. A parte remanescente desta potência refletida pode ainda ser absorvida ao nível dos klystrons por circuladores instalados nas suas saídas a fim de proteger o gerador. Quando atingem a antena, os guias são isolados com uma dupla janela de óxido de berílio para evitar contaminação com trítio.

II.7.3 - ANTENA

A antena é formada por 128 guias de onda vindos de 16 guias que se dividem em 8 numa configuração de multijuntores e formam duas matrizes de 4 linhas por 16 colunas. O conceito de multijuntores apresenta a vantagem de reduzir a potência que se reflete para o klystron. Os multijuntores são feitos em aço inoxidável para que a antena possa ser submetida a altas temperaturas (500°C) e que tensões sejam diminuídas durante eventuais disrupções que possam ocorrer. Escolhe-se aço inoxidável já que sua condutividade é baixa quando comparada com a do cobre. Entretanto, a fim de minimizar as perdas, os multijuntores devem ser cobertos com material de alta condutividade, que no caso do JET se estabeleceu como sendo cobre. No fim, todo o conjunto deve ser

carbonizado a fim de reduzir o efeito de multipactor. Utilizando fases apropriadas para os klystrons que alimentam os diferentes multijuntores, o valor de $n_{||}$ da onda pode variar de 1,4 a 2,4.

A antena está mostrada na fig.II.12. Ela é formada por dois módulos: o módulo LOC, localizado na parte superior, e o módulo LOP, localizado na parte inferior da antena. O módulo LOC está localizado 5mm à frente do módulo LOP. O espectro de $n_{||}$ gerado pelos dois módulos é diferente e isto afeta o perfil de deposição de potência que cada um dos módulos gera.

Para um bom acoplamento da onda, a forma da antena deve acompanhar a forma da última superfície magnética definida pelo limitador. Para densidades da ordem de 10^{18} m^{-3} , como é o caso da densidade da borda do JET, espera-se uma reflexão inferior a 2% da potência incidente [Pain,1989]. A forma da antena também foi otimizada para operar em configurações de limitador com duplo ponto de X. Esta configuração faz com que o plasma seja simétrico em relação ao plano médio do toróide. Dada a nova configuração de plasma prevista para a fase do divertor no JET a ser iniciada em 1994, a antena teve que ser redesenhada. Nesta próxima fase o sistema contará com 384 guias de onda dispostos em 48 multijuntores que formarão uma matriz de 12 linhas e 32 colunas.

A antena pode ainda se deslocar a fim de que se obtenha um melhor acoplamento da onda ao plasma, acoplamento este, bastante dependente da densidade da borda e da potência refletida. Um sistema hidráulico permite que a antena se mova na taxa de 20 mm em 150 ms. A distância máxima que ela pode se deslocar é da ordem de 25 cm.

Todo aparato é protegido do plasma por uma moldura coberta com lajotas de carbono, que poderão ser substituídas por berílio caso se faça necessário.

fig.II.11: Esquema de instalação do sistema LHCD no JET.

fig.II.12: Módulos LOC e LOP da antena no JET.

CAPÍTULO III

INTERAÇÃO DAS ONDAS LH COM OS ÍONS RÁPIDOS DO PLASMA

III.1 - INTRODUÇÃO

Conforme foi visto nos capítulos anteriores, a eficiência na geração de corrente não indutiva, com o uso de ondas LH, depende de vários fatores ligados à viabilidade e otimização da propagação e absorção da onda pela população de elétrons rápidos do plasma. Os altos níveis de densidade e temperatura, típicos de um reator, desempenham um papel crucial no que se refere à acessibilidade da onda ao centro do plasma, no primeiro caso, ou ao intenso amortecimento de Landau que pode ocorrer na periferia do mesmo, no segundo. Além disso, altas densidades podem levar a uma conversão de modo da onda no chamado modo de íons térmicos, resultando na absorção da onda pelos íons térmicos do plasma [Stix,1992] ao invés de ser absorvida pela população eletrônica. Esta interação ocorre, conforme já foi discutido no capítulo II, através de amortecimento de Landau na direção perpendicular ao campo magnético (pois os íons são considerados não magnetizados, isto é, $k_{\perp} \rho_i \gg 1$ [Karney,1978]) quando a velocidade de fase perpendicular da onda coincide com a componente perpendicular da velocidade da partícula, ou seja, quando $v_{ph_{\perp}} = \omega/k_{\perp} = c/n_{\perp}$. Isto, porém, é improvável que ocorra para as ondas LH que são lançadas no plasma com o propósito de geração de corrente não indutiva, uma vez que os espectros de $n_{\parallel}$ podem ser devidamente ajustados.

Foi visto também que, nos futuros reatores, ainda segundo o mesmo processo (amortecimento de Landau na direção perpendicular), a eficiência na geração de corrente pode ser afetada por interação das ondas LH com as partículas α de 3,5 MeV, originadas durante as reações de fusão D-T. Foi mencionado que resultados experimentais mostram que, a frequências acima de 5 GHz, esta interação é desprezível [Nemoto,1991]. A frequência operacional, no JET, de 3,7 GHz, permite simular a absorção das ondas LH pelas partículas α através da interação da onda com os chamados íons rápidos do plasma,

de energia da ordem de alguns MeV, gerados por aquecimento com ondas ciclotrônicas de íons (IC). A interação entre as ondas LH e as partículas α também foi simulada com íons provenientes de feixes de partículas neutras [Nemoto,1991], com energia da ordem de alguns keV, e que também são utilizados no aquecimento de plasmas, ou ainda com prótons de 3 MeV de energia, originados das reações de fusão D-D [Doloc,1993].

A interação das ondas LH com íons de hidrogênio, produzidos durante injeção de feixes de partículas neutras no plasma, foi observada experimentalmente no JT-60, onde foi analisada a dependência da absorção da potência de LH com a frequência da onda e com a energia do feixe lançado no plasma [Nemoto,1991]. Estimou-se ainda, a partir da relação de dispersão da onda, a densidade eletrônica crítica para a qual ocorre a absorção da onda para a população eletrônica ou iônica alternativamente. Alguns experimentos, recentemente realizados no JT-60, usam feixes de deutério para analisar o papel desempenhado pela massa da partícula na densidade crítica mencionada [Nemoto,1992]. Além disso, a absorção de ondas LH por prótons de 3 MeV, originados das reações de fusão D-D, foi observada recentemente no Tore Supra [Doloc,1993]. Nestas experiências analisou-se o espectro de energia para os prótons termonucleares, resultando na detecção de alguns picos na faixa entre 2 e 5 MeV de energia. A posição destes picos muda com a corrente de plasma e com o campo toroidal, enquanto que o número de prótons, com energia acima de 3 MeV, aumenta quase que linearmente com a potência da onda LH injetada e diminui com o aumento da densidade eletrônica devido à termalização mais rápida à qual estes prótons ficam submetidos.

Exporemos neste capítulo o modelo simplificado que descreve o mecanismo de interação entre as ondas LH e os íons rápidos do plasma, modelo este utilizado na elaboração de um código de autoria de E. Barbato [Barbato,1990] para o estudo da absorção da onda LH pelos íons rápidos do plasma.

III.2 - O MODELO

O emprego de ondas ciclotrônicas de íons (IC) tem se mostrado bastante efetivo no aquecimento de plasmas de grande porte como os produzidos no JET. Temperaturas centrais de até 10 keV são obtidas com esta técnica que consiste, conforme já foi descrito no capítulo I, em acelerar íons de minoria a energias muito altas ($\sim$ MeV),

que termalizam sobre a população eletrônica através de colisões. A cauda de alta energia criada na função de distribuição dos íons de minoria se desenvolve preferencialmente na direção perpendicular de suas velocidades possibilitando, desta forma, que estas partículas entrem em ressonância com a alta velocidade de fase perpendicular da onda LH quando, então, a onda é absorvida através de amortecimento de Landau perpendicular, conforme explicamos no capítulo anterior.

Um modelo teórico foi desenvolvido para estudar a interação das ondas LH com os íons de minoria (íons rápidos do plasma) a fim de estimar a potência da onda absorvida por esta população de acordo com os parâmetros de plasma e de propagação da onda, como o espectro de lançamento da onda e a potência injetada. Estes estudos são baseados na obtenção da função de distribuição para os íons de minoria (f_{mi}), que pode ser calculada a partir da equação de Fokker-Planck, unidimensional no espaço de velocidades, que inclui os coeficientes de difusão quase-linear devido à injeção de ondas ciclotrônicas de íons (D_{IC}) e híbrida inferior (D_{LH}). Estes coeficientes descrevem, essencialmente, um processo de difusão, no espaço de velocidades da partícula, resultante desta interação [Stix,1975] e [Fisch, 1987]. A equação de Fokker-Planck, assim estabelecida, descreve a termalização dos íons rápidos do plasma sobre um plasma maxwelliano e é deduzida utilizando o mesmo método desenvolvido por Stix para descrever os íons de minoria aquecidos, com a onda IC, no harmônico fundamental [Stix,1975]. Este método consiste em expandir a função de distribuição f_{mi} numa série de polinômios de Legendre na variável $\mu = v_{\parallel}/v$, sobre a qual se faz uma média e se retém apenas os termos de ordem zero. A equação assim obtida é expressa por [Barbato,1990]:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{1}{\tau_s v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{T_i}{m_i v} \left(v_c^3 + \frac{T_e}{T_i} v^3 \right) \frac{\partial f_0}{\partial v} + (v_c^3 + v^3) f_0 + v^2 \tau_s (D_{IC} + D_{LH}) \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] \quad (\text{III.2.1})$$

onde f_0 é a função de distribuição isotrópica descrita por:

$$f_0(v) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} f_{mi}(\mu, v) d\mu \quad (\text{III.2.2})$$

e τ_s e v_c são, respectivamente, o tempo de relaxação dos íons de minoria sobre o plasma maxwelliano e a velocidade crítica dos mesmos. A velocidade crítica, conforme já discutido nos capítulos I e II, estabelece o valor acima do qual a relaxação dos íons

rápidos se dá sobre a população eletrônica e abaixo do qual esta relaxação se dá sobre a população iônica. Ela é obtida igualando-se as frequências de colisão íon-elétron (ν_{ie}) e íon-íon (ν_{ii}). Em geral, a velocidade dos íons de minoria é maior que a velocidade crítica ($v > v_c$) e, portanto, o tempo de relaxação a que nos referimos é o tempo de relaxação íons-elétrons $\tau_s^{i/e}$. As expressões para $\tau_s^{i/e}$ e v_c^3 são dadas abaixo:

$$\tau_s^{i/e} = \frac{3}{4(2\pi)^{1/2}} \frac{T_e^{3/2}}{e^4 n_e \ln \Lambda} \frac{m_{mi}}{Z_m^2 m_e^{1/2}} \quad (\text{III.2.3})$$

$$v_c^3 = \frac{3\pi^{1/2} \bar{Z} T_e^{3/2}}{m_{mi} (2m_e)^{1/2}} \quad (\text{III.2.4})$$

onde T_e é dado em eV, $\ln \Lambda$ é o logaritmo coulombiano relacionado às colisões íon-elétron e $\bar{Z} = \sum_k Z_k^2 n_k m_i / (m_e n_e)$, onde Z_k é a carga de cada uma das espécies iônicas presentes no plasma. O tempo de relaxação será denotado por τ_s . O subscrito mi refere-se à população de minoria no plasma. m_{mi} , m_i e m_e são, respectivamente, as massas dos íons de minoria, dos íons de maioria e dos elétrons do plasma. A difusão descrita pelos coeficientes quase-lineares explica a formação da cauda da função de distribuição dos íons de minoria ao interagirem com as ondas IC e LH.

A potência da onda IC absorvida pela minoria pode ser calculada como segue:

$$P_{\text{abs}}^{\text{IC}} = \frac{d}{dt} \int \frac{1}{2} m_{mi} v^2 f_0 d^3 v \quad \Rightarrow$$

$$P_{\text{abs}}^{\text{IC}} = \frac{1}{2} m_{mi} \int (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) 2\pi v_{\perp} dv_{\perp} dv_{\parallel} \frac{\partial f_0}{\partial t} \quad (\text{III.2.5})$$

O termo que descreve a difusão quase-linear devido à onda ciclotrônica de íons, na equação de Fokker-Planck, pode ser escrito como [Stix, 1975]:

$$D_{\text{IC}} \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} v_{\perp} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}}$$

e através dele podemos estimar a potência da onda IC absorvida pela população de minoria e a conseqüente distorção na função de distribuição causada pela injeção desta onda.

Esta notação se torna possível utilizando a transformação de variáveis:

$$v_{\perp}^2 = v^2(1 - \mu^2) \quad (\text{III.2.6})$$

de onde se obtém:

$$\frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} = \frac{1}{v^2} \left(\frac{\partial}{\partial v} v - \frac{\partial}{\partial \mu} \mu \right) \quad (\text{III.2.7})$$

Assim, substituindo $\partial f_0 / \partial t$, da eq.(III.2.5), pelo termo que descreve a difusão quase-linear, resulta:

$$P_{\text{abs}}^{\text{IC}} = \frac{1}{2} m_{mi} \int (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) 2\pi v_{\perp} dv_{\perp} dv_{\parallel} D_{\text{IC}} \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} v_{\perp} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}} \quad (\text{III.2.8a})$$

Esta equação pode ser rearranjada conforme segue:

$$P_{\text{abs}}^{\text{IC}} = \frac{1}{2} m_{mi} D_{\text{IC}} 2\pi \left\{ \int dv_{\parallel} v_{\perp}^2 \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} \left(v_{\perp} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}} \right) dv_{\perp} + \int dv_{\parallel} v_{\parallel}^2 dv_{\perp} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} \left(v_{\perp} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}} \right) \right\} \quad (\text{III.2.8b})$$

já que D_{IC} pode ser considerado constante numa certa faixa de velocidades [Fisch,1987].

Integrando (III.2.8b) por partes e lembrando que:

$$\int f_0 2\pi v_{\perp} dv_{\perp} dv_{\parallel} = n_{mi} \quad (\text{III.2.9})$$

onde n_{mi} é a densidade dos íons de minoria, obtém-se que o coeficiente D_{IC} é dado pela seguinte expressão [Stix,1975]:

$$D_{\text{IC}} = \frac{P_{\text{IC}}}{3m_{mi} n_{mi}} \quad (\text{III.2.10})$$

Na eq.(III.2.10), $P_{IC} = P_{abs}^{IC}(r)/V$ é a potência da onda ciclotrônica de íons acoplada ao plasma por unidade de volume.

No modelo desenvolvido por E. Barbato [Barbato,1990], o perfil de deposição das ondas IC no plasma é gaussiano, o que pode ser tomado com boa aproximação. O aquecimento com ondas ciclotrônicas de íons, que aumenta preferencialmente a componente perpendicular da velocidade dos íons de minoria, propicia, eventualmente, o aprisionamento destas partículas em órbitas banana, desde que a concentração de minoria seja baixa ou que a densidade de potência da onda IC seja alta [Cottrell & Start,1991]. Quando efeitos de órbita são importantes, a energia dos íons rápidos, que será definida formalmente no próximo capítulo, é mais baixa quando comparada com casos em que a população de minoria fica confinada dentro da superfície $q = 1$, não executando grandes percursos através do plasma. Isto ocorre porque, ao descrever suas trajetórias segundo órbitas banana, os íons de minoria atingem regiões mais externas da câmara do tokamak, onde as temperaturas são mais baixas e a relaxação dos mesmos sobre o plasma térmico é mais rápida [Eriksson,1993]. Estes efeitos podem ainda estender a região de superposição entre os perfis das ondas LH e IC. No modelo, desenvolvido por E. Barbato [Barbato,1990], estes efeitos podem ser levados em conta considerando-se perfis de deposição da onda IC mais largos do que aqueles provenientes de cálculos da deposição destas ondas no plasma quando efeitos de órbitas não são importantes. Este modelo simplificado descreve a interação LH-íons rápidos, segundo as seguintes considerações:

1) - O efeito da injeção da onda LH sobre o plasma é descrito pelo coeficiente de difusão quase-linear D_{LH} expresso por [Barbato,1990]:

$$D_{LH} = \frac{\pi Z_{mi}^2 e^2 c^3}{4 m_{mi}^2 \omega v^3} \int dn_{//} \frac{|E(n_{//})|^2}{n_{\perp}^3} U \left[1 - \frac{c^2}{n_{\perp}^2 v^2} \right] \quad (III.2.11)$$

onde $n_{//}$ é o índice de refração na direção paralela, relacionado a $n_{\perp}$ através da relação de dispersão da onda, e $|E(n_{//})|^2$ é o espectro de energia da onda. U é uma função degrau que indica que somente íons com velocidade $v > c/n_{\perp}$ podem interagir com a onda LH.

2) - A propagação da onda é considerada numa geometria cilíndrica e não num plasma toroidal alongado. Isto significa que o espectro de $n_{//}$ permanece constante durante a propagação da onda. Cálculos de *ray tracing* não são levados em conta para descrever o alargamento do espectro de $n_{//}$ [Bonoli,1982]. Utiliza-se a relação de dispersão eletromagnética completa para plasmas quentes, ou seja, levam-se em conta os efeitos

térmicos, mas a absorção da onda é considerada somente na primeira passagem da mesma pelo plasma, isto é, as reflexões que a onda possa eventualmente sofrer não são levadas em conta.

As soluções para a eq.(III.2.1) são tomadas em estado estacionário atingido, para tempos maiores que τ_s , a escala de tempo mais longa dos processos envolvidos. Portanto, a anisotropia da função de distribuição devido à interação LH-íons rápidos não é levada em conta para resolver a equação de Fokker-Planck (III.2.1). Esta aproximação também é utilizada para estimar a interação IC-íons onde também há criação de cauda anisotrópica [Anderson,1987].

Em particular, tomando o limite de altas velocidades ($v > v_c$), a eq.(III.2.1) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} \left[v^3 f_0 + v^2 \tau_s (D_{IC} + D_{LH}) \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] = 0 \quad (\text{III.2.12})$$

Esta equação pode ser integrada como segue:

$$\left[v^3 f_0 + v^2 \tau_s (D_{IC} + D_{LH}) \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] = c^{te} = 0$$

$$\frac{\partial f_0}{f_0} = - \frac{v}{\tau_s (D_{IC} + D_{LH})} dv$$

de onde resulta:

$$f_0(v) = f_0(v_1) e^{-\int_{v_1}^v \frac{v}{\tau_s (D_{IC} + D_{LH})} dv} \quad (\text{III.2.13})$$

onde v_1 é a velocidade mais baixa entre os possíveis valores de uma dada distribuição de velocidades.

Notamos que quando $D_{LH} = 0$, isto é, fora da região de ressonância, a eq.(III.2.13) se reduz à solução maxwelliana de Stix de temperatura $T_{IC} = \tau_s m_{mi} D_{IC}$ [Stix,1975]. Por outro lado, quando $D_{LH} \neq 0$, uma temperatura mais alta caracteriza a função de distribuição dos íons de minoria, $T = T_{IC} + T_{LH}$, onde, da mesma forma, T_{LH} pode ser escrita como $T_{LH} = \tau_s m_{mi} D_{LH}$. Podemos ainda estimar qualitativamente T_{LH} e compará-la com T_{IC} . Devemos executar o mesmo processo descrito para D_{IC} a fim de expressar D_{LH} em função da densidade de potência da onda LH absorvida pelos íons

rápidos ressonantes. O resultado será $D_{LH} = P_{LH}/3m_{mi}n_{mi(res)}$, onde $n_{mi(res)}$ é a população de minoria ressonante com a onda LH. A razão T_{IC}/T_{LH} passa, então, a ser escrita como $T_{IC}/T_{LH} = P_{IC}n_{mi(res)}/P_{LH}n_{mi}$. Portanto, ainda que $P_{IC} \gg P_{LH}$, as duas temperaturas, T_{IC} e T_{LH} , podem ser comparáveis, uma vez que $n_{mi(res)} \ll n_{mi}$.

Ambos os perfis de deposição da onda ciclotrônica de íons e híbrida inferior sobre a população de minoria devem ser superpostos a fim de que a absorção da onda LH pelos íons rápidos possa ser observada. De fato, observamos que o amortecimento da onda LH sobre os íons de minoria ocorre, em níveis mais altos, quando a extensão espacial de superposição dos dois perfis no plasma é maior. Isso será apresentado mais tarde nos resultados experimentais.

Neste modelo, o nível de penetração da onda no plasma depende dos valores de $n_{||}$, T_e , P_{LH} e $n_e(0)$, porque a deposição da onda sobre os elétrons depende destes parâmetros. Altos valores de $n_{||}$ favorecem, por exemplo, um amortecimento da onda numa região mais periférica do plasma pois os elétrons aí localizados já possuiriam a componente paralela de suas velocidades, $v_{||} = c/n_{||}$, ressonante com a velocidade de fase paralela da onda, $v_{ph||} = \omega/k_{||}$. Altos valores de temperatura favorecem alta taxa de amortecimento de Landau sobre a população eletrônica, além de possibilitar, uma vez mais, pela mesma razão descrita anteriormente, uma absorção mais periférica da onda. Os valores das densidades centrais $n_e(0)$ são importantes por questões de acessibilidade da onda e a dependência de penetração da mesma em relação à sua potência é de fácil compreensão. Considera-se ainda que a potência da onda LH é lançada no plasma de acordo com um espectro gaussiano centrado em $n_{||0}$ e de largura $dn_{||}$. Uma vez que o aquecimento com a onda IC geralmente se dá no centro do plasma por ser mais eficiente, ou seja, a onda é lançada de maneira que seja ressonante com os íons de minoria na região central do plasma, os parâmetros descritos anteriormente desempenham um papel importante na absorção ou não das ondas LH pela minoria, já que deles depende o nível de superposição que pode ocorrer entre os perfis de deposição das ondas LH e IC.

3) - A terceira consideração do modelo desenvolvido por E. Barbato é que, na aproximação linear, a densidade de potência da onda LH absorvida pelos íons rápidos pode ser escrita como [Barbato,1990]:

$$P_{abs}^{LH} = \frac{\omega_{pmi}^2}{4\pi^{1/2}\omega} |E_{rms}|^2 \left(\frac{E_{res}}{T_{IC}} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{res}}{T_{IC}} \right) \quad (III.2.14)$$

onde $|E_{rms}|^2$ é o quadrado do módulo do campo elétrico médio da onda e ω_{pmi} e $E_{res} = 1/2 m_{mi} (c/n_{\perp})^2$ são, respectivamente, a frequência de plasma e a energia de ressonância para os íons de minoria. Esta equação é deduzida tomando-se as eqs.(III.2.1) e (III.2.11) e considerando, por simplicidade, o espectro de $n_{//}$ como uma função δ . Utiliza-se, ainda, para a solução da equação linearizada a função $f_0(v) = n_{mi} (m_{mi}/2\pi T_{IC})^{3/2} \exp(-E/T_{IC})$.

A potência da onda LH absorvida pelos íons rápidos, que depende da razão E_{res}/T_{IC} , é máxima para $(E_{res}/T_{IC}) = 3/2$, sempre que os perfis de deposição de LH e IC estão superpostos. Devemos notar que $P_{abs}^{LH} = 0$ é o valor limite quando $T_{IC} \rightarrow 0$. T_{IC} depende tanto da potência da onda IC como da concentração de minoria, embora a dependência desta última seja fraca até quando esta concentração é de aproximadamente 10%.

Algumas simulações utilizando este modelo mostram que, quando a deposição da onda é mais periférica, uma variação grande da potência da onda LH, absorvida pela minoria, é observada devido a uma grande variação em T_{IC} . Isto pode ocorrer ou devido a altas temperaturas, ou porque os valores de $n_{//}$ são elevados. Nestes casos $T_{IC}(r)$ é baixo e $E_{res}/T_{IC} \gg 1$, resultando em baixa absorção da potência da onda LH pela população de minoria, de acordo com o que estabelece a eq.(III.2.14). Caso T_{IC} aumente, por exemplo, aumentando-se a potência da onda IC, com uma concentração de minoria constante, espera-se uma absorção mais alta em regiões mais periféricas, para as quais passa a valer $E_{res}/T_{IC} \sim 1$.

Algumas simulações baseadas neste modelo mostraram que a potência absorvida pelos íons rápidos está na faixa entre 10 e 20% no caso do JET para temperaturas eletrônicas entre 5 e 7 keV, densidades centrais $n_e(0)$ entre $2,5$ e $3,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e campos toroidais entre 3,0 e 3,2 T. Temperaturas eletrônicas mais altas levariam a um amortecimento de Landau sobre a população de elétrons rápidos bastante intenso e a absorção pelos íons rápidos diminuiria.

III.3 - O CÓDIGO

Explicaremos agora, em linhas gerais, como se estrutura o código de autoria de E Barbato [Barbato,1990], que foi utilizado para simular a interação entre LH - íons rápidos do plasma provenientes do aquecimento com ondas IC.

Inicialmente, os perfis de densidade e temperatura são ajustados de acordo com os valores experimentais obtidos de diferentes diagnósticos e que são guardados no arquivo de aquisição de dados do JET (PPF - *Public Processed File*), do qual obtemos os valores centrais e de borda de temperatura e densidade. Os perfis são do tipo:

$$X = (X(0) - X(a)) \left(1 - \left(\frac{r}{a} \right)^{\gamma_1} \right)^{\gamma_2} + X(a) \quad (\text{III.3.1})$$

onde X é a grandeza experimental da qual se deseja obter o perfil (T_e , T_i ou n_e), a é o raio menor do tokamak, r a posição radial no plasma e γ_1 e γ_2 são os parâmetros de ajuste.

A absorção da onda é calculada para as duas populações (elétrons e íons) a cada raio do plasma, da borda para o centro, segundo um espectro fixo e constante de $n_{||}$, estabelecido como um dado de entrada. Cálculos de *ray tracing* [Bonoli,1982] para descrever o alargamento deste espectro durante a propagação não são levados em conta pois, conforme já foi dito, o modelo se baseia numa geometria cilíndrica. Um vetor é calculado para os valores do índice de refração, cujo valor mais baixo é $n_{||ac}$, calculado na borda do plasma, e que é incrementado a um passo constante. Uma vez calculados, estes valores são dispostos segundo uma função gaussiana centrada em $n_{||0}$ (o valor de lançamento do espectro) e de semi-largura aproximada $dn_{||} = 0,2$, que corresponde à largura do espectro de lançamento da onda no JET. A potência da onda LH é multiplicada por esta função gaussiana normalizada e, assim, obtém-se o espectro da onda lançada no plasma.

A condição de acessibilidade é calculada para cada posição do plasma e a propagação da onda é considerada para valores de $n_{||} > n_{||ac}$. Os valores de $n_{\perp}$ são calculados segundo a relação de dispersão eletromagnética completa para plasmas quentes [Stix,1992].

O perfil de deposição para a onda IC também é ajustado, segundo uma função gaussiana, de maneira que seja centrado na posição onde a minoria entra em ressonância com a frequência da onda ciclotrônica. No caso do JET, esta posição de ressonância se localiza geralmente no centro do plasma, ou dentro da superfície com $q = 1$, uma vez que, desta forma, o aquecimento ocorre mais eficientemente devido às altas densidades centrais que propiciam rápida termalização dos íons de minoria com o plasma maxwelliano. Apresentamos um caso em que $P_{IC} = 3$ MW, com posição de ressonância no centro do plasma (fig.III.1).

fig.III.1: Perfil de deposição da onda ciclotrônica de íons para $P_{IC} = 3$ MW, segundo um perfil gaussiano, com posição de ressonância no centro do plasma.

Abrimos aqui um parêntesis para expor o cálculo da posição de ressonância da onda ciclotrônica de íons com os íons de minoria do plasma. As equações serão expressas no sistema internacional de unidades (SI). Partimos da frequência ciclotrônica dada por:

$$\omega_{cmi} = \frac{ZeB_T(R')}{m_{mi}} \quad (\text{III.3.2})$$

O campo toroidal $B_T(R')$ é expresso como:

$$B_T(R') = \frac{\mu_0 I}{2\pi R'} \quad (\text{III.3.3})$$

onde I é a corrente que passa dentro da circunferência de raio R' , que é a distância do eixo de simetria do toróide ao ponto em que se deseja calcular o campo magnético. O campo $B_T(R')$ pode ser escrito em função do campo B_0 , calculado no raio maior R_0 do tokamak, de acordo com a expressão:

$$B_T(R') = \frac{R_0 B_0}{R'} \quad (\text{III.3.4})$$

Desta forma, a ressonância pode ser escrita como:

$$\omega_{cmi} = \frac{Ze}{m_{mi}} \frac{R_0 B_0}{R'} \quad (\text{III.3.5})$$

Lembrando que $\omega_{cmi} = 2\pi f$, onde f é a frequência da onda IC lançada no plasma, podemos escrever a eq.(III.3.5) como:

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{Ze}{m_{mi}} \frac{R_0 B_0}{R'} \quad (\text{III.3.6})$$

Esta equação nos permite estimar a frequência com que a onda IC deve ser lançada para que a mesma esteja em ressonância com determinada espécie iônica de minoria, de carga Ze e massa m_{mi} , na posição R' , para determinado campo toroidal B_0 . Alternativamente, a posição de ressonância é dada por:

$$R' = \frac{1}{2\pi} \frac{Ze}{m_{mi}} \frac{R_0 B_0}{f} \quad (\text{III.3.7})$$

que também pode ser reescrita, substituindo os valores das constantes conhecidas, de acordo com a expressão:

$$R' = 15.25n \frac{B_0 R_0}{f} \frac{Z}{A} \quad (\text{III.3.8})$$

onde n é o harmônico da frequência ciclotrônica sobre o qual ocorre o aquecimento e A é a massa atômica da espécie iônica em questão.

A frequência ciclotrônica das partículas é da ordem de MHz e a frequência que entra em ressonância com o primeiro harmônico dos íons de hidrogênio é a mesma que "aquece" o segundo harmônico de deutério, conforme se verifica da última equação. Assim, em plasmas de deutério com minoria de hidrogênio ((H)D) o aquecimento da minoria pode ser acompanhado pelo aquecimento do segundo harmônico dos íons de deutério. Entretanto, o aquecimento no primeiro harmônico da frequência ciclotrônica é sempre mais eficiente que o aquecimento do segundo harmônico, ainda que efeitos de aquecimento no segundo harmônico do deutério sejam importantes na análise de dados em alguns casos [Eriksson,1993].

Voltemos agora ao código. A absorção da onda LH é calculada resolvendo-se a equação de Fokker-Planck dada pela eq.(III.2.1) a cada posição radial, da borda ao centro do plasma, obtendo-se, assim, a função de distribuição de minoria sob ação das ondas IC e LH e de fenômenos colisionais. Escreveremos a eq.(III.2.1) como segue:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{1}{\tau_s v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[(\text{COL}) \frac{\partial f_0}{\partial v} + (\text{FRI}) f_0 + (\text{DCRF} + \text{DRF2}) \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] \quad (\text{III.3.9})$$

onde **COL** refere-se aos termos de colisão, **FRI** corresponde à fricção das partículas de minoria no plasma e **DCRF** e **DRF2** são os termos relacionados à difusão quase-linear devido às ondas IC e LH, respectivamente [Barbato,1990]. Em estado estacionário, a eq.(III.3.9) se simplifica, resultando em:

$$(\text{COL} + \text{DCRF} + \text{DRF2}) \frac{\partial f_0}{\partial v} = -(\text{FRI}) f_0 \quad (\text{III.3.10})$$

Integrando-se, esta última, obtém-se que:

$$f_0 = C e^{-\int \frac{\text{FRI}}{\text{COL} + \text{DCRF} + \text{DRF2}} dv} \quad (\text{III.3.11})$$

Os valores dos coeficientes **COL**, **FRI**, **DCRF** e **DRF2** são calculados no espaço de velocidades a cada posição radial e a função de distribuição da minoria f_0 , pode, então, ser obtida segundo (III.3.11). A partir desta função de distribuição, calculada a cada posição radial durante a propagação da onda e cujo gráfico pode ser visto na fig.III.2, pode-se calcular a potência dissipada ou, em outras palavras, a potência da onda LH absorvida pela população de minoria a cada raio do plasma. A densidade de potência absorvida pelas populações eletrônica e iônica pode ser vista na fig.III.3. Conhecendo-se a potência total de entrada pode-se calcular a potência de LH disponível para a próxima iteração (próxima posição radial) e todo o cálculo se repete. Cabe lembrar que, a partir do conhecimento da função de distribuição, os mais diferentes parâmetros relacionados à população de minoria podem ser estimados, como densidade, energia, entre outros.

Fig. III.2: Função de distribuição dos íons rápidos para $P_{IC} = 3 \text{ MW}$ e $P_{LH} = 2 \text{ MW}$. A energia de ressonância, neste caso, é da ordem de 550 KeV .

Fig. III.3: Densidade de potência absorvida pelas duas populações em questão (elétrons e íons). A absorção pelos íons rápidos se dá onde os dois perfis (LH e IC) se superpõem.

Devemos ainda mencionar que as simulações realizadas com este código são interessantes na medida em que o conjunto de parâmetros, para os quais se observa maior absorção da onda pela população de minoria, pode ser estimado. Comparações mais precisas com dados experimentais se tornam, entretanto, difíceis, dadas todas as aproximações em que o modelo se baseia. O acoplamento deste modelo a um código de *ray tracing* é imprescindível para que as simulações experimentais se tornem eficientes. Desta forma, da mesma maneira que ocorria no estudo da absorção da onda pela população eletrônica, conforme discutido no capítulo II, teríamos soluções auto-consistentes entre o código de *ray tracing*, que forneceria a evolução do espectro de $n_{||}$ através do plasma, e a solução da equação de Fokker-Planck, a cada posição radial. Além disso, poderíamos considerar as possíveis reflexões da onda no plasma, de maneira a não reduzir o cálculo à primeira passagem da onda pelo meio. De qualquer forma, este código é o primeiro passo para uma melhor compreensão da absorção da onda pela população de íons rápidos gerados pelo aquecimento com ondas IC, ajudando-nos a visualizar o quão sensível é esta absorção, dadas as variações de alguns parâmetros de plasma e de propagação da onda como, por exemplo, o espectro de $n_{||}$, assim como a dependência dessa absorção em relação ao perfil de deposição da onda ciclotrônica de íons.

No próximo capítulo passaremos a descrever as primeiras evidências experimentais da interação dos íons rápidos do plasma com as ondas LH.

CAPÍTULO IV

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

IV.1 - INTRODUÇÃO

Apresentaremos neste capítulo as primeiras evidências experimentais da interação das ondas LH com os íons de minoria, altamente energéticos, provenientes do aquecimento com ondas IC [Ramos de Andrade,1993]. Cabe lembrar que os experimentos no JET foram realizados com o intuito de maximizar a eficiência na geração de corrente através da otimização da acessibilidade da onda ao centro do plasma e do acoplamento da onda à população de elétrons rápidos [Jacquinot,1993]. A interação LH-íons rápidos do plasma foi detectada no JET através de medidas da energia dos íons rápidos, da taxa de raios γ e taxa de nêutrons emitidos no plasma e por intermédio de análises com Transformada Rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform* ou *FFT*) em experimentos em que a potência da onda LH estava 100% modulada. A possível utilização de um analisador de partículas neutras (*Neutral Particle Analyser* ou *NPA*) para obter informações sobre a população de minoria, será relatada no próximo capítulo, embora não apresentemos resultados experimentais destas medidas.

IV.2 - PRINCIPAIS EVIDÊNCIAS EXPERIMENTAIS

ENERGIA DOS ÍONS RÁPIDOS

A energia dos íons rápidos (W_f) está relacionada à cauda anisotrópica da população de minoria, criada durante o aquecimento com a onda ciclotrônica de íons (IC), que aumenta preferencialmente a componente perpendicular da

velocidade dos íons rápidos. Devido a efeitos de espalhamento das partículas energizadas ou a variações do campo magnético ao longo da órbita da partícula, pode ocorrer aumento da energia, acima de níveis térmicos, inclusive na direção paralela ao campo magnético. Entretanto, o aumento da energia na direção perpendicular ainda é o efeito dominante.

Duas medidas do conteúdo energético do plasma no JET, com contribuições de pesos diferentes para as direções paralela e perpendicular ($W_{//}$ e $W_{\perp}$), podem ser utilizadas para estimar a energia dos íons rápidos. Estas medidas são a energia diamagnética (W_{DIA}), medida através do *loop* diamagnético, e a energia MHD (W_{MHD}) obtida de códigos de equilíbrio. Estas duas quantidades são expressas segundo as equações [Start,1984]:

$$W_{DIA} = \frac{3}{2} W_{\perp} \quad (IV.2.1)$$

e

$$W_{MHD} = \frac{3}{4} (W_{\perp} + 2W_{//}) \quad (IV.2.2)$$

A contribuição da energia dos elétrons rápidos à energia na direção paralela foi desprezada pois, no caso do JET, corresponde a menos de 1% da energia térmica dos elétrons [Brusati,1992].

Para estimar a energia dos íons rápidos partiremos, inicialmente, da energia total do plasma expressa por:

$$W_{TOT} = W_{\perp} + W_f + W_{//} \quad (IV.2.3)$$

onde $W_{\perp}$ é a energia perpendicular do plasma térmico, W_f é a energia dos íons rápidos e $W_{//}$ é a energia total na direção paralela. As energias W_{DIA} e W_{MHD} podem ser escritas como:

$$W_{DIA} = \frac{3}{2} (W_{TOT} - W_{//}) \quad (IV.2.4)$$

e

$$W_{MHD} = \frac{3}{4} (W_{TOT} + W_{//}) \quad (IV.2.5)$$

pois $W_{\perp} = W_{\perp} + W_f$.

Levando-se em conta que $W_{\perp} = 2W_{\parallel}$ (parte isotrópica da função de distribuição), nós concluímos que:

$$W_f = W_{\perp} - 2W_{\parallel} \quad (\text{IV.2.6})$$

Esta equação nos diz que a energia dos íons rápidos (W_f) pode ser definida como sendo a energia perpendicular em excesso da sua componente isotrópica [Start,1984]. Das eqs.(IV.2.3), (IV.2.4), (IV.2.5) e (IV.2.6) obtemos a seguinte expressão para a energia dos íons rápidos:

$$W_f = \frac{4}{3}(W_{\text{DIA}} - W_{\text{MHD}}) \quad (\text{IV.2.7})$$

Deve-se tomar cuidado na calibração de W_{DIA} e W_{MHD} na análise de dados. Na ausência de caudas anisotrópicas, ou seja, na ausência de aquecimento com ondas IC ou com o feixe de partículas neutras, W_f deve ser nula e, portanto, qualquer diferença entre W_{DIA} e W_{MHD} , nestes casos, deve ser levada em conta. Nas medidas que tomamos, impusemos $W_f = 0$ antes do início do aquecimento com ondas IC, tomamos a diferença correspondente a este instante e consideramos para o resto do pulso um ajuste linear de modo que, quando a potência da onda IC é desligada, a energia dos íons rápidos deve voltar a ser nula passado o tempo de relaxação (da ordem de 1 s no caso dos íons rápidos).

Devemos ainda tomar cuidado na interpretação da energia W_f para descargas que apresentam oscilações dente de serra. Cada queda que ocorre nos parâmetros do plasma, devido a essas oscilações, pode ser responsável por variações rápidas do conteúdo energético dos íons rápidos, devido à expulsão dos mesmos da superfície com $q = 1$ quando estas oscilações ocorrem. Estes íons colidem com elétrons mais frios e, portanto, termalizam mais rapidamente do que quando estão confinados no centro do plasma. Isto faz com que seu conteúdo energético caia. Alguns experimentos mostraram que a simples queda de temperatura devido a um dente de serra, e a conseqüente variação do tempo de relaxação dos íons rápidos, não explicam a correspondente queda em W_f observada em alguns casos. Às vezes, porém, esta diminuição de temperatura é suficiente para explicar tal queda. Algumas simulações que consideram que até 40% da população de íons rápidos é expelida do centro do plasma, fornecem valores para W_f que reproduzem os resultados experimentais satisfatoriamente

[Eriksson,1993]. Nos pulsos analisados desconsideramos dados em que ocorria uma queda abrupta da energia W_f devido aos dentes de serra.

TAXAS DE EMISSÃO DE RAIOS γ E DE NÊUTRONS NO PLASMA (RNT)

Os produtos instáveis, que se originam das reações entre os íons rápidos do plasma e as impurezas do mesmo, emitem raios γ que podem fornecer várias informações a respeito da população de minoria através da análise do espectro de energia e da taxa de emissão destes raios [Sadler,1990]. Estas reações ocorrem no plasma mesmo que a densidade de impurezas no plasma seja baixa. Isto porque as seções de choque dos processos envolvidos são elevadas. As impurezas no JET consistem basicamente de ^{12}C e ^9Be . No caso de aquecimento de átomos hidrogênio, utilizados como minoria, os mecanismos responsáveis pela emissão destes raios são, respectivamente, o espalhamento inelástico no caso do ^{12}C e reações nucleares no caso do ^9Be . A fim de que estes processos ocorram, é necessário que os íons de minoria tenham um valor mínimo de energia para desencadear tais reações. A energia dos íons rápidos, para excitar o primeiro estado do ^{12}C acima do estado fundamental, é de aproximadamente 5 MeV. No caso do ^9Be , a energia mínima do íon que causa uma transmutação do átomo de ^9Be para o nível 3,5 MeV do ^6Li é, por sua vez, de aproximadamente 1,5 MeV. No caso do ^{12}C , a energia dos raios γ emitidos é de 4,4 MeV e, no caso do ^9Be é de 3,5 MeV. Estas reações são dadas abaixo:

Quando as ondas LH são lançadas no plasma, simultaneamente com as ondas IC, observamos um aumento da emissão dos raios γ depois que a onda LH é aplicada. Estes resultados serão relatados no próximo item deste capítulo. Este aumento

na taxa de emissão de raios γ está ligado ao aumento da população de minoria de 1,5 MeV e de 5 MeV, desde que a concentração de impurezas no plasma se mantenha, aproximadamente, constante.

A taxa de emissão de nêutrons emitidos principalmente pelas reações $D(D,n)^3\text{He}$, também aumenta quando a onda LH é injetada no plasma juntamente com as ondas IC. Um aumento desta taxa está relacionado com um aumento de energia dos dêuterons do plasma devido ao acoplamento direto da onda aos mesmos ou devido ao aquecimento destes dêuterons através da termalização que sofrem com os elétrons térmicos do plasma, aquecidos, por sua vez, devido a colisões com os íons rápidos. Vimos no item anterior que as ondas IC podem “aquecer” o segundo harmônico do deutério em algumas circunstâncias. Neste caso, a onda LH poderia interagir diretamente com estes dêuterons de alta energia explicando o aumento da taxa de nêutrons emitida. O aquecimento do segundo harmônico do deutério, entretanto, é pouco provável, pois o aquecimento do primeiro harmônico do hidrogênio é sempre mais eficiente. Portanto, o aquecimento dos dêuterons através da termalização com os elétrons do plasma parece ser o que possibilita a interação destes dêuterons com as ondas LH.

IV.3 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Antes de relatarmos os resultados experimentais cabe lembrar que os experimentos com ondas LH no JET foram realizados para alcançar a máxima eficiência possível na geração de corrente não indutiva, buscando melhorar a acessibilidade da onda ao centro do plasma e o acoplamento da mesma à população de elétrons rápidos [Jacquinot,1993]. Os experimentos foram realizados em plasmas de densidades centrais $n_e(0)$ de até $3,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, campos toroidais $B_T = 2,6$ a $3,3 \text{ T}$ e corrente de plasma de 1,5 a 3 MA em configurações de limitador. Nos casos analisados utilizou-se minoria de hidrogênio em concentrações na faixa de 5 a 15%, aquecida com 4 a 6 MW de potência da onda ciclotrônica de íons, em plasmas de deutério ou hélio. A posição de ressonância da onda IC com os íons de minoria variou entre o centro do plasma e um raio $r = 0,4 \text{ m}$. As temperaturas eletrônicas centrais $T_e(0)$ variaram de 5 a 8 keV. A potência de onda LH lançada no plasma foi de 1 a 2 MW, a uma frequência de 3,7 GHz, com espectro do índice de refração paralelo centrado a $n_{||} = 1,8$,

segundo um espectro gaussiano de largura total de, aproximadamente, 0,4. Simulações de *ray tracing* nestes plasmas [Baranov,1993] mostram que os valores de $n_{\perp}$ da onda durante sua propagação através do plasma se encontram na faixa entre 10 e 25. Para estes casos, a energia de ressonância dos íons rápidos do plasma, $E_{fi} = 1/2 m_{mi} (c/n_{\perp})^2$, varia entre 0,75 e 4,7 MeV. Os resultados experimentais são apresentados a seguir:

• **PULSOS DE DENSIDADE MÉDIA COM EMISSÃO DE RAIOS γ DE 3,5 MeV**

A dependência temporal dos parâmetros do plasma para um pulso típico do JET (#27760), para o qual a absorção da onda LH pelos íons rápidos foi observada, é apresentada na fig.IV.1. Esta figura mostra as potências das ondas LH e IC, lançadas no plasma; a densidade central $n_e(0)$, medida por dois diagnósticos (interferômetro e espalhamento Thompson); a temperatura central $T_e(0)$, medida através do espalhamento Thompson, a energia dos íons rápidos (W_f); e a taxa de nêutrons emitida no plasma (R_{NT}). Foi utilizado neste pulso o esquema de aquecimento com minoria de hidrogênio em plasma de ${}^4\text{He}$ ((H) ${}^4\text{He}$).

A fig.IV.1d mostra um aumento total de 25% da energia dos íons rápidos, correspondendo a 200 kJ, quando 2 MW de potência da onda LH são aplicados simultaneamente com 3 MW da onda IC a 48 MHz, conforme indica a fig.IV.1a.

Algumas simulações, que levam em conta a evolução temporal da energia dos íons rápidos [Eriksson,1993], mostram, para este pulso, que cerca de 20% da potência da onda LH deve ser absorvida pela minoria para simular os dados experimentais.

A equação que descreve a evolução da energia dos íons rápidos W_f é dada a seguir:

$$\frac{dW_f}{dt} = P_{IC} + C \times P_{LH} - \frac{2W_f}{\langle \tau_s \rangle} \quad (\text{IV.3.1})$$

onde P_{IC} e P_{LH} são as potências das ondas IC e LH e $\langle \tau_s \rangle$ é a média do tempo de termalização dos íons rápidos sobre os elétrons térmicos, tomada sobre o perfil de deposição da onda ciclotrônica de íons. Este valor é calculado considerando-se uma média da temperatura eletrônica ao invés do seu valor no centro, $T_e(0)$, já que os íons rápidos, gerados por aquecimento com a onda IC, se encontram espalhados numa determinada região do plasma, que pode ser influenciada, inclusive, por efeitos de órbitas, conforme o

que discutimos no capítulo III. O fator C se refere à fração da potência da onda LH absorvida pelos íons rápidos.

Quando a potência da onda IC é levada em consideração isoladamente ($C = 0$), as simulações de W_f concordam com os dados experimentais até 8,5 s quando, então, a onda LH é lançada no plasma de acordo com a fig.IV.2. Ajustamos, desta forma, a média da temperatura T_e , para o cálculo de τ_s , de tal maneira que as simulações reproduzam os dados experimentais na presença da onda ciclotrônica de íons somente. Após 8,5 s, as simulações não reproduzem mais os resultados experimentais. Pode-se observar que, após 8,5 s, mesmo que consideremos $P_{LH} = 0$ na eq.(IV.3.1), há um degrau na energia W_f , reproduzida a partir das simulações. Este degrau pode ser explicado devido às mudanças do tempo de relaxação τ_s , acarretadas pelas variações de densidade durante o pulso. Este aumento de energia, entretanto, ainda não é suficiente para explicar os dados experimentais, caso não consideremos certa fração de potência da onda LH na eq.(IV.3.1). O tempo τ_s , para os íons rápidos, é da ordem de 1 s, conforme se observa da fig.IV.1d (tempo para que a energia W_f caia a zero depois que P_{IC} é desligada). Somente quando 20% da potência da onda LH é considerada no cálculo da equação (IV.3.1), é que os resultados experimentais são reproduzidos satisfatoriamente, observando-se um aumento real de 140 kJ do conteúdo energético dos íons rápidos, o que corresponde a cerca de 18% do valor de W_f . Aqui, “aumento real” refere-se ao fato de que mudanças em W_f devido a mudanças do tempo de relaxação τ_s já foram levadas em conta.

fig.IV.1: Evolução temporal para os principais parâmetros de plasma, energia dos íons rápidos W_f e taxa de nêutrons emitida, R_{NT} , para o pulso #27760. a) — potência da onda LH, ----- potência da onda IC, b) — densidade eletrônica central $n_e(0)$ (interferômetro), ----- $n_e(0)$ medida a partir do diagnóstico LIDAR (espalhamento Thompson), c) — temperatura eletrônica central $T_e(0)$ (ECE), --- $T_e(0)$ medida através do LIDAR, d) aumento da energia dos íons rápidos (W_f) depois de 8,5 s e taxa de nêutrons (R_{NT}) mostrando um aumento quando a onda LH é acionada.

fig.IV.2: Simulações da evolução temporal da energia W_f para o pulso #27760, mostram um aumento aproximado de 140 kJ (18%) em W_f depois de 8,5 s, devido à onda LH. Isto corresponde a 20% da potência da onda LH absorvida pelos íons de minoria.

A emissão de raios γ de 3,5 MeV, que é mostrada na fig.IV.3, aumenta mais que um fator 3 depois que a onda LH é acionada. Estes raios, conforme já foi mencionado, provêm das reações de íons de 1,5 MeV com ^9Be , e o aumento desta emissão mostra, conforme já discutido na seção anterior, um aumento da população de íons de 1,5 MeV depois que a onda LH é aplicada. É importante notar que a temperatura eletrônica, medida a partir dos diagnósticos LIDAR, através do espalhamento Thompson, permanece constante e que a taxa de impurezas, que pode ser estimada por medições do Z_{eff} , também permanece constante no valor aproximado de 3,8. Isto nos leva a concluir que o aumento da emissão de raios γ está realmente ligado ao aumento da população de íons rápidos com energia acima de 1,5 MeV quando a onda LH é aplicada simultaneamente com a onda IC.

A emissão de nêutrons também aumenta depois de 8,5 s. Embora o esquema de aquecimento para este pulso seja $(\text{H})\ ^4\text{He}$, há sempre uma certa quantidade de deutério na máquina restante de pulsos anteriores. O aumento desta taxa de nêutrons pode se relacionar a um aquecimento mais eficiente de dêuterons no plasma, ou devido ao acoplamento direto da onda LH aos dêuterons, aquecidos pela onda IC, ou devido ao aquecimento dos mesmos por termalização com os elétrons do plasma. Desta forma, estes dêuterons se tornam suficientemente energéticos para acoplar a onda LH. Isto provoca um

aumento da taxa de reações D-D e, conseqüentemente, da taxa de nêutrons que se originam destas reações (fig.IV.1e)

fig.IV.3: a) Taxa de raios gama emitida para o pulso #27760. Um aumento maior que um fator três é observado depois que a onda LH (b) é acionada (8,5s). c) potência da onda IC.

• PULSOS DE BAIXA DENSIDADE COM EMISSÃO DE RAIOS γ DE 4,4 MeV

A evolução temporal dos parâmetros de plasma para o pulso #27745 é mostrada na fig.IV.4. Aqui, novamente, temos as potências P_{LH} e P_{IC} , a densidade central $n_e(0)$, que cai levemente depois de 8 s e que é medida a partir do interferômetro, a temperatura central $T_e(0)$; a taxa de nêutrons R_{NT} ; e Z_{eff} , que fornece uma estimativa do grau de impurezas no plasma. Vemos que o valor de Z_{eff} permanece inalterado antes e depois da injeção da onda LH. O pulso #27745 é de baixa densidade

($n_e(0) = 2,0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) com temperatura central $T_e(0) \sim 8 \text{ keV}$. O esquema de aquecimento com a onda IC é (H)D.

A fig.IV.5 mostra a energia dos íons rápidos W_f para este pulso. Neste caso, W_f aumenta monotonicamente depois de 8 s, quando a onda LH é aplicada, mostrando a absorção da onda pela população de minoria.

fig.IV.4: Evolução temporal para os principais parâmetros de plasma e taxa de nêutrons para o pulso #27745. a) potência da onda LH, b) potência da onda IC, c) densidade eletrônica central $n_e(0)$, d) temperatura eletrônica central $T_e(0)$, e) taxa de nêutrons (R_{NT}), f) Z_{eff} .

fig.IV.5: A energia dos íons rápidos (W_f) aumenta monotonicamente quando a onda LH é acionada. As curvas b e c mostram as potências injetadas para as ondas LH e IC, respectivamente, para o pulso #27745.

As simulações descritas anteriormente para o pulso #27760, através da eq.(IV.3.1), também foram aplicadas para este pulso, resultando numa absorção de, aproximadamente, 30% da potência da onda LH pela população de íons rápidos do plasma (fig.IV.6).

Foram feitas ainda algumas simulações da energia W_f , através de cálculos que levam em conta efeitos de órbitas [Righi,1992], quando somente a injeção da onda IC é considerada. Estas simulações mostram boa concordância com a experiência antes que a onda LH seja acionada, ou seja, antes de 8 s. Depois disso, os valores simulados são mais baixos que os medidos experimentalmente (fig.IV.7). Novamente isto mostra que uma quantidade de potência adicional deve ser considerada para que os resultados experimentais sejam satisfatoriamente reproduzidos.

fig.IV.6: Simulações dependentes do tempo, da energia W_i , para o pulso #27745, mostram um aumento de aproximadamente 300kJ (22%) depois de 8,0 s, devido à onda LH. Isto corresponde a 30% da potência da onda LH absorvida pelos íons de minoria.

fig.IV.7: Simulação da energia dos íons rápidos, incluindo efeitos de órbitas, para o pulso #27745, onde consideramos, apenas, a potência da onda IC. A concordância com os dados experimentais é boa antes que a onda LH seja injetada no plasma (8 s). Depois de 8 s os valores simulados são mais baixos que os valores experimentais.

Os perfis de deposição da onda IC sobre as populações térmicas de elétrons e íons estão mostrados na fig.IV.8. Estes perfis mostram, aproximadamente, a extensão espacial dos íons rápidos no plasma. A posição de ressonância desta onda com a minoria está localizada num raio de aproximadamente $r \approx 0,15$ m, mas os efeitos de órbitas alargam este perfil, que se torna centrado a, aproximadamente, $r \approx 0,35$ m e se estende até cerca de 0,80 m, de acordo com o que se observa na fig.IV.8. Simulações da potência da onda LH absorvida pelos íons rápidos, levando-se em conta uma distribuição gaussiana da população de minoria, centrada a $r \approx 0,15$ m e largura de 0,65 m [Baranov,1993], mostram que cerca de 25% da potência da onda LH é absorvida pelos íons rápidos em concordância com os dados mostrados na fig.IV.6.

fig.IV.8: Perfis de deposição da potência da onda IC sobre as populações térmicas de elétrons (•) e íons (O), onde levamos em conta os efeitos de órbitas. A posição de ressonância se "desloca" para $r \sim 0,35$ m com largura aproximada de 0,50 m, levando-se em consideração um perfil gaussiano.

A baixa densidade deste pulso permite que caudas bastante energéticas se desenvolvam na função de distribuição da minoria, conforme constatamos da emissão dos raios γ . A emissão de raios γ de 4,4 MeV, provenientes do espalhamento de íons rápidos em ^{12}C , aumenta consideravelmente depois que a onda LH é aplicada ao plasma. Os raios γ de 3,5 MeV, originados das reações de prótons energéticos com ^9Be , permanecem constantes, de acordo com o que mostra a fig.IV.9. Isto indica que há um aumento da população de íons rápidos com energia acima de 5 MeV (o limite em energia para ocorrer o espalhamento de prótons rápidos pelo ^{12}C) depois que a onda LH é acionada simultaneamente com a onda IC, uma vez que Z_{eff} permanece aproximadamente constante. Traços da emissão de ^{12}C e ^9Be , provenientes das paredes do plasma, não mostram maior emissão de ^{12}C em relação ao ^9Be que pudesse explicar a maior emissão de raios γ de 4,4 MeV observada. Cálculos de *ray tracing* [Baranov,1993] mostram que, para os raios da onda LH com $n_{\parallel}=1,8$, os valores de $n_{\perp}$ se situam em torno de 10, correspondendo a uma energia de ressonância de aproximadamente 4,7 MeV para os íons rápidos (fig.IV.10). Este fato, portanto, está de acordo com o aumento da população de íons rápidos com energia acima de 5 MeV, conforme o que relatamos acima.

Uma vez mais, o aumento monotônico da taxa de nêutrons D-D concorda com o aumento monotônico da energia dos íons rápidos, mostrando que, muito provavelmente, estes íons foram aquecidos mais eficientemente depois que a onda LH é acionada (fig.IV.4e).

fig.IV.9: A taxa de raios gama de 4,4 MeV para o pulso #27745, se eleva substancialmente depois de 8,0 s (a), indicando um aumento da população de íons com energia acima de 5 MeV. b) Taxa de raios γ de 3,5 MeV. c) Potência da onda LH, d) Potência da onda IC.

fig.IV.10: Evolução do índice de refração da onda LH, de acordo com cálculos de *ray tracing*, para o pulso #27745. a) $n_{\parallel}$ e b) $n_{\perp}$.

• COMPARAÇÃO ENTRE PULSOS COM ONDAS IC SOMENTE E O EFEITO COMBINADO (IC + LH)

A fig.IV.11 mostra a evolução dos parâmetros de plasma para os pulsos #27733 e #27740. O primeiro deles apresenta a injeção isolada da onda ciclotrônica de íons (IC), enquanto que o segundo apresenta o efeito combinado (LH + IC). Temos, neste caso, as potências das ondas LH e IC, a densidade central $n_e(0)$, a temperatura eletrônica, Z_{eff} e a taxa de nêutrons R_{NT} para os dois pulsos em questão. Observamos que tanto os parâmetros de plasma como as taxas de impurezas de ^{12}C e ^9Be , estimadas por medidas espectroscópicas [Lawson,1993] e confirmadas pelas medições de Z_{eff} , são semelhantes em ambos os casos.

A fig.IV.12, que mostra a emissão de raios γ de 3,5 MeV para os dois pulsos, indica que a população de íons rápidos, acima de 1,5 MeV de energia, é aproximadamente 30% mais elevada para o pulso #27740 (LH + IC) em relação ao pulso #27733, que conta com a injeção da onda IC somente. A emissão de raios γ de 4,4 MeV não é observada sugerindo que a densidade mais elevada, nestes casos, dificulta a geração de íons com energia acima de 5 MeV. Para ambas as descargas, a taxa de emissão de raios γ de 3,5 MeV aumenta lentamente ao longo dos pulsos e isto pode ser explicado por mudanças no tempo de relaxação, relacionadas a variações de densidade e temperatura. A potência da onda IC é exatamente a mesma para os dois pulsos. A densidade para o pulso #27733 é um pouco mais baixa que no caso #27740, o que faria o tempo de relaxação para o primeiro ser um pouco mais alto, acarretando uma maior emissão de raios γ . Por outro lado, a temperatura central, medida através da emissão ciclotrônica dos elétrons (ECE), é aproximadamente 10% mais elevada para o caso #27740, o que elevaria o tempo de termalização, causando maior taxa de emissão γ . Portanto, os efeitos de temperatura e densidade se contrabalançam em ambos os casos. Vale lembrar, entretanto, que a temperatura, medida através da emissão ECE, inclui uma contribuição de elétrons não térmicos do plasma no caso do pulso #27740, onde a onda LH está presente e, portanto, onde os elétrons rápidos estão presentes. Esta contribuição não térmica vem da emissão do terceiro harmônico da frequência ciclotrônica *downshifted*. Portanto, a elevação de cerca de 10% na temperatura, para o caso do pulso #27740, pode não ser real. Quando levamos em conta uma curva aproximada das seções de choque envolvidas na reação $^9\text{Be}(p,\alpha)^6\text{Li}$, com energias típicas de 1,5 MeV para os prótons reagentes, concluímos que menos de 10% do aumento da emissão γ estaria relacionado a efeitos de temperatura [Van Belle,1993]. Isto indica que o aumento maior na taxa de emissão de raios γ para o pulso #27740 está realmente ligado ao aumento de energia dos íons rápidos depois que a onda LH é acionada. Este aumento também é confirmado pelo aumento da taxa na

emissão de nêutrons para #27740 em relação ao pulso #27733 depois que a onda LH é injetada no plasma (fig.IV.11f).

fig.IV.11: Evolução temporal dos principais parâmetros de plasma e da taxa de nêutrons para os pulsos #27733 and #27740. a) Potência da onda LH, b) Potência da onda IC, c) Densidade eletrônica central $n_e(0)$, d) Temperatura eletrônica central $T_e(0)$, e) Z_{eff} , f) Maior taxa de nêutrons para o pulso #27740, depois que a onda LH é injetada no plasma.

fig.IV.12: Taxa de raios γ para os pulsos #27733 (b) (somente com onda IC) e #27740 (a) (LH+ICRH). c) Potência da onda LH. d) Potência da onda IC. Há um aumento aproximadamente 30% maior na taxa de raios γ para o pulso #27740 quando a onda LH é acionada.

• EXPERIMENTOS COM MODULAÇÃO DA POTÊNCIA DA ONDA LH E NÍVEL DE INTERAÇÃO LH-ÍONS RÁPIDOS DE ACORDO COM A LOCALIZAÇÃO DA RESSONÂNCIA DOS ÍONS DE MINORIA COM A ONDA IC.

Passamos agora a relatar alguns resultados obtidos em experimentos em que a potência da onda LH se apresenta 100% modulada. Analisamos os sinais da potência da onda LH e da energia dos íons rápidos W_f através da Transformada Rápida de Fourier (FFT) para os pulsos #24898 e #24909 [Rimini,1993]. Para ambos os casos a potência da onda LH está modulada a uma frequência de 1 Hz e todos os parâmetros de plasma, como densidade e temperatura, assim como a potência da onda LH injetada, são bastante similares para os dois pulsos em questão (fig.IV.13). Desta forma, os tempos de relaxação para os íons rápidos em determinada região do plasma são praticamente os mesmos para os dois casos. O único fator que difere para as duas descargas é a posição de ressonância dos íons de minoria com a onda IC. Isto ocorre devido à variação do campo magnético toroidal que assume os valores de 2,6 e 2,9 T, respectivamente, para os pulsos #24898 e #24909. Assim, a posição de ressonância para a minoria de hidrogênio, no

primeiro caso, está fora da superfície $q = 1$ e se localiza aproximadamente num raio $r \approx 0,4$ m, na região mais interna da câmara do tokamak, enquanto que no segundo a ressonância se estabelece em um raio $r \approx 0,1$ m.

fig.4:13 Evolução temporal dos principais parâmetros de plasma para os pulsos #24898 and #24909.
 a) Potência da onda LH, b) Potência da onda IC, c) Densidade eletrônica central $n_e(0)$,
 d) Temperatura eletrônica central $T_e(0)$.

A emissão Bremsstrahlung, proveniente dos elétrons rápidos do plasma, e deduzida da câmera FEB (*Fast Electron Bremsstrahlung*) [Froissard,1991], mostra perfis de emissão achatados com máximos em $r \approx 0,65$ m, para ambos os casos, de acordo com as figs.IV.14 e IV.15, para os pulsos #24898 e #24909, respectivamente. Isto indica que os perfis das ondas IC e LH estão melhor superpostos para o pulso #24898 do que para o pulso #24909. Análises com FFT mostram um pico no espectro de Fourier da energia dos íons rápidos em torno da frequência de 1 Hz para o pulso #24898 (fig.IV.16a), enquanto que nenhum pico evidente é observado para o pulso #24909 (fig.IV.16b). Picos em harmônicos mais elevados também seguem o espectro de Fourier da potência da onda LH para o pulso #24898.

Fig. IV.15: Perfil dos Elétrons Rápidos (câmera FEB), para o pulso #24909, com máximo em $r \sim 0,65$ m. A região de ressonância com a onda IC está indicada em $r \sim 0,10$ m.

fig.IV.16: Evolução temporal da energia dos íons rápidos e análise com FFT para os sinais de W_i e LH para os pulsos: a) #24898 (*off axis*) com $n_e(0) \sim 2,7 \times 10^{19} m^{-3}$ $B_T = 2,6 T$ e b) #24909 (*on axis*) com $n_e(0) \sim 2,7 \times 10^{19} m^{-3}$ $B_T = 2,8 T$. Há um pico no espectro de W_i em torno de 1 Hz, a frequência de modulação da potência da onda LH , para #24898. Alguns picos em frequências mais altas parecem ainda seguir o espectro de Fourier da onda LH neste caso. Para o pulso #24909, a FFT em W_i não mostra nenhum pico evidente em 1Hz, a frequência de modulação da potência da onda LH .

Mostramos ainda, na fig.IV.17, a taxa de emissão de nêutrons para os dois pulsos. Novamente para o pulso #24898, este sinal segue a modulação da potência da onda LH, o que é confirmado novamente através da análise com FFT. Para esta descarga, existe um pico claro no espectro de Fourier da emissão de nêutrons, em torno da frequência de 1 Hz (fig.IV.18a), enquanto que nada é observado para o pulso #24909 (fig.IV.18b).

fig.IV.17: Taxa de Nêutrons (R_{NT}) para os pulsos #24898 (I) e #24909 (II).
 Observa-se que R_{NT} segue a modulação de potência da onda LH para #24898.

fig.IV.18: Análise com FFT para R_{NT} e para a potência da onda LH. a) #24898 (*off axis*). Há um pico claro no espectro de R_{NT} em torno de 1 Hz, a frequência de modulação da potência da onda LH. b) #24909 (*on axis*). Neste caso, a FFT em R_{NT} não mostra nenhum pico ao redor de 1 Hz.

Estes resultados confirmam que realmente a potência da onda LH está sendo absorvida no caso do pulso #24898, uma vez que nada é observado para um pulso de condições experimentais semelhantes onde, entretanto, os dois perfis das ondas IC e LH não estão devidamente superpostos, evitando, conforme esperado, qualquer possibilidade de interação entre a onda LH e os íons rápidos do plasma.

No próximo capítulo, relataremos técnicas de detecção dos íons rápidos com um analisador de partículas neutras (*Neutral Particle Analyser* ou NPA). Os resultados apresentados neste capítulo mostraram as primeiras evidências da interação das ondas LH com os íons rápidos do plasma que simula, conforme já mencionado anteriormente, a interação desta onda com as partículas α de 3,5 MeV, provenientes das reações de fusão, em futuros reatores, tentando mostrar as implicações do uso da onda LH em processos de geração de corrente não indutiva nas máquinas de próxima geração.

CAPÍTULO V

DETECÇÃO DE ÍONS RÁPIDOS COM UM ANALISADOR DE PARTÍCULAS NEUTRAS (NPA)

V.1 - INTRODUÇÃO

Relataremos neste capítulo técnicas de detecção dos íons rápidos do plasma, ou de partículas α , com o uso de um Analisador de Partículas Neutras (*Neutral Particle Analyser* ou *NPA*). A análise de dados com o uso deste diagnóstico pode fornecer informações importantes sobre o espectro de energia ou sobre a densidade de tais partículas, possibilitando conhecer alguns aspectos das condições experimentais no centro do plasma.

Uma preocupação no estudo da fusão nuclear controlada é o fato de que as partículas α (produtos da fusão), possam ser perdidas antes mesmo que se termalizem com o meio, pondo, desta forma, em xeque, as pretensões de se atingir um funcionamento que se auto-sustente em futuros reatores (ignição). Ou seja, teme-se que o tempo de difusão das partículas α no plasma seja menor que o tempo de termalização das mesmas. Assim, é importante utilizar diagnósticos que possam efetuar medidas, com resolução radial, dos espectros de energia ou da densidade de tais partículas no plasma. Esta é a finalidade do NPA.

Embora o plasma seja ionizado, há ainda muitas partículas neutras que o compõem e que são continuamente formadas no seu interior ou na sua região periférica. Estaremos principalmente interessados nas partículas neutras provenientes do centro do plasma, capazes de trazer as informações que precisamos. Justamente por serem neutras, estas partículas não ficam confinadas pelos campos magnéticos e, portanto, estão aptas a escapar do plasma, muitas vezes, sem sofrer colisões. Estes átomos podem, então, ser detectados de maneira a fornecer informações sobre as regiões de onde vieram.

A proporção de partículas neutras que pode atingir a periferia do plasma, e ser detectada, depende das seções de choque referentes aos diferentes processos

colisionais a que se submetem durante seu percurso. Estes processos podem ser classificados como segue:

- **IONIZAÇÃO POR IMPACTO ELETRÔNICO**
- **IONIZAÇÃO POR IMPACTO IÔNICO**
- **COLISÕES COM TROCA DE CARGA**

A competição entre os processos acima citados depende das seções de choque envolvidas.

Nós nos deteremos aqui no terceiro processo: colisões com troca de carga, que é o princípio no qual o NPA se baseia.

A troca de carga se refere às colisões nas quais um elétron é transferido de um átomo para um íon. O "impacto" entre os dois núcleos é do tipo elástico e o núcleo, que originalmente era neutro (átomo), torna-se carregado, sendo, portanto, aprisionado pelo campo magnético, enquanto que o novo átomo que surge (íon + elétron) escapa do plasma, levando consigo uma espécie de "memória" com informações a respeito da região na qual se originou [Hutchinson,1987].

Quando os dois núcleos envolvidos no impacto são os mesmos, o processo não requer variação da energia do elétron a ser transferido, a não ser por uma variação da energia de translação referente às diferentes velocidades iniciais que os dois átomos possam eventualmente ter. O fato de que possa ocorrer esta transferência, entre níveis atômicos com mesma energia, faz com que o processo de troca de carga seja classificado como um processo ressonante, pois as funções de onda dos elétrons dos dois núcleos (o que cede e o receptivo) podem ser consideradas como osciladores de mesma frequência (por possuírem mesma energia) e que estão, portanto, em ressonância. Este processo ressonante pode ocorrer mesmo que os dois núcleos estejam razoavelmente afastados.

As seções de choque para troca de carga aumentam, logaritmicamente, à medida que a energia de colisão diminui, pois, desta forma, os dois núcleos podem estar próximos por tempos mais longos, facilitando a transferência do elétron. As seções de choque para os três processos (ionização por impacto eletrônico, por impacto iônico e por troca de carga) estão apresentadas na fig.V.1. Podemos notar que o processo ressonante de troca de carga possui seção de choque σ_c bem maior que as ionizações por impacto, eletrônico ou iônico, até quando a energia relativa dos átomos em

questão é de aproximadamente 20 keV. Acima desta energia, a velocidade de translação dos íons ultrapassa a velocidade orbital do elétron e, portanto, esta translação quebra o efeito ressonante ou, em outras palavras, dificulta a transferência do elétron de um átomo a outro, diminuindo a probabilidade de que ocorra uma troca de carga.

Tanto para ionização por impacto iônico como para troca de carga, o parâmetro importante a ser considerado torna-se a velocidade relativa entre o íon e o átomo considerados no processo. A fig.V.1 refere-se a prótons ou átomos de hidrogênio. Mas as seções de choque seriam essencialmente as mesmas para velocidades iguais, caso considerássemos átomos de deutério. Apenas que a escala de energia deveria ser interpretada como energia por *nucleon*.

fig.V.1: Seções de choque para ionização por impacto eletrônico σ_e , impacto iônico σ_i e troca de carga σ_c para átomos de hidrogênio em plasmas de elétrons e prótons. A ionização por impacto eletrônico pode ser considerada para um elétron estacionário e um átomo em movimento (escala inferior) ou um átomo estacionário e um elétron em movimento (escala superior)

V.2 - O TRANSPORTE DAS PARTÍCULAS NEUTRAS NO PLASMA

A “transparência” do plasma é um fator importante a ser considerado na detecção das partículas neutras em tokamaks, ou futuros reatores, por conotar, como o

próprio nome diz, o quanto o plasma pode ser transparente à passagem de tais partículas. Pode-se estimá-la através do chamado coeficiente de atenuação ξ , definido como o número médio de colisões, por unidade de comprimento, a que as partículas de interesse ficam submetidas. Assim, a probabilidade de que um átomo gerado num ponto A, no interior do plasma, alcance um ponto B, na sua borda, sem sofrer colisões, é expressa por [Hutchinson,1987]:

$$\Psi_{AB} = \exp\left[-\int_A^B \xi(l) dl\right] \quad (V.2.1)$$

A forma geral do coeficiente de atenuação ξ , devido aos três processos envolvidos, é dada por:

$$\xi = \frac{1}{v_a} \left[\langle \sigma_e v_e \rangle_{v_a} n_e + \left(\langle \sigma_p v_i \rangle_{v_a} + \langle \sigma_c v_i \rangle_{v_a} \right) n_i \right] \quad (V.2.2)$$

onde σ_e , σ_p , σ_c são as seções de choque de ionização por impacto eletrônico, iônico e por troca de carga, respectivamente, e v_a é a velocidade do átomo envolvido nos diferentes processos. A notação $\langle \sigma v \rangle_{v'}$ representa a taxa de colisões entre partículas de espécie j, com velocidade v e distribuição maxwelliana f(v), e um átomo de velocidade v'. $\langle \sigma v \rangle_{v'}$ é definida como:

$$\langle \sigma v \rangle_{v'} = \frac{1}{n_j} \int \sigma(|\vec{v} - \vec{v}'|) |\vec{v} - \vec{v}'| f(v) d^3\vec{v} \quad (V.2.3)$$

onde n_j é a densidade das partículas de espécie j.

Considerando que os elétrons são muito mais rápidos que os átomos de velocidade v_a e, por outro lado, levando em conta que $|\vec{v}_a| \gg |\vec{v}_i|$, uma vez que estamos interessados em partículas neutras de alta energia, a expressão (V.2.2) fica reduzida a:

$$\xi = \frac{1}{v_a} \left[\langle \sigma_e v_e \rangle_0 n_e + (\sigma_p + \sigma_c) n_i \right] \quad (V.2.4)$$

O primeiro termo expressa o fato que os átomos de velocidade v_a se comportam como estacionários, quando comparados à população eletrônica, distribuídos segundo uma maxwelliana. O segundo termo, por sua vez, significa que como $|\vec{v}_a| \gg |\vec{v}_i|$,

a velocidade térmica dos íons do plasma não é mais importante, permitindo que se escreva:

$$n_i \langle \sigma_p v_i \rangle_{v_a} \equiv \int \sigma_p(|v_a|) v_a f_j(v_i) d^3 \vec{v}_i = n_i \langle \sigma_p(v_a) v_a \rangle = n_i v_a \sigma_p(v_a) \quad (\text{V.2.5})$$

O mesmo ocorre para $n_i \langle \sigma_c v_i \rangle_{v_a}$.

Na eq.(V.2.4) o primeiro termo só será importante quando a velocidade v_a for baixa. Estamos interessados, entretanto, na detecção de íons rápidos ou partículas α que se neutralizaram no plasma e para os quais v_a assume valores mais altos. Portanto, podemos escrever (V.2.4) conforme segue:

$$\xi \approx (\sigma_p + \sigma_c) n_i \quad (\text{V.2.6})$$

de maneira que a transmissão no plasma, expressa pela eq.(V.2.1), passa a ser escrita como:

$$\psi_{AB} = \exp \left[-(\sigma_p + \sigma_c) \int_A^B n_i(l) dl \right] \quad (\text{V.2.7})$$

V.3 - OBTENÇÃO DA FUNÇÃO DE DISTRIBUIÇÃO DAS PARTÍCULAS NEUTRALIZADAS

A obtenção da função de distribuição das partículas α e dos íons rápidos do plasma pode ser feita de acordo com o procedimento que passamos agora a relatar.

Inicialmente, consideremos a reação:

onde $\text{He}^0 \rightarrow$ átomo de baixa energia injetado no plasma (geralmente como um feixe de partículas neutras)

${}^4\text{He}^{+2} \rightarrow$ partículas α de alta energia, produtos da fusão.

Mostrou-se no Instituto Ioffe, em 1989 [Afanasiev,1989], que é possível detectar estas partículas α , neutras, (${}^4\text{He}^0$) usando feixes com energias de 50 a 150 keV e intensidades de 1 a 20 A. Os parâmetros destes feixes são os comumente usados para aquecimento do plasma em tokamaks.

Da mesma forma, é possível detectar também átomos da população de minoria, altamente energéticos, segundo as reações resumidas abaixo:

No caso em que feixes de deutério sejam injetados no plasma, é possível detectar minorias de hidrogênio usando a seguinte reação de troca de carga:

A fig.V.2 mostra esquematicamente a geometria de um experimento utilizando um injetor de feixe de partículas neutras (I) e um Analisador de Partículas Neutras (NPA) para detectar átomos, com energia na faixa de MeV, emitidos pelo volume V.

A taxa de reações de troca de carga que produzam partículas α , neutralizadas por um feixe de átomos de hélio, pode ser expressa por:

$$I_\alpha = n_b(r)n_\alpha(r)\sigma_c(v_{\text{rel}})v_{\text{rel}} \quad (\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}) \quad (\text{V.3.4})$$

onde $n_b(r) \rightarrow$ densidade de átomos de hélio no feixe.

$n_\alpha(r) \rightarrow$ densidade das partículas α .

$\sigma_c(v_{\text{rel}}) \rightarrow$ seção de choque de troca de carga em função da velocidade relativa entre as partículas do feixe e as partículas α .

A taxa de contagem num canal do NPA, que detectará partículas com energia $E \pm \Delta E$, é expressa pela fórmula: [Izvozhikov,1991]

$$N(E) = \frac{I_\alpha V f_\alpha \Delta E \Omega \psi_\alpha(E) \zeta(E)}{4\pi} \quad (\text{s}^{-1}) \quad (\text{V.3.5})$$

onde	V	→	volume onde ocorre a troca de carga.
	$f_{\alpha}(E)$	→	função de distribuição das partículas α no plasma.
	ΔE	→	janela em energia de um determinado canal do NPA.
	Ω	→	ângulo sólido do colimador do NPA.
	$\psi_{\alpha}(E)$	→	coeficiente de transparência para partículas α neutralizadas, expelidas do centro do plasma.
	$\zeta(E)$	→	eficiência na detecção de partículas α pelo NPA (eficiência dos detectores).

Assim, a função de distribuição absoluta de partículas α , no centro do plasma, é:

$$n_{\alpha}(0)f_{\alpha}(E) = 4\pi N(E)[n_b(0)\sigma_c(v_{rel})v_{rel}V\Delta E\Omega\psi_{\alpha}(E)\zeta(E)]^{-1} \quad (\text{cm}^{-3}\text{ev}^{-1}) \quad (\text{V.3.6})$$

Portanto, para obter a função de distribuição em termos absolutos é necessário conhecer a densidade absoluta do feixe no centro do plasma e o diâmetro do feixe. Para obter a função de distribuição relativa, isto é, sua forma e sua evolução no tempo, não há necessidade de sabermos dados absolutos. Apenas para o cálculo da transparência do plasma é que necessitamos o saber o valor absoluto das seções de choque que regem a saída destes átomos do plasma, os perfis radiais de densidade e temperatura e o valor de Z_{eff} .

- fig.V.2: Geometria de um experimento com um diagnóstico de troca de carga num tokamak.

V.4 - GEOMETRIA DO EXPERIMENTO NO JET

O NPA utilizado no JET para detecção de partículas de alta energia é chamado NPA GEMMA-2, desenvolvido no Instituto Ioffe, em S. Petersburgo. O NPA é instalado no topo do toróide, no octante 4, de maneira que a linha de visão do instrumento intercepte, no centro do plasma, quatro feixes dos injetores de partículas neutras, localizados no mesmo octante. O arranjo experimental é apresentado nas figs.V.3 e V.4.

O ângulo sólido máximo visto pelo NPA é limitado, principalmente, pelo porte do diagnóstico e pela janela de entrada do NPA. A geometria do colimador é mostrada na fig.V.5. Nesta figura, S é a área vista pelo NPA ao longo do eixo vertical do plasma e S^* é a área da janela de entrada do NPA. L é a distância entre a janela de entrada e o centro do plasma. O ângulo sólido nesta geometria é, aproximadamente, $\Omega = 1,28 \times 10^{-6}$ sterad.

figs.V.3 e V.4: Esquema do diagnóstico de troca de carga NPA GEMMA-2 no JET.

Fig. V.5: Geometria do colimador do NPA correspondente ao máximo ângulo-sólido.

É importante dizer que o NPA GEMMA-2, no JET, tem o objetivo de detectar o fluxo absoluto e o espectro de energia de átomos H^0 , D^0 , T^0 , $^3\text{He}^0$ e $^4\text{He}^0$, emitidos pelo plasma numa faixa de energia de, aproximadamente, 0,25 a 1,0 MeV, sob radiação γ intensa além de um alto fluxo de nêutrons, ou com até possível penetração de trítio no instrumento durante a fase de operação com trítio. A faixa correta de energia, entretanto, ainda está sendo definida mais precisamente, tentando-se aferir a calibração do instrumento.

Todos os detalhes do experimento instalado no JET, assim como detectores utilizados, calibração, análise da sensibilidade do aparelho à radiação γ e aos nêutrons emitidos pelo plasma, podem ser vistos na referência [Izvozchikov, 1991].

Vale notar que, para experiências com feixes de partículas neutras, é importante avaliar a atenuação do feixe à medida que penetra no plasma. Para um feixe de He^0 esta atenuação é definida como [Izvozchikov, 1991]:

$$I_b^0 = I_b^0(a) \exp \left[- \int_0^x n(x) \sum \sigma(E) dx \right] \quad (\text{V.4.1})$$

onde $\Sigma\sigma(E)$ é a somatória das seções de choque devido a processos colisionais para os átomos de He^0 em plasmas de deutério.

Conhecendo-se a atenuação expressa pela eq.(V.4.1), pode-se calcular o perfil de densidade do feixe, sobre um raio principal do plasma, de acordo com diferentes perfis de densidade $n_e(r)$.

Nos experimentos com LH e, em particular, nos pulsos que estivemos analisando, não há injeção de feixes de partículas neutras e, neste caso, o tipo de medição feito pelo NPA é chamado passivo. Nestas circunstâncias, a produção de partículas neutras no interior do plasma é mais baixa e pode provir de fenômenos como a recombinação, reciclagem, ou o influxo de impurezas.

O principal mecanismo de ocorrência de átomos de hidrogênio, no centro do plasma, é a penetração de tais átomos que provêm das paredes do tokamak e sofrem um processo de troca de carga num mecanismo de cascata. Nos atuais tokamaks, a concentração de átomos de hidrogênio no centro do plasma é da ordem de 10^6 a 10^7 cm^{-3} para uma densidade de borda $n_a(1) \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Estes dados são determinados experimentalmente ou através de cálculos numéricos [Izvozchikov & Petrov, 1976]. Para plasmas bastante densos, entretanto, com $n \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, é necessário que se leve em conta um outro mecanismo conhecido como recombinação.

A recombinação ocorre a partir de processos que envolvem tanto os íons térmicos como os íons rápidos do plasma que, como o nome sugere, se recombinam com os elétrons do plasma segundo as equações:

e

A taxa de recombinação é expressa por $R = n_e n_i \langle \sigma_r v_e \rangle_{\text{rec}}$, onde σ_r é a seção de choque de recombinação. No caso de usarmos a hipótese de quase-neutralidade do plasma, esta taxa será escrita como $R = n_e^2 \langle \sigma_r v_e \rangle_{\text{rec}}$, para reações envolvendo os íons de maioria. Para os íons rápidos do plasma, supondo uma porcentagem de minoria C , a taxa de recombinação seria dada por $R = C n_e^2 \langle \sigma_r v_e \rangle_{\text{rec}}$, onde, uma vez mais, assumimos a quase-neutralidade.

A importância em estimarmos a taxa de recombinação no plasma está no fato de que este processo pode aumentar a produção de partículas neutras,

aumentando, eventualmente, a taxa de troca de carga, sem aumentar, necessariamente, o número de íons rápidos.

A análise de dados, portanto, é mais delicada em casos de medições passivas, uma vez que um aumento de fluxo de partículas, detectado pelo NPA, pode não ser devido a um aumento efetivo do número de partículas altamente energizadas (os íons rápidos em que estamos interessados), mas estar relacionado a qualquer variação de determinados parâmetros do plasma. Em outras palavras, uma grande variação de densidade, por exemplo, que aumente a taxa de recombinação, ou um grande número de partículas vindas das paredes do tokamak (reciclagem), aumentaria a probabilidade de ocorrer a troca de carga, aumentando, com isso, a detecção de íons rápidos pelo NPA, sem relação imediata com o aumento da população de íons rápidos.

Assim, neste tipo de experimento, todos estes efeitos devem ser considerados e estimados para que os resultados experimentais sejam devidamente interpretados. Deve-se ainda ter em mente que as partículas neutras de alta energia, provenientes da troca de carga entre um íon rápido e um átomo do plasma, estariam espalhadas por todo o plasma, não se concentrando somente na região de volume ativo V, discutida anteriormente, quando ocorre a injeção de um feixe de partículas neutras. As partículas neutras aptas a serem detectadas estariam, agora, dispostas segundo um "cone" do plasma compreendendo o ângulo sólido visto pelo NPA.

Dados experimentais, ou provenientes de cálculos numéricos, que forneçam as seções de choque de recombinação, não são disponíveis. Existem algumas estimativas de quanto será a taxa de partículas neutras geradas no centro do plasma por recombinação, como as dadas na referência [Gordeev,1977], para uma faixa de temperatura $T_e \sim 1,5$ a 10^5 eV. Tais dados podem ser vistos na fig.V.6, onde cálculos numéricos (curva 1) são comparados com cálculos previamente existentes, válidos para temperaturas de até 400 eV [Gordeev,1977]. A partir destas taxas, pode-se estimar a taxa de átomos provenientes da recombinação no centro do plasma n_a^r . Mostramos, na fig.V.7, a fração de átomos n_a^r/n_e em relação à temperatura T_e (curva 1). As demais curvas (2, 3, 4 e 5) referem-se à taxa de átomos presentes no plasma, provenientes das paredes do tokamak. Os detalhes são dados na referência [Gordeev,1977]. As partes assinaladas, em negrito, nas curvas 2 a 5, referem-se à faixa de temperaturas operacionais nas diferentes máquinas em questão. A curva 4 se relaciona ao tokamak americano *Alcator*, que trabalha com densidades muito elevadas ($\sim 10^{15}$ cm⁻³) e para o qual a presença de átomos de hidrogênio no interior do plasma é determinada pela recombinação. A curva 5 se refere a uma máquina da dimensão dos futuros reatores. Neste caso, a recombinação pode ainda ter um papel importante na presença de átomos de hidrogênio no plasma, mas concorre em termos bem equivalentes com a taxa de átomos provenientes do fenômeno de reciclagem.

Fig. V.6: Taxa de recombinação do hidrogênio em função da temperatura eletrônica. A curva 1 representa o cálculo feito por Gordeev et al. e a curva 2 representa cálculos, previamente existentes, válidos para temperaturas de até 400 eV.

Fig. V.7: Razão da concentração de átomos na região central de um tokamak em função da temperatura do plasma: 1 - átomos provenientes da recombinação, 2 - átomos provenientes da troca de carga no Tokamak-4 ($n = 6 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ e $a = 17 \text{ cm}$), 3 - átomos provenientes da troca de carga no Tokamak-10 ($n = 6 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ e $a = 35 \text{ cm}$), 4 - átomos provenientes da troca de carga no Alcator ($n = 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ e $a = 8 \text{ cm}$), 5 - átomos provenientes da troca de carga num reator ($n = 1 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ e $a = 150 \text{ cm}$). As curvas em negrito se referem às faixas operacionais de temperatura.

Para cálculos dos perfis de partículas neutras no plasma, pode-se consultar ainda os trabalhos desenvolvidos por Goldston [Goldston,1978], onde se propõe uma maneira relativamente simples de calcular tais perfis, os quais reproduzem, dentro de boas margens de aproximação, cálculos mais complicados, longos e dispendiosos, feitos com o método Monte Carlo. Fizemos estes cálculos, para os parâmetros típicos do JET, considerando uma densidade central $n_e(0) = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e densidade de partículas provenientes da parede do tokamak da ordem de 10^{10} cm^{-3} , na borda do plasma, resultando que a densidade de partículas neutras que alcançam o centro do plasma, aptas a participarem de reações de troca de carga, é da ordem de 10^8 cm^{-3} .

No JET, a análise de dados gerados pelo NPA GEMMA-2, considerados todos os fatores expostos e conhecendo-se a geometria do experimento, permite obter a função de distribuição da população de íons rápidos do plasma, conforme dada na eq.(V.3.6). Conhecida a função de distribuição, é possível calcular a temperatura da cauda desta distribuição, expressa pela derivada da curva, de acordo com:

$$T^{-1} = \frac{\partial(\ln f)}{\partial E} \quad (\text{V.4.4})$$

Apenas a título de ilustração, não levando em conta números absolutos, mas apenas o comportamento da curva, apresentamos a temperatura da cauda para o pulso #27760 [Korotkov,1993] (fig.V.8), discutido no capítulo anterior. Vemos que após a injeção da onda LH (depois de 8,5 s), a temperatura da cauda sobe, ainda que os valores absolutos desta temperatura não sejam precisos, pois a análise destes dados depende de outros fatores, como a razão entre ^9Be e ^{12}C no plasma, ou da concentração de minoria, que nem sempre são conhecidos precisamente no JET, para determinados pulsos. O que fizemos aqui foi obter, com o código discutido no capítulo III, a distribuição de partículas para os diferentes canais de energia do NPA. Obtida a função de distribuição teórica da população ressonante com a onda LH, escolhemos a curva experimental que mais se aproxima à distribuição obtida das simulações. Quando nos referimos à escolha da "curva experimental" nos referimos ao fato de que algumas curvas são obtidas dos dados experimentais, utilizando-se diferentes razões das concentrações de ^{12}C e ^9Be , que não são conhecidas exatamente em alguns casos, conforme mencionamos. Com este todo é possível, também, estimar os limites superior e inferior da concentração de minoria no plasma. Devemos lembrar, entretanto, que dadas todas as aproximações em que o código discutido no capítulo III se baseia, a estimativa da função

de distribuição teórica ainda não é precisa. Por esta razão, cabe-nos deter nossa atenção no comportamento qualitativo da curva que demonstra, de qualquer forma, o aumento da temperatura da cauda depois que a onda LH é acionada, confirmando a tendência de que as regiões de energia mais alta da função de distribuição estão sendo povoadas depois que a onda LH é acionada no plasma.

□ - fig.V.8: Temperatura efetiva da cauda da função de distribuição para os íons de minoria para o pulso #27760. A temperatura aumenta depois de 8,5 s, quando a onda LH é acionada. A figura foi obtida para uma concentração de minoria de 10% e razão Be/C = 6.

Para a nova fase do sistema LHCD no ano de 1994 é interessante que se façam estudos mais precisos em pulsos onde ocorra injeção da onda LH, utilizando-se o NPA construído no Instituto Ioffe. Os níveis mais altos de potência da onda LH, previstos para esta nova fase, podem eliminar possíveis ambigüidades da análise de dados ocasionadas pela injeção de baixas potências que se alia a variações de outros parâmetros, como densidade ou alto influxo de partículas, provenientes das paredes do

plasma, assim como influxo de impurezas. Alguns problemas de calibração do NPA GEMMA-2 também devem ser solucionados para que a interpretação de dados seja conclusiva. Aliás, caso se confirme que a faixa de varredura de energia dos canais do NPA seja realmente entre 0,25 e 1,0 MeV, teríamos que, em muitos casos, a interação com a onda LH, que ocorre muitas vezes para energias ressonantes acima de 1,0 MeV, seria de difícil detecção. Restaria ainda a possibilidade de verificar como se daria o "povoamento" dos canais mais baixos de energia (depois que a onda LH fosse acionada), devido à termalização gradativa sofrida pela população de íons rápidos.

CAPÍTULO VI

DISCUSSÕES E CONCLUSÕES

A injeção de ondas LH no plasma tem sido amplamente utilizada nas experiências dos principais tokamaks do mundo a fim de atingir um estado de funcionamento contínuo de operação [Fisch,1987], uma vez que, até o momento, estas máquinas se baseiam num funcionamento pulsado, dadas as limitações de fluxo magnético com o qual podem ser alimentadas. Estas ondas ainda podem ser usadas na estabilização de diversas oscilações do plasma (oscilações MHD) [Wesson,1987], através do controle do perfil de corrente, que pode se dar por intermédio da geração de corrente não indutiva.

Conforme foi discutido, a geração de corrente com ondas LH se baseia em ceder momento aos elétrons de alta energia localizados na cauda da função de distribuição [Fisch,1987]. O processo que descreve a transferência de momento da onda aos elétrons, na direção paralela ao campo magnético, é o amortecimento de Landau que ocorre todas as vezes que a velocidade de fase paralela da onda está em ressonância com a velocidade paralela da partícula, ou seja, quando $v_{ph\parallel} = \omega/k_{\parallel} = c/n_{\parallel}$. Os elétrons, assim impulsionados, ficam menos expostos às colisões e, portanto, podem transportar corrente por tempos mais longos.

Alguns métodos alternativos também têm sido testados com o objetivo de atingir um funcionamento contínuo para o tokamak como, por exemplo, a injeção de feixes de partículas neutras, conforme o que foi relatado no capítulo I [Hemsworth,1981], ou ainda, através da inversão do sentido da corrente de plasma, sem alteração dos principais parâmetros do mesmo, como temperatura e densidade [Tubbing,1992], ou seja, sem a perda das principais condições experimentais características de determinado plasma.

Para a viabilização e confirmação do uso das ondas LH na geração de corrente não indutiva em cenários operacionais de reatores, como é o caso do ITER, alguns problemas importantes devem ser superados. O principal deles parece ser a questão da acessibilidade da onda ao centro do plasma, limitada pelas altas densidades previstas em reatores, ou pelas altas temperaturas, que favoreceriam uma alta taxa de

amortecimento de Landau já nas regiões mais periféricas do plasma. Há algumas hipóteses de que estes fatores poderiam ser amenizados se o transporte de elétrons rápidos fosse melhor conhecido, uma vez que a onda poderia ser amortecida em regiões mais externas do plasma, mas a corrente poderia ser transferida ao centro do mesmo segundo a dinâmica descrita pelos elétrons rápidos [Fisch & Rax, 1992].

Os problemas de conversão de modo da onda no modo de íons térmicos parecem estar solucionados com a escolha adequada do espectro de $n_{||}$ da onda a ser lançada.

Conforme o que foi mencionado nos capítulos II e III, a eficiência na geração de corrente pode ainda ser prejudicada devido à absorção de parte da potência da onda LH pelas partículas α de 3,5 MeV, produtos das reações de fusão, através do amortecimento de Landau na direção perpendicular, em detrimento da absorção da onda pela população de elétrons rápidos. Com o objetivo de simular a interação LH-partículas α propusemos, com este trabalho, o estudo da absorção da onda LH pelos íons rápidos do plasma, originados do aquecimento com ondas IC, e que são capazes de estar em ressonância com a alta velocidade de fase perpendicular da onda. Este trabalho mostrou as primeiras evidências experimentais de tal fenômeno, que passamos, agora, a discutir.

Na interação entre as ondas LH e os íons rápidos do plasma, observamos que cerca de 20 a 30% da potência da onda é absorvida pelos íons de minoria, quando 2 MW da potência da mesma são lançados em plasmas de densidade de $2,0$ a $2,4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ e temperaturas centrais $T_e(0) \approx 5$ a 8 keV . Este fato acarreta um aumento de, aproximadamente, 20% da energia destes íons, acompanhado pelo aumento da emissão de raios γ e de nêutrons no plasma.

Estimamos que a incerteza da medida da fração de potência da onda LH, absorvida pelos íons rápidos, é de, aproximadamente, 10%, devido às incertezas para medir a energia W_f a partir de W_{DIA} e W_{MHD} . Consideramos, ainda, que a contribuição da energia dos elétrons rápidos ao conteúdo energético do plasma, na direção paralela, é desprezível, pois estima-se que esta contribuição no JET seja da ordem de 1%, mesmo para os casos em que a corrente de plasma é totalmente de origem não indutiva (tensão de enlace igual a zero) e que a temperatura da cauda da função de distribuição eletrônica na direção paralela é bastante alta (aproximadamente 800 keV [Brusati, 1992]). Estes fatos fazem com que a energia dos íons rápidos possa ser estimada através da eq.(IV.2.7). Devemos, ainda, considerar as diferenças que possam eventualmente ocorrer entre as

energias W_{DIA} e W_{MHD} , na ausência de caudas anisotrópicas, uma vez que, neste caso, W_f deva ser nula, de acordo com o que discutimos na seção IV.2.

Constatamos que as possíveis mudanças do tempo de relaxação dos íons rápidos, devidas a efeitos de temperatura e densidade, não são suficientes para explicar o aumento total de energia W_f observado. Além disso, os tempos de confinamento de energia são sempre menores que os tempos de relaxação típicos (~ 1 s) para todos os casos analisados, assegurando que a potência da onda LH absorvida pelos íons de minoria, que é estimada a partir da eq.(IV.3.1), não foi subestimada.

Análises com FFT mostraram que há uma maior absorção da onda LH para o caso em que os perfis de deposição das ondas IC e LH (este último deduzido da câmera FEB) se superpõem numa região mais extensa no plasma. É interessante notar que quando os dois perfis de deposição se superpõem em regiões mais periféricas, a absorção da onda pelos íons rápidos é maior, uma vez que as temperaturas eletrônicas aí encontradas são mais baixas, diminuindo a eficiência na absorção da onda pela população eletrônica, e tornando mais fraca a competição entre íons e elétrons.

A fração da potência da onda LH absorvida pelos íons rápidos também depende da espécie de minoria em questão. Devido à dependência de massa da energia de ressonância, E_{res} , e da dependência de T_{IC} em relação ao tempo de relaxação τ_s , a razão E_{res}/T_{IC} , discutida no capítulo III, é quatro vezes maior para ^3He do que para H, por exemplo. Nós esperaríamos, então, que ocorresse uma absorção mais baixa das ondas LH pelos íons ^3He , em relação à absorção que ocorre para os íons de hidrogênio, nas mesmas condições de plasma. A maior parte das experiências com ondas LH, no JET, foi realizada com aquecimento da minoria de hidrogênio. Entretanto, se os resultados obtidos com prótons de 1 MeV, com $n_{\perp}$ da ordem de 10 a 20, forem extrapolados para o caso de partículas α , uma taxa comparável de absorção da onda é obtida para $n_{\perp} \equiv 5$ a 10.

Alguns outros experimentos realizados no JT-60 [Nemoto,1992] e no Tore Supra [Doloc,1993] também confirmam a interação entre as ondas LH e íons não térmicos do plasma, mostrando igualmente que a absorção da onda pelas partículas α é bastante provável nos futuros reatores. Nas experiências do JT-60 observou-se que esta interação diminui quando a frequência da onda aumenta. A escolha desta frequência depende da máquina considerada e da relação de dispersão da onda no plasma. Altas frequências, entretanto (acima de 6 GHz) acarretam problemas tecnológicos para a concepção da antena. No JT-60 os experimentos foram realizados com íons de feixes de partículas neutras e no Tore Supra foi estudada a interação da onda LH com prótons termonucleares, de 3,0 MeV, provenientes das reações D-D. No JET não se observou nenhuma absorção da onda pelos íons provenientes do feixe de partículas neutras, uma

vez que as energias destes íons são muito baixas (80 ou 140 keV) para serem ressonantes com a onda. Cabe lembrar, entretanto, que a interação das partículas α com a onda LH pode ter seu lado interessante, uma vez que estas partículas podem ser aquecidas a fim de atingir o estado de ignição, conforme o que discutimos no capítulo I.

Devemos ainda dizer que efeitos de órbitas podem “espalhar” a localização dos íons de minoria no plasma e, portanto, podem modificar o cenário de superposição dos perfis de deposição das ondas LH e IC. Estes efeitos podem se tornar importantes no caso de partículas α , que possuem a largura de suas órbitas bastante grandes, aumentando, assim, a probabilidade de interação das mesmas com as ondas LH. Alguns estudos mais recentes mostram que uma troca de energia mútua, entre as partículas α e as ondas LH, nos futuros reatores, poderia fornecer um mecanismo de transferência de energia da onda ao centro do plasma [Fisch & Rax, 1992]. Este efeito não foi observado nos experimentos realizados no JET, com íons de minoria aquecidos pelas ondas IC.

Nosso objetivo com este trabalho foi o de detectar as primeiras evidências de interação entre a onda LH e os íons rápidos do plasma a fim de simular a interação desta onda com as partículas α . Não fizemos aqui um estudo das variações dos parâmetros do plasma ou de fatores ligados à propagação da onda, como espectros, potência ou até mesmo a fase com que a onda é lançada no plasma, uma vez que, como dissemos, as experiências no JET foram voltadas a maximizar a eficiência na geração de corrente e, portanto, otimizar a absorção da onda pela população de elétrons rápidos do plasma. As condições experimentais não favoreciam, em princípio, a absorção da onda pelos íons rápidos do plasma. Entretanto, é interessante notar que, mesmo nestas condições, a absorção da onda pela população de minoria pôde ser observada.

A próxima fase de experimentos do JET no ano de 1994 contará com 10 MW de potência para a onda LH, o que poderá fornecer mais informações a respeito da interação desta onda com as partículas α . Além disso, poderemos ter uma idéia mais precisa da dependência dos parâmetros do plasma na absorção das ondas LH pela população de minoria, em competição com os elétrons rápidos.

No atual estágio seria interessante fazer estudos da absorção da onda LH de acordo com variações de densidade, num mesmo pulso, efetuar varreduras da posição de ressonância dos íons de minoria com a onda IC a fim de verificar a absorção da onda LH em função da superposição dos perfis de deposição das duas ondas, ou ainda estudar o nível de interação de acordo com as espécies de minoria utilizadas. É pertinente, também, que seja verificado o limite superior de frequência, para o qual a interação

LH-íons rápidos se minimize, em sistemas que possibilitem o ajuste da frequência da onda LH a ser injetada no plasma aquecido através da injeção de ondas IC.

Experiências mais efetivas com o analisador de partículas neutras também podem trazer informações importantes a respeito dessa interação. A detecção dessas partículas com o NPA é capaz de fornecer dados significativos em relação à energia adquirida por tais partículas, assim como a localização das mesmas no plasma, o que é importante nos futuros reatores, onde o aquecimento de partículas α é um ponto chave para a obtenção das condições de ignição.

Há ainda algum trabalho a ser desenvolvido no estudo teórico de tal interação. É bastante prudente que se tente acoplar um código de *ray tracing* [Bonoli,1982] a códigos que calculem a função de distribuição para a minoria, tentando fornecer uma visão mais realista do fenômeno da propagação da onda LH pelo plasma. Esta visão mais realista poderia ainda fornecer dados melhores para a interpretação do coeficiente de difusão quase-linear da onda LH em relação ao papel que desempenha sobre a população de íons rápidos.

Caso seja confirmado que a mesma corrente ainda possa ser gerada, ainda que, aproximadamente, 20% da potência da onda seja absorvida pela minoria, pode-se concluir que, na verdade, a eficiência da geração de corrente é maior do que se costumava prever. De acordo com o nível de absorção da onda LH pelos íons rápidos que possa ser observado, nesta nova fase do sistema LHCD no JET, é importante que se defina a melhor forma de evitar tal interação, ou pelo menos, minimizá-la, caso se deseje aumentar a eficiência na geração de corrente não indutiva.

REFERÊNCIAS

- Afanasiev, V. I. et al. - *Relatório do Instituto Ioffe, Leningrado*, no.1364, (1989).
- Anderson, D., et al - "Distortion of Ion Velocity Distribution in the Presence of ICRH: A Semi-Classical Analysis", *Nuclear Fusion*, **27**, 911 (1987).
- Artsimovich, L. A. - "Tokamak Devices", *Nuclear Fusion*, **12**, 215 (1972).
- Baranov, Y. - Private Communication, 1993.
- Baranov, Y., Brusati, M. et al. - "Modelling of LHCD and Comparison with Experimental Results in JET", *Proc. 20th EPS Conference, Lisbon, Part III*, 881, (1993).
- Barbato, E. - "Propagazione e Assorbimento di Onda alla Frequenza Ibrida Inferiore", *Report ENEA 82-57*, Nov. (1982).
- Barbato, E. e Santini, F. - *ITER-IL-PH-6-9-E-13* (1989).
- Barbato, E. - "Absorption of Lower Hybrid Waves by Fast Ions", *Proc. 17th EPS Conference, Amsterdam, Part III*, 1163 (1990).
- Bertolini, E., Mondino, L., Noll, P. - "The JET Magnet Power Supplies and Plasma Control Systems", *Fusion Technology*, vol.**11**, 71, January (1987).
- Bonoli, P. - "Toroidal and Scattering Effects on Lower-Hybrid Wave Propagation", *Phys. Fluids* **25**(2) (1982).
- Bonoli, P. - "Linear Theory of Lower Hybrid Heating", *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol.**PS-12**, no.2, 95, June (1984).
- Bonoli, P., Englade, R. C., - "Simulation Model for Lower Hybrid Current Drive", *Phys. Fluids* **29**(9), 2937, Sep. (1986).
- Brambilla, M. - "Propagation and Absorption of Waves at the Lower Hybrid Resonance", *Plasma Physics*, vol.**18**, 669, (1976).
- Brambilla, M. - "Lower Hybrid Waves Propagation in a Cold Plasma", *EUR-CEA-FC-951*, April (1978).

REFERÊNCIAS

Brambilla, M. - "Power Deposition Profiles During Lower Hybrid Heating of Tokamak Plasmas", *Max Planck - Institut für Plasma Physik - Garching-Report IPP4/200* (1981).

Brusati, M. et al. - "Phase Space Distribution Function of Fast Electrons Induced by Lower Hybrid Waves in JET", *Proc. Europhysics Topical Conf. on RF Heating and Current Drive of Fusion Devices*, Brussels, vol.16E, 225 (1992).

Buchsbaum, S. J. - "Resonance in a Plasma with Two Ion Species", *Physics of Fluids* 3, 418 (1960).

Chen, F. F. - "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion", 2nd Edition, *Plenum Press - New York e London*, vol.1 (1983).

Cordey, J. G. - "Trapping and Thermalization of Fast Ions", *Applied Atomic and Collision Physics*, vol.2, *Academic Press, Orlando* (1984).

Cottrell, G., Start, D. - "A Large Orbit Model for ICRH Heating: Comparison with JET Data", *Nuclear Fusion*, vol.31, 61 (1991).

Doloc, C., Martin, G. - "Interaction Between Lower Hybrid Waves and Thermonuclear Protons", *Proc. 20th EPS Conference, Lisbon, Part III*, 895, (1993).

Eriksson, L-G et al. - "A Comparison of Time Dependent Simulations with Experiments in Ion Cyclotron Heated Plasmas", *JET-P(93)01*, aceito para publicação na *Nuclear Fusion*.

Eriksson, L-G - Private Communication, (1993).

Fisch, N. J. e Boozer, A. H., - "Creating an Asymmetric Plasma Resistivity with Waves", *Physical Review Letters*, vol.45, no.9, 720 (1980).

Fisch, N. J. - "Current Generation by Minority Species Heating", *Nuclear Fusion*, vol.21, no.1 (1981).

Fisch, N. J., Karney, C. F. F. - "Current Generation with Low Frequency Waves", *Phys. Fluids* 24(1), 27 (1981).

Fisch, N. J. - "Theory of Current Drive in Plasmas", *Review of Modern Physics*, vol.59, 175 (1987).

Fisch, N. J. e Rax, J-M - "Interaction of Energetic Alpha Particles with Intense Lower Hybrid Waves", *Phys. Rev. Letters* 62, 612 (1992).

Froissard, P., et al. - "Dynamics of Fast Electrons during LHCD on JET", *Proc. 18th EPS Conference, Berlin, PartIII*, 389 (1991).

- Furth, H. P. - "Tokamak Research", *Nuclear Fusion*, **15**, 487 (1975).
- Golant, V. E. - "Plasma Penetration near the Lower Hybrid Frequency", *Soviet Physics-Technical Physics*, vol.**16**, 1980, June (1972).
- Goldstein, H. - "Classical Mechanics - Addison-Wesley Publishing Company (1950).
- Goldston, R. J. - "A Simple Neutral Density Profile Calculation for Tokamaks with $\lambda_{mfp} \ll a$ ", *Princeton University PPPL* 1443 May (1978).
- Gordeev, Yu. et al. - "Recombination of Hydrogen in a Quasi-Stationary Thermonuclear Plasma", *JETP Lett.* vol.**25**, no.3, 5 Feb. (1977).
- Gormezano, C. - "Radio Frequency Heating and Current Drive Status and Prospects for the Next Step", Paper convidado para apresentação na *16th Symposium on Fusion Technology, London-UK* 3-7 Sep. (1990).
- Gormezano, C. - "Synergistic Effects Between Lower Hybrid and Fast Magnetosonic Waves in JET", *Proc. IAEA Tech. Comm. Meeting on FWCD in Reactor Scale Tokamaks*, Arles, 244 (1991).
- Green, B. J. - "Overview and Survey of Plasma Physics" em *Plasma Physics and Nuclear Fusion Research*, Academic Press (1981).
- Hemsworth, R. S. - "Neutral Injection Plasma Heating" em *Plasma Physics and Nuclear Fusion Research*, Academic Press (1981).
- Hutchinson, I. H., - "Ion Processes" em *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Press (1987).
- Hugill, J. - "Nuclear Fusion Research" em *Plasma Physics and Nuclear Fusion Research*, Academic Press (1981).
- Ikeda, Y. et al. - "Lower Hybrid Current Drive Experiments in JT-60U", *Proc. 20th EPS Conference, Lisbon, Part III*, 909, (1993).
- Izvozchikov, A. B., Petrov, M. P.: "Neutral Atom-Balance in the Plasma of the T-4 Tokamak", *Sov. Journal of Plasma Physics* **2**, 117 (1976).
- Izvozchikov, A. B., Khudoleev, A. V. et al. - "Charge-Exchange Diagnostic of Fusion Alpha Particles and ICRF Driven Minority Ions in MeV Energy Range in JET Plasmas", *JET-R(91)12*.

REFERÊNCIAS

Jacquino, J., - "Heating, Current Drive and Confinement Regimes with the JET ICRH and LHCD Systems", Paper convidado para apresentação na *18th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Berlin, 3-7 June (1991).

Jacquino J., Bhatnagar, V. P., Gormezano, C. and the JET Team - "JET Recent Results on Wave Heating and Current Drive Consequences for Future Devices", *Plasma Physics and Controlled Fusion* **35**, A3-A35 (1993).

Karney, C. F. F. - "Stochastic Ion Heating by a Lower Hybrid Wave", *Physics Fluids* **21**(9), 1584 (1978).

Karney, C. F. F. e Fisch, N. J. - "Numerical Studies of Current Generation by Radio-Frequency Traveling Waves", *Physics Fluids* **22**(9), 1817 (1979).

Korotkov, A. - Private Communication (1993).

Lawson, J. D. - Proceeding of the Physical Society B70,6 (1957)

Landau, L. D. - "On the Vibrations of the Electronic Plasma", *Journal of Physics (USSR)* **10**,25 (1946).

Lawson, K. - Private Communication, (1993).

Mirnov, S. V. e Semenov, I. B. - "Investigation of the Instabilities of the Plasma String in the Tokamak T-3 System by Means of a Correlation Method", *Soviet Atomic Energy* **30**, 22 (1971)

Morozov, A.e Solov'ev, L. S. - *Reviews of Plasma Physics 2, Consultants Bureau, New York* (1966).

Nemoto, M. et al. - "Interaction of Lower Hybrid Wave with Fast Ions Injected by Neutral Beam on the JT-60 Tokamak", *Phys. Rev. Letters*, vol.**65**, no.1, 70 (1991).

Nemoto, M. et al. - *Review of JT-60U Experimental Results from Jan. to Oct., JT-60 Team*, JAERI-M 93-057, 209 (1992).

Ohkawa, T. - "Principles of Current Drive by Beams", *Nuclear Fusion*, vol.**10**, 185 (1970)

Pain, M., Brinkschulte, H., Bosia, G, et al. - "The 15 MW Microwave Generator and Launcher of the Lower Hybrid Current Drive Experiment on JET", *13th Symposium on Fusion Engineering (SOFE)*, Knoxville, USA, Oct. (1989).

Pavlo, P. et al. - *ITER-IL-PH-6-9-S-23* (1989).

- Perkins, F. W. - "Fast Wave Current Drive in Tokamak Reactors", *Bulletin of American Physics Society* **27**, 1101 (1982).
- Porkolab, M. - "Survey of Lower Hybrid Experiments", *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol.**PS-12**, No.2, 107, June (1984).
- Ramos de Andrade, M. C. et al. - "Interaction of Lower Hybrid Waves with Fast Ions in JET", *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. **36**, 1171, (1994).
- Rebut, P-H. - "Future Prospects for JET and Next Step Tokamaks", Paper convidado para apresentação na *16th Symposium of Fusion Technology, London*, 307, Sep. (1990).
- Righi, E. et al. - "Modelling of Fast Ion Orbit Effects on Electron Heating Profiles in Minority ICRF Scenarios", *Proc. Europhysics Top. Conf. on Radio Frequency Heating and Current Drive*, Brussels, Belgium, **16E** 113 (1992).
- Rimini, F. - Private Communication, (1993).
- Rose, D. J. e Clark, M. - *Plasmas and Controlled Fusion MIT and Wiley, New York*.
- Sadler G. et al., "Investigations of Fast Particle Behaviour in JET Plasmas Using Nuclear Techniques", *Fusion Technology* **18**, 556 (1990).
- Sauthoff, N. R., von Goeler, S., e Stodiek, W. - "A Study of Disruptive Instabilities in the PLT Tokamak using X-Ray Techniques", *Nuclear Fusion* **18**, 1445 (1978).
- Spitzer, L. - "The Physics of Fully Ionized Gases", *New York Wiley* (1962).
- Start D. et al. - "Confinement of MeV Ions in JET Created by Ion Cyclotron Resonance Heating" - *JET-P(89)84*.
- Start, D. F. H., Bartlett, D. V., Bhatnagar, V. P. et al. - "Electron Absorption of Fast Magnetosonic Waves by Transit Time Magnetic Pumping in JET", *Nuclear Fusion*, vol.**30**, no.10, 2170 (1990).
- Start, D., Bhatnagar, V. P. et al. - "Ion Heating in Minority ICRH Experiments on JET", *JET-R(91)06*.
- Stix, T. H. - "Fast Wave Heating of a Two Component Plasma", *Nuclear Fusion* **15**, 737 (1975).
- Stix, T. H. - "Waves in Plasmas", AIP, New York, (1992).
- Thonemann, P. C., Cowhig, W. T., Davenport D. P., *Nature* **5**, 34 (1952).

REFERÊNCIAS

- Tanon, G. - "Heating and Current Drive by LH Waves on Toroidal Plasmas: Problems and Perspectives", *Plasma Phys. and Controlled Fusion*, vol. **26**, no.1A, 145 (1984).
- Troyon, F. - "Theoretical Studies of MHD Stability", *Phil. Trans. Royal Soc. London* **A322**, 163, (1987).
- Tubbing, B. J. D. - "AC Plasma Current Operation in JET Tokamak", *Nuclear Fusion*, vol. **32**, no.6, 967 (1992).
- Uckan, N. A. - "Non-Inductive Current Drive in Tokamaks" - *ORNL/TM-9296* (1985).
- van Belle, P. - Private Communication, (1993).
- von Goeler, S., Stodiek, W., Sauthoff, N. - "Studies of Internal Disruptions and $m = 1$ Oscillations in Tokamak Discharges with X-Ray Techniques", *Physical Review Letters* **33**, 1201 (1974).
- Wegrove, J. G. e Tanon, G. - "Analysis and Interpretation of Experimental Data on the Critical Density in Current Drive by Lower Hybrid Waves", Non-Inductive Current Drive in Tokamaks, *Proc. IAEA Tech. Meeting, Culham*, II343 (1983).
- Wersinger, J. M., Ott, E., Finn, J. M. - "Ergodic Behavior of Lower Hybrid Decay Wave Ray Trajectories in Toroidal Geometry", *Phys. Fluids* **21**(12), 2263 (1978).
- Wesson J. - "Fusion and Tokamaks" em *Tokamaks*, Clarendon Press, Oxford (1987).
- Wort, D. J. M. - "The Peristaltic Tokamak", *Plasma Physics* **13**, 258 (1971).