



Ministério da Educação

Fundação Universidade Federal de Mato Grosso do Sul

Programa de Pós-Graduação em Física

Mestrado em Física Aplicada

**Influência do transporte eletrostático de partículas sobre a  
eficiência na geração de corrente por ondas de RF na presença de  
uma barreira de transporte interna**

Aline Kassab Bonfim

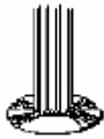
Campo Grande, MS

2005

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.



Ministério da Educação

Fundação Universidade Federal de Mato Grosso do Sul

Programa de Pós-Graduação em Física

Mestrado em Física Aplicada

**Influência do transporte eletrostático de partículas sobre a  
eficiência na geração de corrente por ondas de RF na presença de  
uma barreira de transporte interna**

Aline Kassab Bonfim

Dissertação apresentada à Universidade Federal de Mato Grosso do Sul como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física Aplicada, elaborada sob orientação do Prof. Dr. Paulo Ricardo da Silva Rosa.

Campo Grande, MS

2005

A você, minha mãe querida.

## **Agradecimentos**

Agradeço ao meu orientador, professor Dr. Paulo Ricardo da Silva Rosa, sem o qual a realização deste trabalho não seria possível.

Agradeço a minha mãe - Munira, a minha irmã - Larissa, e ao meu companheiro - Humberto, por me apoiarem durante todo este período, especialmente nos momentos de maior dificuldade.

Por fim, ainda que não entenda, agradeço ao meu sobrinho, Arthur, cujas travessuras renovavam meu ânimo, permitindo-me completar esta jornada.

Os bons vi sempre passar  
no mundo graves tormentos;  
e, para mais me espantar,  
os maus vi sempre nadar  
em mar de contentamentos.

Cuidando alcançar assim  
o bem tão mal ordenado,  
fui mau, mas fui castigado.  
Assim, que só para mim,  
anda o mundo concertado.

Luís de Camões

## Resumo

A geração de corrente não-indutiva em plasmas é necessária para que se tenha um tokamak operando de forma contínua, o que pode ser feito através de ondas de radiofrequência. Neste trabalho, estuda-se a influência do transporte eletrostático sobre a geração de corrente não-indutiva pelas ondas híbrida inferior e a onda de cíclotron eletrônica na presença de uma barreira de transporte interna. Descrevendo-se o plasma por uma função distribuição, cuja evolução temporal é dada pela equação de Fokker-Planck, foram realizadas simulações, utilizando-se o modelo de lâmina, para se analisar a influência do nível de transporte eletrostático, da posição central e da largura da barreira de transporte sobre as quantidades estudadas. O principal parâmetro a ser avaliado é a eficiência na geração de corrente. Os resultados mostram que esta aumenta com o nível de perturbação eletrostática, diminuindo com o aumento na largura da barreira e com o deslocamento da barreira em direção à borda do plasma. Observa-se, também, que a corrente aumenta significativamente quando a onda de cíclotron eletrônica começa a ser injetada, o que sugere uma sinergia entre as ondas. Porém, a eficiência na geração de corrente, apesar de aumentar com o tempo quando ambas as ondas estão presentes, não atinge os mesmos níveis da onda híbrida atuando sozinha. Além disso, conclui-se que o parâmetro mais importante na variação do perfil de corrente gerada no plasma é a posição da barreira de transporte interna.

## **Abstract**

It is the aim of this work to study the influence of electrostatic transport of particles on non-inductive current generation using lower hybrid and electron cyclotron waves in a plasma featuring an internal transport barrier. The plasma is described by a distribution function whose time evolution is given by the Fokker-Planck equation. It has been analyzed the influence of electrostatic transport level, central position of the barrier and barrier width on the quantities of interest. The main parameter considered is the current drive efficiency. It is shown that the current drive efficiency increases with the electrostatic perturbation level, but decreases for larger widths and more external positions of the barrier. The results also show that the driven current rises significantly as the electron cyclotron wave is injected, what indicates some synergy between the waves, but the efficiency does not reach the same levels obtained with the lower hybrid wave acting alone. It is concluded that the central position of the internal transport barrier is the main parameter on the variation of driven current.

## Lista de quadros

Quadro 1.1 - Principais reações de fusão nuclear para os isótopos do hidrogênio .....	14
Quadro 4.1 - Características da barreira e do nível de perturbação para os casos em que se analisa a influência: (a) da largura da barreira; (b) da posição da barreira e (c) do nível de perturbação .....	77

## Lista de figuras

Figura 1.1 - Seções de choque para as reações de fusão D-T, D-D e D-He <sup>3</sup> .....	14
Figura 1.2 - Processos da fusão inercial por irradiação direta. (a) feixes de laser aquecem a superfície da cápsula; (b) o combustível é comprimido quando a camada externa se expande; (c) durante a parte final do pulso de laser, o centro do combustível atinge um valor de densidade muito maior que a inicial; (d) a fusão termonuclear ocorre e libera uma quantidade de energia maior que a fornecida. Fonte: < <a href="http://fusion.gat.com/icf/concept">http://fusion.gat.com/icf/concept</a> >. Acesso em: 11 out. 2005 .....	15
Figura 1.3 - Movimento das partículas do plasma na (a) ausência e (b) presença de campo magnético.....	16
Figura 1.4 - Direções toroidal e poloidal de um tokamak.....	17
Figura 1.5 - Esquema de um tokamak.....	18
Figura 1.6 - Esquema da seção reta poloidal circular de um tokamak.....	21
Figura 2.1 - Ângulo entre o vetor de onda e o campo magnético .....	27
Figura 2.2 - Acessibilidade para os modos lento e rápido: (a) $n_{\parallel} < n_{acc}$ , (b) $n_{\parallel} = n_{acc}$ e (c) $n_{\parallel} > n_{acc}$ .....	35
Figura 2.3 - Efeito do amortecimento de Landau sobre a função distribuição dos elétrons .....	37
Figura 2.4 - Diagrama CMA mostrando as condições de acessibilidade para os modos ordinário (modo-O) e extraordinário (modo-X) .....	39
Figura 2.5 - Comparação entre a corrente medida e o valor calculado pelo código TORAY (DNESTROVSKIJ, 2001) .....	42
Figura 2.6 - Corrente medida para as ondas LH e EC juntas ( $\Delta I$ ) e EC sozinha ( $I_{EC}$ ) (GIRUZZI et al., 2004).....	43
Figura 3.1 - Deslocamento da órbita da partícula devido à colisão .....	53
Figura 3.2 - Órbita das partículas aprisionadas projetada no plano poloidal.....	58
Figura 3.3 - Dependência entre o coeficiente de difusão de partículas e a frequência de colisões .....	59

Figura 3.4 - Perfis de pressão para (a) modo-L, (b) modo-H e (c) na presença de uma ITB. As áreas escuras representam regiões de transporte radial reduzido (WOLF, 2003) .....	65
Figura 3.5 - Dependência entre a potência absorvida e a difusividade térmica para <i>shear</i> magnético (a) positivo e (b) reverso (SAKAMOTO et al., 2004).....	67
Figura 3.6 - Coeficiente de difusividade de partículas: comparação entre o modo-L e na presença de uma ITB (WUKITCH, 2002).....	69
Figura 4.1 - (a) Modelo de lâmina. (b) Perfil de campo magnético toroidal .....	72
Figura 4.2 - Perfis iniciais de (a) densidade e (b) temperatura .....	73
Figura 4.3 - Perfil do fator de segurança: $q(0) = 2,5$ , $q_{\min} = 1,5$ e $q(a) = 5,0$ .....	73
Figura 4.4 - Nível de perturbação eletrostática na lâmina de plasma .....	74
Figura 4.5 - Intervalos de $n_{\parallel}$ em função da posição na lâmina.....	75
Figura 4.6 - Perfis de deposição da onda híbrida em $\tau = 250$ , para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática.....	78
Figura 4.7 - Limites de velocidades ressonantes com a onda híbrida em função da posição na lâmina .....	79
Figura 4.8 - Evolução temporal do perfil de deposição da onda híbrida. $\tilde{\epsilon} = 3,0 \cdot 10^{-6}$ , $x_b = 10,0\text{cm}$ e $\beta = 3,0\text{cm}$ .....	79
Figura 4.9 - Perfis de deposição da onda de cíclotron em $\tau = 250$ , para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática.....	80
Figura 4.10 - Perfis de densidade de corrente em $\tau = 250$ , para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática.....	81
Figura 4.11 - Evolução temporal do perfil de densidade de corrente. $\tilde{\epsilon} = 3,0 \cdot 10^{-6}$ , $x_b = 10,0\text{cm}$ e $\beta = 3,0\text{cm}$ .....	81

Figura 4.12 - Perfis temporais da corrente gerada no plasma para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática.....	82
Figura 4.13 - Eficiência na geração de corrente para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática .....	84
Figura 4.14 - Perfis de densidade dos elétrons em $\tau = 250$ , para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática.....	85
Figura 4.15 - Perfis de temperatura dos elétrons em $\tau = 250$ , para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática.....	86
Figura 4.16 - Evolução temporal da temperatura. $\tilde{\epsilon} = 3,0 \cdot 10^{-6}$ , $x_b = 10,0\text{cm}$ e $\beta = 3,0\text{cm}$ .....	86

## Sumário

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO.....	13
1.1 - Fusão nuclear.....	13
1.2 - Plasmas e confinamento magnético .....	15
1.3 - Tokamak.....	16
1.4 - Objetivos .....	21
CAPÍTULO 2 - ONDAS EM PLASMAS E A EQUAÇÃO DE FOKKER-PLANCK .....	22
2.1 - Introdução.....	22
2.2 - Ondas em plasmas .....	23
2.2.1 - Introdução .....	23
2.2.2 - Relação de dispersão para aproximação de plasma frio.....	25
2.2.2.(a) - Soluções para a relação de dispersão de plasma frio .....	29
2.2.2.(b) - Frequências de ressonância .....	30
2.2.3 - Relação de dispersão para plasma quente e magnetizado .....	31
2.2.4 - Onda híbrida inferior .....	34
2.2.5 - Onda de cíclotron eletrônica .....	38
2.2.6 - Geração de corrente não-indutiva por ondas de radiofrequência.....	40
2.3 - Teoria quase-linear e equação de Fokker-Planck.....	44
2.3.1 - O termo da onda de cíclotron eletrônica na equação de Fokker-Planck .....	47
2.3.2 - O termo da onda híbrida inferior na equação de Fokker-Planck.....	50
2.3.3 - O termo das colisões na equação de Fokker-Planck .....	51
2.4 - Sumário .....	51
CAPÍTULO 3 - BARREIRAS DE TRANSPORTE .....	52
3.1 - Introdução.....	52
3.2 - Transporte colisional .....	54
3.2.1. - Transporte clássico .....	54
3.2.2. - Transporte neoclássico .....	55
3.2.2.(a) - Regime Pfirsch-Schlüter .....	57

3.2.2.(b) - Regime banana .....	57
3.2.2.(c) - Regime plateau .....	59
3.3 - Transporte anômalo.....	59
3.4 - Barreiras de transporte internas.....	64
3.5 - O termo do transporte na equação de Fokker-Planck .....	69
3.6 - Sumário .....	70
<b>CAPÍTULO 4 - RESULTADOS NUMÉRICOS .....</b>	<b>71</b>
4.1 - Descrição numérica.....	71
4.2 - Resultados e análises.....	77
<b>CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES.....</b>	<b>88</b>
<b>REFERÊNCIAS .....</b>	<b>90</b>

## CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

### 1.1 - Fusão nuclear

O contínuo desenvolvimento tecnológico, juntamente com o crescimento da população mundial, leva a um consumo de energia cada vez maior e, conseqüentemente, aumenta a necessidade de produzi-la. As principais fontes de energia utilizadas atualmente são os combustíveis fósseis (petróleo, gás natural, carvão), cujas reservas são finitas e não-renováveis. Fontes alternativas de energia, como o Sol e o vento (energia solar e eólica, respectivamente), são ainda pouco exploradas devido ao custo de produção e problemas tecnológicos. Além disso, a exploração de fontes renováveis para a geração de energia elétrica como, por exemplo, o biodiesel produzido a partir de óleos vegetais, está sendo pesquisada para que sua viabilidade seja comprovada.

Sendo assim, para que as gerações futuras não enfrentem o problema da escassez de energia, é importante que se busque uma forma de geração de energia que utilize combustíveis com reservas abundantes na natureza e que seja, ao mesmo tempo, limpa e economicamente viável. Uma das opções possíveis é a fusão nuclear, tema de pesquisas em diversos países atualmente.

A fusão nuclear, processo pelo qual o Sol e as outras estrelas produzem energia, permaneceu durante muito tempo desconhecida. A teoria de equivalência entre massa e energia desenvolvida por Einstein, representada pela equação  $E = mc^2$  ( $E$  = energia,  $m$  = massa e  $c$  = velocidade da luz), permitiu ao homem compreender tal processo.

Na fusão nuclear, dois núcleos atômicos fundem-se dando origem a um novo elemento e liberando energia. A energia liberada provém da diferença de massa das partículas no início e no final da reação. Para que a fusão ocorra, é necessário que os núcleos colidam com energia suficiente para vencer a força de repulsão eletrostática que surge devido às cargas nucleares positivas. Por isso, as reações de fusão nuclear geralmente envolvem o elemento químico mais leve, o hidrogênio (H), ou seus isótopos deutério (D) e trítio (T), cujos núcleos, além de um próton, contêm um (D) ou dois (T) nêutrons.

No quadro 1.1 estão representadas as três principais reações de fusão nuclear que ocorrem entre os isótopos do hidrogênio e uma reação que ocorre entre o deutério e o isótopo do elemento hélio ( $^3\text{He}$ ). A figura 1.1 mostra as seções de choque ( $\sigma$ ) das reações do quadro 1.1. As duas reações D-D (1 e 2) possuem seções de choque semelhantes, por isso sua soma é apresentada na figura. A reação D-T (3) mostra-se a mais adequada para ser reproduzida, pois a sua seção de choque é maior que a das outras reações, exceto para valores muito altos de

temperatura ( $\sim 10^3$  keV), o que seria impraticável. Apesar do valor máximo de  $\sigma$  para o caso D-T corresponder a 100 keV, o início das reações de fusão ocorre para uma temperatura da ordem de 10 keV (WESSON, 1987).

Quadro 1.1 - Principais reações de fusão nuclear para os isótopos do hidrogênio.

(1)	$D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n + 3,2 \text{ MeV}$
(2)	$D + D \rightarrow T + p + 4,0 \text{ MeV}$
(3)	$D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n + 17,6 \text{ MeV}$
(4)	$D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p + 18,5 \text{ MeV}$

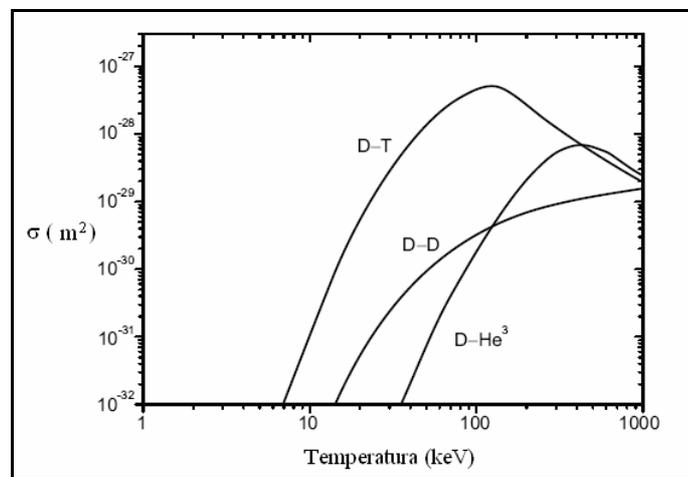


Figura 1.1 - Seções de choque para as reações de fusão D-T, D-D e D-He<sup>3</sup>.

Alguns dos aspectos atrativos da geração de energia por fusão nuclear são, entre outros:

- combustível praticamente inesgotável. O deutério é extraído da água do mar e, embora o trítio não seja um elemento natural, pode ser produzido através da reação do lítio - elemento cujas reservas terrestres são abundantes - com um nêutron;

- os processos de fusão não produzem poluentes atmosféricos e não há risco de explosões;

- a produção de elementos radioativos é pequena e pode ser controlada (os nêutrons liberados nas reações podem tornar parte da estrutura do reator radioativa, mas a seleção de materiais para sua construção irá minimizar tal problema).

Ao longo dos anos, os processos envolvidos na fusão vêm sendo otimizados. Atualmente, as pesquisas em fusão nuclear, combinando desenvolvimento teórico, medidas experimentais e ferramentas computacionais, têm como objetivo chegar a modelos cada vez melhores de reatores que serão, futuramente, utilizados para a produção de energia em larga escala.

## 1.2 - Plasmas e confinamento magnético

A temperaturas tão altas (equivalentes a milhões de Kelvin), como as requeridas para a fusão, os átomos tornam-se ionizados, ou seja, os elétrons se separam do núcleo atômico e, como resultado, pode-se ter simplesmente um gás ionizado ou um plasma. As principais características que diferenciam um gás ionizado de um plasma, também chamado quarto estado da matéria, são o comportamento coletivo e a quase-neutralidade.

No plasma, íons e elétrons interagem coletivamente entre si através de forças eletromagnéticas, interações de longo alcance que caracterizam o comportamento coletivo. Por quase-neutralidade entende-se a característica que o plasma tem de blindar campos elétricos que surgem como resultado de flutuações na densidade de carga local por uma distância  $\lambda$ , chamada comprimento de Debye.

As partículas de um plasma são altamente energéticas. No Sol, tais partículas são mantidas juntas por meio da ação gravitacional, dada a grande massa solar. O problema, então, é como confiná-las em laboratório aqui na Terra, tendo em vista que se as partículas atingirem paredes materiais, o estado de plasma será destruído. Para isso, foram desenvolvidos os métodos de confinamento inercial e magnético.

No confinamento inercial, um plasma extremamente denso e de curta duração é produzido através da compressão de pequenas cápsulas de combustível, cujas superfícies são rapidamente aquecidas. O aquecimento pode ocorrer por duas maneiras: irradiação direta ou indireta. Na irradiação direta, as cápsulas de combustível são bombardeadas diretamente por vários feixes intensos de lasers ou de íons até que ocorra sua implosão e conseqüente geração de energia por fusão até o combustível desaparecer completamente. As etapas deste processo estão ilustradas na figura 1.2.

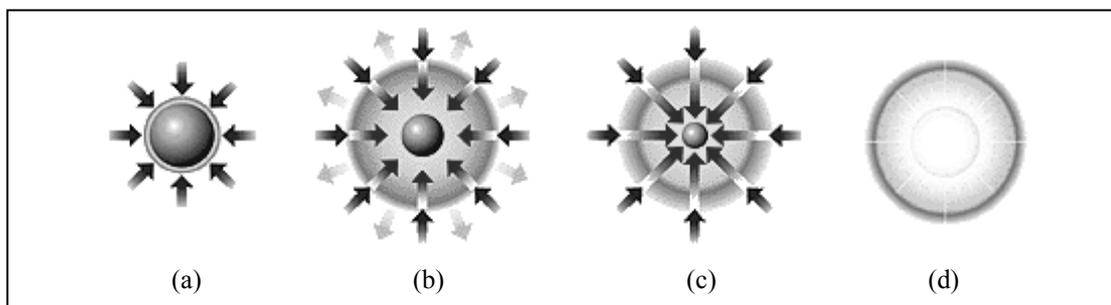


Figura 1.2 - Processos da fusão inercial por irradiação direta. (a) feixes de laser aquecem a superfície da cápsula; (b) o combustível é comprimido quando a camada externa se expande; (c) durante a parte final do pulso de laser, o centro do combustível atinge um valor de densidade muito maior que a inicial; (d) a fusão termonuclear ocorre e libera uma quantidade de energia maior que a fornecida. Fonte: <<http://fusion.gat.com/icf/concept>>. Acesso em: 11 out. 2005.

Na irradiação indireta, a cápsula de combustível é colocada no interior de um pequeno cilindro metálico. Quando os feixes de laser ou íons atingem as paredes do cilindro, produzem raios-X que aquecem a superfície da cápsula. O que ocorre em seguida é semelhante ao processo da irradiação direta.

O confinamento magnético baseia-se no fato de que, ao contrário dos átomos de um gás neutro, as partículas carregadas que constituem o plasma respondem a campos magnéticos. Na ausência de campo magnético, íons e elétrons movem-se em direções aleatórias seguindo trajetórias aproximadamente retilíneas (figura 1.3(a)). Na presença de um campo magnético, as partículas ficam sujeitas à força de Lorentz, que faz com que se movimentem em uma órbita circular em torno das linhas de campo (figura 1.3(b)). O raio das órbitas é chamado raio de Larmor ( $\rho$ ) e é proporcional ao módulo do campo, à massa da partícula e sua velocidade.

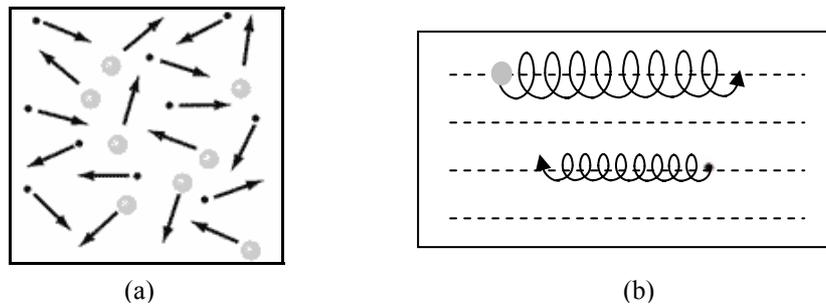


Figura 1.3 - Movimento das partículas do plasma na (a) ausência e (b) presença de campo magnético.

Dentre os dispositivos que utilizam o confinamento magnético, pode-se destacar o stellarator, spherical torus, reversed field pinch, spheromak e, de particular interesse neste trabalho, o tokamak.

### 1.3 - Tokamak

*Tokamak* é uma abreviação do nome russo para câmara toroidal e bobina magnética (**t**oroidalnaya **k**amera i **m**agnitnaya **k**atushka) e consiste em um sistema de confinamento magnético, inicialmente desenvolvido na década de 1950 na União Soviética. As duas principais direções na geometria de um tokamak, toroidal e poloidal, estão ilustradas na figura 1.4. As componentes das grandezas vetoriais na direção toroidal são chamadas paralelas, enquanto as demais componentes são chamadas perpendiculares.

O principal campo magnético no tokamak é o campo toroidal,  $\mathbf{B}_\phi$ , gerado por correntes que passam em anéis externos ao plasma, na direção poloidal. Este campo sozinho não é

suficiente para conter o plasma, que tenderia a se expandir e atingir as paredes da câmara de vácuo do tokamak. Assim, é necessário produzir um campo magnético poloidal,  $\mathbf{B}_\theta$ , que é da ordem de 5-15 vezes menor que o campo toroidal.

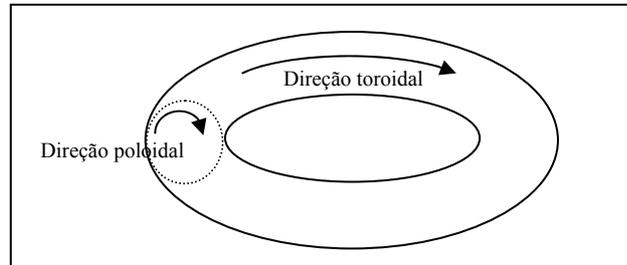


Figura 1.4 - Direções toroidal e poloidal de um tokamak.

A geração de  $\mathbf{B}_\theta$  é feita através da passagem de uma corrente na direção toroidal, chamada corrente de plasma. Esta é produzida de forma indutiva através da passagem de uma corrente primária em um solenóide central (ilustrado na figura 1.5), o que produz variação no fluxo magnético através do torus. Essa variação produz, segundo a lei de Faraday, um campo elétrico toroidal que acelera as partículas nessa direção, gerando então uma corrente elétrica secundária, a corrente de plasma.

Além dos campos toroidal e poloidal, um campo magnético vertical é gerado externamente para completar o equilíbrio do plasma. O equilíbrio e a estabilidade do plasma estão entre os principais problemas a serem analisados quando se trata de confinamento por campo magnético. Um estado de equilíbrio implica balanço entre todas as forças presentes no plasma, o que requer a escolha de configurações de campos adequadas para uma dada geometria. Porém, de acordo com a resposta do plasma a uma pequena perturbação, o equilíbrio pode caracterizar-se como estável ou instável. Quando a perturbação é amortecida, o plasma encontra-se em um estado de equilíbrio estável. Por outro lado, quando a perturbação é amplificada, o equilíbrio é instável e o plasma pode ser destruído.

Os campos toroidal e poloidal formam um campo resultante helicoidal em torno do torus. As linhas de campo helicoidais encontram-se sobre as chamadas superfícies magnéticas, nas quais a pressão do plasma é constante. As superfícies de pressão constante são consequência do equilíbrio que deve haver entre a força magnética, que não possui componente na direção do campo magnético, e o gradiente de pressão do plasma.

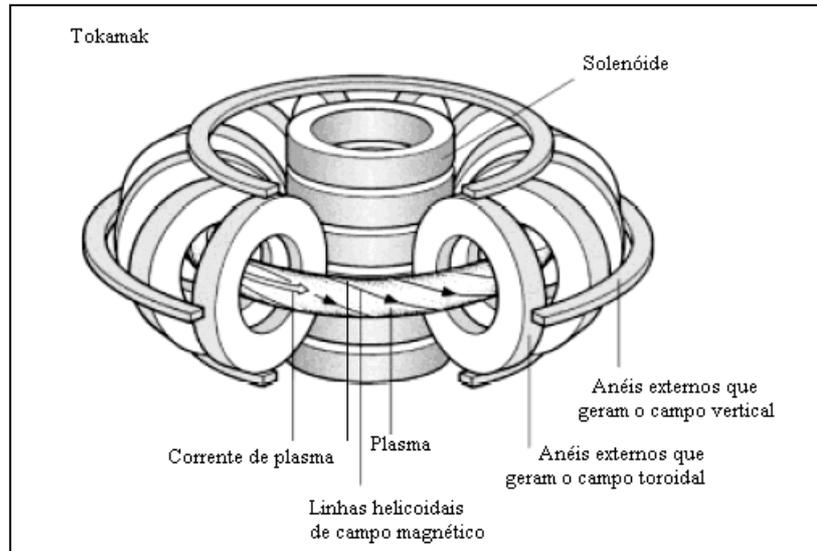


Figura 1.5 - Esquema de um tokamak.

Cada superfície magnética é caracterizada pela quantidade  $q$ , chamada fator de segurança. De acordo com a trajetória da linha de campo magnético, pode-se classificar a superfície magnética em racional, ergódica ou estocástica. As superfícies racionais são aquelas em que as linhas de campo se fecham após um número finito de voltas na direção toroidal. Se as linhas de campo não se fecham, mas cobrem toda a superfície magnética, esta é do tipo ergódica. Quando a linha de campo preenche certo volume, então tem-se uma região de estocasticidade.

O fator de segurança das superfícies racionais é um número racional, definido como sendo a razão entre o número de voltas que a linha de campo executa na direção poloidal para completar uma volta na direção toroidal. Nas superfícies ergódicas ou estocásticas, o fator de segurança,  $q$ , é irracional. O valor de  $q$  pode variar de uma superfície magnética para outra. A razão da variação de  $q$  através das superfícies é chamada de *shear* e é um fator importante quando se analisa a estabilidade do plasma.

A fusão nuclear ocorre em altas temperaturas, portanto, é necessário aquecer o plasma, o que implica fornecimento de energia para íons e elétrons. A energia cedida para o plasma em uma dada temperatura deve ser confinada até que se atinja o estado de ignição, quando a energia gerada pela fusão iguala a energia fornecida externamente.

Uma condição determinante que precisa ser satisfeita é representada pelo critério de Lawson, segundo o qual o produto  $n\tau_E > 6.10^{19} \text{ m}^{-3}\text{s}$ . A grandeza  $n$  é a densidade de partículas (partículas por metro cúbico) do plasma e  $\tau_E$  (segundos) é o tempo de confinamento de energia necessário para que o processo de fusão atinja um estado auto-

sustentado. Tal critério tem como princípio a imposição de que a energia produzida pela fusão deve ser suficiente para repor as perdas de energia que ocorrem no plasma.

Outra forma de se avaliar a eficiência do confinamento em tokamaks é através do parâmetro  $\beta$ , definido pela razão:

$$\beta = \frac{P}{B^2/2\mu_0}$$

em que o numerador representa a pressão do plasma e o denominador, a pressão do campo magnético. O valor de  $\beta$  encontra-se no intervalo  $(0,1]$ . Plasmas destinados à fusão nuclear geralmente pertencem a dois grupos: baixo beta, para  $\beta \leq 0,2$ , ou alto beta, para  $\beta \geq 0,5$ . Embora o ideal seja um valor alto, existe um limite para  $\beta$  determinado pelas condições de estabilidade do plasma (FREIDBERG, 1987).

Dentre os fatores que influenciam o confinamento de energia estão as colisões. As partículas do plasma estão sujeitas a colisões, o que resulta no deslocamento de suas órbitas em torno das linhas de campo e, como consequência, ocorre difusão através do campo magnético em direção à borda do tokamak. Além disso, as colisões levam à transferência de momento e energia, ao que se chama transporte colisional.

Numa configuração cilíndrica, o transporte colisional é conhecido como clássico e na configuração toroidal, neoclássico. Medidas experimentais mostraram que para a geometria toroidal, como no caso de tokamaks, alguns coeficientes de transporte possuem valores muito maiores do que os neoclássicos previstos teoricamente. As perdas mais acentuadas na geometria toroidal caracterizam o transporte anômalo. Apesar de não haver uma teoria completa, as explicações para o transporte anômalo geralmente estão associadas à presença de instabilidades no plasma, pequenas perturbações que crescem com o tempo.

O transporte anômalo pode ter caráter eletrostático ou magnético, dependendo do tipo de flutuação presente. Para o transporte de origem eletrostática, as partículas com velocidades baixas na direção paralela são mais afetadas, enquanto o transporte magnético age sobre partículas com altas velocidades na direção paralela.

Dessa forma, para melhorar o confinamento e aumentar  $\tau_E$  é preciso encontrar meios de reduzir as perdas causadas pelo transporte anômalo, o que acontece, por exemplo, quando se formam barreiras de transporte no plasma. As barreiras de transporte são regiões onde os coeficientes de transporte decrescem de maneira acentuada e podem ocorrer tanto na borda do plasma (barreira de transporte externa) como em posições intermediárias, entre a borda e o

centro do plasma (barreira de transporte interna). A descoberta de tais barreiras motivou novas pesquisas que permitissem entender seus mecanismos de formação e evolução, visto que na região interna da barreira o acúmulo de partículas e energia pode favorecer o início das reações de fusão nuclear.

Outro aspecto importante, essencial para o desenvolvimento de uma máquina de fusão comercial, refere-se às formas de aquecimento do plasma. A primeira fase do aquecimento de plasmas de tokamak ocorre através da geração indutiva da corrente de plasma, descrita anteriormente. A resistividade do plasma, causada por colisões entre as partículas, leva ao chamado aquecimento ôhmico, que produz temperaturas da ordem de 1 keV. Porém, quanto maior a temperatura, menor a frequência de colisões entre as partículas e, conseqüentemente, menor a resistividade, que diminui na proporção  $T^{-3/2}$ . Sendo assim, para altas temperaturas o aquecimento ôhmico torna-se ineficiente e, além disso, o método indutivo de geração de corrente pode causar problemas como fadiga do material, visto que opera em regime pulsado e de duração finita. Portanto, formas auxiliares de aquecimento são necessárias.

Os dois principais métodos de aquecimento auxiliar são a injeção de feixes neutros de partículas altamente energéticas e a injeção de ondas de radiofrequência. No primeiro, átomos carregados são acelerados por um campo elétrico e, em seguida, são neutralizados num processo de troca de carga. Os átomos neutros do feixe, ao serem injetados no plasma, colidem com as partículas deste e tornam-se ionizados, sendo aprisionados pelo campo magnético. Durante as colisões, parte da energia dos átomos é transferida para os íons e elétrons, o que resulta no aquecimento do plasma.

O aquecimento por ondas de radiofrequência ocorre por meio da absorção da energia das ondas pelas partículas do plasma através de ressonância. Os principais esquemas de aquecimento desse tipo envolvem quatro intervalos de frequência que, em ordem crescente de frequência, são o aquecimento por ondas de Alfvén (poucos MHz), ondas de cíclotron iônicas (~30-60 MHz), onda híbrida inferior (~1-5 GHz) e ondas de cíclotron eletrônicas (acima de 30 GHz). Neste caso, é necessário que ocorram colisões suficientes para que a energia absorvida pelas partículas que interagem com a onda seja transferida para as demais, aquecendo, assim, todo o plasma.

Além de aquecimento, os processos descritos acima servem para a geração de corrente não-indutiva no plasma, cuja eficiência é medida em termos da corrente gerada por unidade de energia absorvida. O uso de ondas de radiofrequência apresenta vantagens por permitir o controle do perfil de algumas grandezas no plasma, visto que é possível determinar previamente o local onde a absorção das ondas ocorrerá. Assim, por exemplo, pode-se alterar

o perfil da corrente de modo a suprimir possíveis instabilidades que provocariam a destruição do plasma ou, ainda, criar as condições necessárias para o surgimento das barreiras de transporte.

#### 1.4 - Objetivos

O objetivo geral deste trabalho é estudar, através de simulações numéricas, o efeito do transporte eletrostático de partículas sobre a geração de corrente não-indutiva por ondas de radiofrequência na presença de uma barreira de transporte interna. Para isso, considera-se um plasma de tokamak com seção reta poloidal circular (figura 1.6), aquecido pela onda híbrida inferior e pela onda de cíclotron eletrônica. Na figura 1.6,  $R_0$  representa o raio maior do torus e  $a$ , o raio menor. A principal quantidade a ser analisada é a eficiência na geração de corrente. Porém, os perfis de deposição de energia das ondas, a temperatura e a densidade do plasma também são considerados.

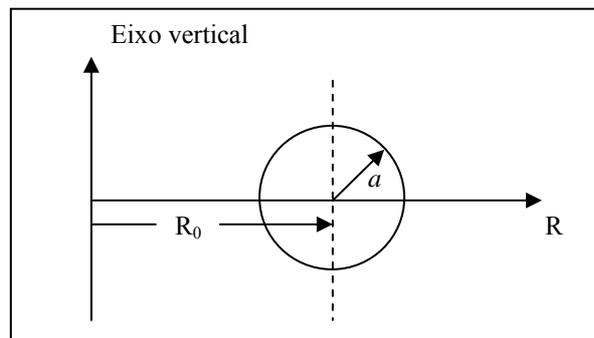


Figura 1.6 - Esquema da seção reta poloidal circular de um tokamak.

Esta dissertação está organizada da seguinte maneira: no capítulo 2 é feita uma revisão sobre a propagação de ondas em plasmas e são analisadas as principais características das ondas utilizadas neste trabalho. Também são introduzidas a teoria quase-linear e a equação de Fokker-Planck, que descreve a evolução temporal da função distribuição. O capítulo 3 é dedicado à análise do transporte e das barreiras de transporte em plasmas. Os resultados obtidos são apresentados e discutidos no capítulo 4, seguido pelo capítulo 5, no qual se encontram as principais conclusões deste trabalho.

## CAPÍTULO 2 - ONDAS EM PLASMAS E A EQUAÇÃO DE FOKKER-PLANCK

### 2.1 - Introdução

O estudo dos fenômenos que ocorrem no plasma e suas propriedades pode ser feito basicamente de duas formas distintas. A descrição macroscópica, ou magnetohidrodinâmica (MHD), é feita considerando-se o plasma como um fluido. O comportamento macroscópico do plasma é analisado através de quantidades que correspondem a valores médios das propriedades do plasma, como velocidade de fluido, pressão e temperatura.

Na descrição microscópica, também conhecida como teoria cinética, considera-se o comportamento individual das partículas utilizando-se funções estatísticas. Neste caso, é possível estudar uma série de novos fenômenos, como interação entre ondas e partículas, transporte e microinstabilidades, que não podem ser analisados utilizando-se o modelo MHD.

Na teoria cinética, o plasma é descrito por uma função distribuição  $f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ , que mede a densidade de probabilidade de uma partícula do tipo  $\alpha$  encontrar-se, no instante  $t$ , em uma determinada posição no espaço de fase  $(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ . Grandezas como densidade, temperatura e corrente podem ser calculadas a partir da função distribuição através de integrações volumétricas no espaço de velocidades, são os chamados *momenta da função distribuição*. A função distribuição que descreve um plasma em estado de equilíbrio é uma Maxwelliana.

Ambas as teorias podem ser utilizadas para se descrever ondas em plasmas. Entretanto, a teoria de fluido fornece uma descrição adequada apenas no caso de um plasma frio, isto é, em que a velocidade de todas as partículas é aproximadamente igual à velocidade do elemento de fluido. Enquanto a propagação das ondas no plasma pode ser estudada através da teoria macroscópica, a absorção da energia das ondas pelo plasma só pode ser analisada quando se utiliza a teoria cinética, na qual os efeitos da temperatura são considerados (plasma quente). De acordo com a aproximação de plasma utilizada (frio ou quente), obtêm-se diferentes formas para a relação de dispersão, uma equação escalar cujas soluções equivalem aos diversos modos que podem se propagar no plasma.

A teoria MHD apresenta, portanto, algumas limitações, pois não prevê processos que dependem da temperatura. Entre eles estão o amortecimento de ondas em um plasma não-colisional, chamado amortecimento de Landau, e a existência de ondas em harmônicos das frequências de cíclotron  $\omega \approx s\omega_{c\alpha}$  ( $s$  é um número inteiro), que são importantes na determinação de frequências ressonantes a serem utilizadas para aquecer o plasma.

Uma vez que as ondas são absorvidas pelo plasma, o efeito que produzem é a difusão de partículas no espaço de velocidades, o que altera a forma da função distribuição  $f_\alpha$  que descreve o plasma. Assim, espera-se que em uma equação que forneça a evolução temporal de  $f_\alpha$ , as contribuições das ondas apareçam na forma de termos de difusão, o que de fato ocorre, como será visto posteriormente.

As colisões entre partículas representam outro processo que ocorre no plasma e que pode alterar a forma de  $f_\alpha$ , geralmente tendendo a restaurar a função de equilíbrio Maxwelliana. Deste modo, na ausência de outros fenômenos como, por exemplo, o transporte, o estado do plasma é determinado pelo balanço entre o efeito das ondas e das colisões sobre a função distribuição.

A equação que descreve a evolução temporal da função distribuição é a chamada equação de Fokker-Planck, dada por:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_\omega + \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{Col} \quad (2.1)$$

considerando-se apenas a presença de ondas e as colisões, representadas pelos índices  $\omega$  e  $Col$ , respectivamente.

Este capítulo estrutura-se da seguinte forma: na seção 2.2, são obtidas as relações de dispersão para plasmas frios (2.2.2) e plasmas quentes magnetizados (2.2.3). Uma análise mais detalhada das propriedades da onda híbrida inferior (2.2.4) e da onda de cíclotron eletrônica (2.2.5) é feita, seguida por discussão sobre a geração de corrente não-indutiva (2.2.6). Na seção 2.3, discute-se a teoria quase-linear e os termos referentes às ondas híbrida e de cíclotron e às colisões, presentes na equação de Fokker-Planck, são dados em sua forma explícita. Na seção 2.4, é feita uma síntese do que foi apresentado durante o capítulo.

## 2.2 - Ondas em plasmas

### 2.2.1 - Introdução

A equação de onda que descreve as propriedades de propagação das ondas em um determinado meio é obtida a partir das equações de Maxwell:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.5)$$

e é dada por:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{j} \right) \quad (2.6)$$

Se a variação das grandezas oscilantes for do tipo onda plana, isto é, escrita como  $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)]$ , a equação (2.6) será reescrita como:

$$\mathbf{k} \times \mathbf{k} \times \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \left( \mathbf{E} + i \frac{4\pi}{\omega} \mathbf{j} \right) = 0 \quad (2.7)$$

Assumindo-se a densidade de corrente proporcional ao campo elétrico, mas não necessariamente paralela a este, define-se o tensor condutividade,  $\vec{\sigma}$ , através da relação:

$$\mathbf{j} = \vec{\sigma} \cdot \mathbf{E} \quad (2.8)$$

Dessa forma, a equação (2.7) será:

$$\mathbf{k} \times \mathbf{k} \times \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.9)$$

Na equação (2.9),  $\vec{\varepsilon}$  é o tensor dielétrico:

$$\vec{\varepsilon} = \left( \vec{\mathbb{I}} + i \frac{4\pi}{\omega} \vec{\sigma} \right) \quad (2.10)$$

em que  $\vec{\mathbb{I}}$  é o tensor identidade de elementos  $I_{ij} = \delta_{ij}$ .

Definindo-se o índice de refração em função do vetor de onda,  $\mathbf{n} = c\mathbf{k}/\omega$ , a equação (2.9) equivale a  $\mathbf{n} \times \mathbf{n} \times \mathbf{E} + \vec{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} = 0$ , que pode ser escrita na forma:

$$\vec{D} \cdot \mathbf{E} = 0$$

em que :

$$\vec{D} = \mathbf{n} \times \mathbf{n} \times \vec{\mathbb{I}} + \vec{\varepsilon} \quad (2.11)$$

As diferentes ondas que podem se propagar no plasma são obtidas através da solução da relação de dispersão  $D(\mathbf{k}, \omega) = 0$ , uma equação escalar que relaciona o vetor de onda  $\mathbf{k}$  e a frequência  $\omega$  da onda. A relação de dispersão a ser resolvida depende do tipo de aproximação

que se faz do plasma, ou seja, considerando-se os efeitos térmicos (plasma quente) ou não (plasma frio), o que irá determinar a forma do tensor dielétrico (2.10).

### 2.2.2 - Relação de dispersão para aproximação de plasma frio

Para um plasma frio homogêneo, completamente ionizado, infinito e magnetizado, utiliza-se a equação linearizada de fluido para cada espécie de partículas  $\alpha$ , desprezando-se os termos de pressão e as colisões:

$$\frac{d\mathbf{v}_\alpha}{dt} = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}}{c} \right) \quad (2.12)$$

Na equação (2.12),  $q_\alpha$  é a carga da partícula e  $m_\alpha$  é a massa. O procedimento para se obter  $\vec{\varepsilon}$  consiste em separar a equação (2.12) em três equações, uma para cada componente de  $\mathbf{v}_\alpha = v_{\alpha x} \hat{\mathbf{x}} + v_{\alpha y} \hat{\mathbf{y}} + v_{\alpha z} \hat{\mathbf{z}}$ , considerando-se um campo magnético uniforme e estático  $\mathbf{B} = B_0 \hat{\mathbf{z}}$ . Além disso, assume-se uma dependência do tipo  $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)]$  para os movimentos do plasma. Assim:

$$\begin{aligned} v_{\alpha x} &= \frac{iq_\alpha}{m_\alpha \omega} \frac{[E_x + i(\omega_{c\alpha}/\omega)E_y]}{1 - (\omega_{c\alpha}/\omega)^2} \\ v_{\alpha y} &= \frac{iq_\alpha}{m_\alpha \omega} \frac{[E_y - i(\omega_{c\alpha}/\omega)E_x]}{1 - (\omega_{c\alpha}/\omega)^2} \\ v_{\alpha z} &= \frac{iq_\alpha E_z}{m_\alpha \omega} \end{aligned}$$

em que  $\omega_{c\alpha} = q_\alpha B_0 / m_\alpha c$  é a frequência de ciclotron, uma quantidade algébrica, sendo negativa para elétrons e positiva para íons. A densidade de corrente é dada por:

$$\mathbf{j} = \sum_\alpha n_\alpha q_\alpha \mathbf{v}_\alpha \quad (2.13)$$

em que  $n_\alpha$  é a densidade de partículas de tipo  $\alpha$ . Portanto, as componentes  $j_x$ ,  $j_y$  e  $j_z$  são:

$$\frac{4\pi i}{\omega} j_x = -\frac{1}{2} \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \left[ E_x \left( \frac{\omega}{\omega - \omega_{c\alpha}} + \frac{\omega}{\omega + \omega_{c\alpha}} \right) + iE_y \left( \frac{\omega}{\omega - \omega_{c\alpha}} - \frac{\omega}{\omega + \omega_{c\alpha}} \right) \right] \quad (2.14)$$

$$\frac{4\pi i}{\omega} j_y = -\frac{1}{2} \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \left[ iE_x \left( \frac{\omega}{\omega + \omega_{c\alpha}} - \frac{\omega}{\omega - \omega_{c\alpha}} \right) + E_y \left( \frac{\omega}{\omega - \omega_{c\alpha}} + \frac{\omega}{\omega + \omega_{c\alpha}} \right) \right] \quad (2.15)$$

$$\frac{4\pi i}{\omega} j_z = -\sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} E_z \quad (2.16)$$

em que  $\omega_{p\alpha} = \left(4\pi n_\alpha q_\alpha^2 / m_\alpha\right)^{1/2}$  é a frequência de plasma. Nas equações (2.14) e (2.15), as seguintes identidades foram utilizadas:

$$\frac{1}{1 - (\omega_{c\alpha}/\omega)^2} = \frac{1}{2} \left( \frac{\omega}{\omega + \omega_{c\alpha}} + \frac{\omega}{\omega - \omega_{c\alpha}} \right)$$

$$\pm \frac{(\omega_{c\alpha}/\omega)}{1 - (\omega_{c\alpha}/\omega)^2} = \frac{1}{2} \left( \frac{\omega}{\omega \mp \omega_{c\alpha}} - \frac{\omega}{\omega \pm \omega_{c\alpha}} \right)$$

Fazendo-se:

$$\xi = \mathbf{E} + i \frac{4\pi}{\omega} \mathbf{j} = \vec{\epsilon} \cdot \mathbf{E} \quad (2.17)$$

então:

$$\xi_x = E_x + i \frac{4\pi}{\omega} j_x = E_x - \frac{1}{2} \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \left[ E_x \left( \frac{\omega}{\omega - \omega_{c\alpha}} + \frac{\omega}{\omega + \omega_{c\alpha}} \right) + i E_y \left( \frac{\omega}{\omega - \omega_{c\alpha}} - \frac{\omega}{\omega + \omega_{c\alpha}} \right) \right] \quad (2.18)$$

$$\xi_y = E_y + i \frac{4\pi}{\omega} j_y = E_y - \frac{1}{2} \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \left[ i E_x \left( \frac{\omega}{\omega + \omega_{c\alpha}} - \frac{\omega}{\omega - \omega_{c\alpha}} \right) + E_y \left( \frac{\omega}{\omega - \omega_{c\alpha}} + \frac{\omega}{\omega + \omega_{c\alpha}} \right) \right] \quad (2.19)$$

$$\xi_z = E_z + i \frac{4\pi}{\omega} j_z = E_z - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} E_z \quad (2.20)$$

Para simplificar as expressões, definem-se as seguintes quantidades:

$$R \equiv 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega + \omega_{c\alpha}} \right)$$

$$L \equiv 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega - \omega_{c\alpha}} \right)$$

$$S \equiv \frac{1}{2} (R + L) \quad (2.21)$$

$$M \equiv \frac{1}{2} (R - L)$$

$$P \equiv 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2}$$

tal que:

$$\xi_x = S E_x - i M E_y$$

$$\xi_y = i M E_x + S E_y \quad (2.22)$$

$$\xi_z = P E_z$$

Na forma matricial, as componentes de  $\xi$  podem ser representadas como:

$$\begin{pmatrix} \xi_x \\ \xi_y \\ \xi_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S & -iM & 0 \\ iM & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

Comparando-se as equações (2.23) e (2.17), conclui-se que o tensor dielétrico  $\vec{\epsilon}$  para a aproximação de plasma frio é igual a:

$$\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} S & -iM & 0 \\ iM & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

A relação de dispersão é obtida a partir de (2.11). Utilizando-se identidades vetoriais adequadas, o tensor  $\vec{D}$  definido em (2.11) pode ser reescrito como  $\vec{D} = \vec{n}\vec{n} - n^2\vec{I} + \vec{\epsilon}$ .

Para um índice de refração  $\mathbf{n}$  cujas componentes sejam dadas por:

$$\begin{aligned} n_x &= n_{\perp} = n \sin \theta \\ n_y &= 0 \\ n_z &= n_{\parallel} = n \cos \theta \end{aligned} \quad (2.25)$$

a equação (2.11) leva a:

$$\vec{D} \cdot \mathbf{E} = \begin{pmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iM & n^2 \sin \theta \cos \theta \\ iM & S - n^2 & 0 \\ n^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (2.26)$$

em que  $\theta$  é o ângulo entre  $\mathbf{k}$  e o campo de equilíbrio  $\mathbf{B}_0$ , que neste caso é o campo magnético toroidal, como mostra a figura 2.1.

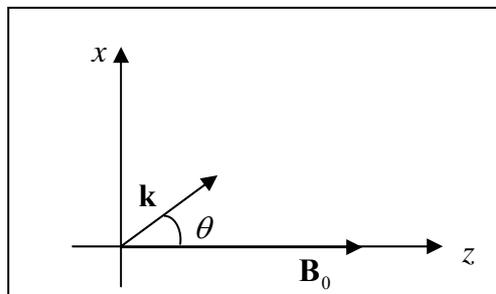


Figura 2.1 - Ângulo entre o vetor de onda e o campo magnético.

A condição para a existência de uma solução não trivial é que o determinante da matriz  $D$  seja nulo, o que fornece a relação de dispersão de plasma frio:

$$an^4 - bn^2 + c = 0 \quad (2.27)$$

cujos coeficientes são:

$$\begin{aligned} a &= S \operatorname{sen}^2 \theta + P \cos^2 \theta \\ b &= RL \operatorname{sen}^2 \theta + PS (1 + \cos^2 \theta) \\ c &= PRL \end{aligned} \quad (2.28)$$

A relação de dispersão pode, ainda, ser reescrita da seguinte forma:

$$\tan^2 \theta = - \frac{P(n^2 - R)(n^2 - L)}{(Sn^2 - RL)(n^2 - P)} \quad (2.29)$$

As equações (2.27) e (2.29) são equivalentes e descrevem as diferentes ondas que se propagam no plasma, considerando-se um plasma frio. De uma maneira geral, essas ondas são classificadas em:

- eletrostáticas ( $\mathbf{E}_1 \neq 0$  e  $\mathbf{B}_1 = 0$ ) ou eletromagnéticas ( $\mathbf{E}_1 \neq 0$  e  $\mathbf{B}_1 \neq 0$ ), em que o índice '1' refere-se aos campos das ondas;
- longitudinais ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{E}_1$ ) ou transversais ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{E}_1$ ), sendo a onda longitudinal necessariamente eletrostática.

Com relação ao ângulo de propagação  $\theta$ , os principais modos aparecem para:

-  $\theta = 0^\circ$ , as chamadas ondas paralelas ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}_0$ ) que podem ser classificadas de acordo com a polarização do campo elétrico: R (*right*) para polarização à direita ou L (*left*) para polarização à esquerda;

-  $\theta = 90^\circ$ , as chamadas ondas perpendiculares ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$ ). Neste caso, existem duas possibilidades para a direção do campo elétrico da onda. Se  $\mathbf{E}_1 \parallel \mathbf{B}_0$ , trata-se do modo ordinário, enquanto para o modo extraordinário  $\mathbf{E}_1 \perp \mathbf{B}_0$ .

Outro aspecto importante refere-se a duas condições extremas para o índice de refração: quando este se torna nulo ou tende ao infinito. Fazendo-se  $n = 0$  na relação de dispersão obtêm-se as chamadas frequências de corte, que definem posições onde há reflexão da onda. Analisando-se a equação (2.27), pode-se ver que as frequências de corte não dependem do ângulo  $\theta$  e são encontradas para  $P = 0$  ou  $R = 0$  ou  $L = 0$ .

Tomando-se  $n \rightarrow \infty$  na equação (2.29), obtêm-se as frequências de ressonância, para as quais ocorre absorção das ondas pelo plasma ou conversões de modo:

$$\tan^2 \theta = -\frac{P}{S} \quad (2.30)$$

Neste caso, diferentes frequências de ressonância são obtidas dependendo do ângulo de propagação das ondas.

### 2.2.2.(a) - Soluções para a relação de dispersão de plasma frio

Os principais modos que se propagam no plasma podem ser obtidos considerando-se um plasma formado apenas por íons e elétrons e desprezando-se termos proporcionais a  $m_e/m_i \ll 1$  (aproximação válida para ondas de alta frequência).

Quando  $\theta = 0^\circ$  na equação (2.29), as possíveis soluções são  $P = 0$ ,  $n^2 = R$ ,  $n^2 = L$ . A primeira solução,  $P = 0$ , fornece simplesmente oscilações de plasma que não se propagam, visto que sua velocidade de grupo, dada por  $d\omega/dk$ , é nula.

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 \quad (2.31)$$

Fazendo-se  $n^2 = n_{\parallel}^2 = R$  obtém-se como solução:

$$n_{\parallel}^2 = \frac{\omega^2 + \omega\omega_{ce} + \omega_{ce}\omega_{ci} - \omega_{pe}^2}{(\omega + \omega_{ce})(\omega + \omega_{ci})} \quad (2.32)$$

A polarização das componentes transversais do campo elétrico desta onda é obtida a partir do produto entre a segunda linha da matriz  $D$  e o campo elétrico (equação 2.26), que fornece (STIX, 1992):

$$i \frac{E_x}{E_y} = \frac{n^2 - S}{M} \quad (2.33)$$

Para  $n^2 = R$ , a equação (2.33) resulta em  $i(E_x/E_y) = 1$ , que representa uma onda eletromagnética polarizada circularmente à direita, cujo campo elétrico gira no mesmo sentido que o movimento de ciclotron dos elétrons.

Para  $n^2 = n_{\parallel}^2 = L$ , a relação de dispersão é:

$$n_{\parallel}^2 = \frac{\omega^2 - \omega\omega_{ce} + \omega_{ce}\omega_{ci} - \omega_{pe}^2}{(\omega - \omega_{ce})(\omega - \omega_{ci})} \quad (2.34)$$

que representa uma onda eletromagnética polarizada circularmente à esquerda,  $i(E_x/E_y) = -1$ , cujo campo elétrico gira em sentido oposto ao movimento de cíclotron dos elétrons.

Fazendo-se  $\theta = 90^\circ$  na equação (2.29), as soluções são  $n^2 = n_\perp^2 = P$ :

$$n_\perp^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (2.35)$$

que corresponde ao modo ordinário (a solução é a mesma quando se considera um plasma não magnetizado), e  $n^2 = n_\perp^2 = \frac{RL}{S}$ :

$$n_\perp^2 = \frac{(\omega^2 + \omega\omega_{ce} + \omega_{ce}\omega_{ci} - \omega_{pe}^2)(\omega^2 - \omega\omega_{ce} + \omega_{ce}\omega_{ci} - \omega_{pe}^2)}{(\omega^2 - \omega_{UH}^2)(\omega^2 - \omega_{LH}^2)} \quad (2.36)$$

que corresponde ao modo extraordinário, sendo:

$$\omega_{UH}^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2 \quad \text{frequência híbrida superior}$$

$$\frac{1}{\omega_{LH}^2} = \frac{1}{(\omega_{pi}^2 + \omega_{ci}^2)} + \frac{1}{|\omega_{ce}\omega_{ci}|} \quad \text{frequência híbrida inferior}$$

### 2.2.2.(b) - Frequências de ressonância

As frequências de ressonância são encontradas igualando-se o denominador a zero nas equações (2.32) e (2.34) a (2.36).

Analisando-se a equação (2.32) para a onda polarizada à direita, encontra-se como frequência de ressonância, para  $\omega$  positivo, a frequência de cíclotron dos elétrons  $\omega = |\omega_{ce}|$ , chamada ressonância de cíclotron eletrônica. Para a onda polarizada à esquerda, equação (2.34), a frequência de ressonância é  $\omega = \omega_{ci}$ , chamada ressonância de cíclotron iônica.

O modo ordinário, dado pela equação (2.35), não possui ressonância para  $\omega$  finito. Já o modo extraordinário, equação (2.36), possui duas ressonâncias, uma para  $\omega^2 = \omega_{UH}^2$  e  $\omega^2 = \omega_{LH}^2$ , são as chamadas ressonâncias híbridas.

Para altos valores de densidade,  $\omega_{pi}^2 \gg |\omega_{ce}\omega_{ci}|$ , o que leva a  $\omega_{LH}^2 \rightarrow |\omega_{ce}\omega_{ci}|$ . Sendo assim, a ressonância ocorre para uma frequência muito maior que a frequência de cíclotron dos íons, porém muito menor que a frequência de cíclotron dos elétrons:

$$\omega_{ci} \ll \omega_{LH} \ll |\omega_{ce}|$$

No limite de baixa densidade  $\omega_{pi}^2 \ll |\omega_{ce}\omega_{ci}|$ , logo  $\omega_{LH}^2 \rightarrow \omega_{pi}^2 + \omega_{ci}^2$ , que é uma forma da frequência híbrida superior para os íons.

### 2.2.3 - Relação de dispersão para plasma quente e magnetizado

Nas seções anteriores, os principais modos que se propagam em um plasma frio foram obtidos. Na aproximação de plasma frio, assume-se que as partículas não se movimentam para um estado não perturbado. Quando se considera um plasma quente e magnetizado deve-se levar em conta que as partículas se movimentam em torno das linhas de campo, percorrendo trajetórias helicoidais, mesmo na ausência de perturbações.

A diferença entre a relação de dispersão para a aproximação de plasma frio e para plasma quente encontra-se, basicamente, na forma do tensor dielétrico. Os elementos do tensor dielétrico de plasma quente, em sua forma geral, são dados por (GRANATA e FIDONE, 1991):

$$\begin{aligned} \epsilon_{ij} = & \delta_{ij} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \sum_{s=-\infty}^{\infty} s^2 \int d^3 p \frac{p_{\perp}}{\rho^2} \frac{\Pi_{is}^* \Pi_{js}}{(\gamma + y_s - k_{\parallel} p_{\parallel} / m\omega)} \hat{L} \left[ \frac{f}{(mc)^3} \right] \\ & + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \delta_{i3} \delta_{j3} \int d^3 p \frac{p_{\parallel}}{\gamma} \left( \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} - \frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} \right) \left[ \frac{f}{(mc)^3} \right] \end{aligned} \quad (2.37)$$

em que  $y_s = s|\omega_{ce}|/\omega$  e os operadores  $\Pi_{is}$  e  $\hat{L}$  são definidos como:

$$\Pi_{1s} = J_s(\rho); \quad \Pi_{2s} = -i\rho \frac{J'_s(\rho)}{s}; \quad \Pi_{3s} = \frac{n_{\perp} p_{\parallel}}{y_s mc} J_s(\rho); \quad \hat{L} = \left( 1 - \frac{k_{\parallel} v_{\parallel}}{\omega} \right) \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} + \frac{k_{\parallel} v_{\perp}}{\omega} \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}}$$

Na equação (2.37),  $m$  e  $\omega_{pe}$  são, respectivamente, a massa e a frequência de plasma dos elétrons,  $J_s(\rho)$  é a função de Bessel de ordem  $s$  que tem como argumento o raio de Larmor  $\rho = k_{\perp} p_{\perp} / m|\omega_{ce}|$ ;  $\mathbf{p}$  é o momento dos elétrons igual a  $\mathbf{p} = m\gamma\mathbf{v}$ , em que  $\mathbf{v}$  é a

velocidade dos elétrons e  $\gamma = (1 + p^2/m^2c^2)^{1/2}$  é o fator relativístico. A função distribuição está normalizada a  $(mc)^3$ .

O tensor dielétrico é uma quantidade complexa. Sendo assim, é possível escrevê-lo como a soma de uma parte hermitiana,  $\overline{\varepsilon}'$ , e outra anti-hermitiana,  $\overline{\varepsilon}''$ , tal que:

$$\vec{\varepsilon} = \overline{\varepsilon}' + i\overline{\varepsilon}''$$

em que  $\overline{\varepsilon}' = (\vec{\varepsilon} + \vec{\varepsilon}^{*T})/2$  e  $\overline{\varepsilon}'' = (\vec{\varepsilon} - \vec{\varepsilon}^{*T})/2i$ . Os símbolos  $(*)$  e  $(T)$  representam, respectivamente, o complexo conjugado e a matriz transposta.

A parte hermitiana do tensor dielétrico é:

$$\varepsilon'_{ij} = \delta_{ij} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \wp \int d^3p \frac{p_{\perp} \Pi_{is}^* \Pi_{js} \hat{L} \left[ f / (mc)^3 \right]}{(\gamma + y_s - k_{\parallel} p_{\parallel} / m\omega)} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \int d^3p \frac{p_{\parallel}}{\gamma} \left( \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} - \frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} \right) \left[ \frac{f}{(mc)^3} \right] \quad (2.38)$$

O símbolo  $\wp$  representa o valor principal da integral. Isto significa que os pontos onde há divergência do integrando (denominador nulo) não pertencem à parte hermitiana do tensor.

A parte anti-hermitiana do tensor dielétrico, explicitamente, é dada por:

$$\varepsilon''_{ij} = -\pi \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \sum_{s=1}^{\infty} s^2 \int d^3p \frac{p_{\perp} \Pi_{is}^* \Pi_{js}}{\rho^2} \delta \left( \gamma - y_s - \frac{k_{\parallel} p_{\parallel}}{m\omega} \right) \hat{L} \left[ \frac{f}{(mc)^3} \right] \quad (2.39)$$

Enquanto a parte hermitiana contém apenas o valor principal da integral que contém pólos em  $\gamma + y_s - k_{\parallel} p_{\parallel} / m\omega = 0$ , a parte anti-hermitiana corresponde ao resíduo desta mesma integral que, neste caso, representa as ressonâncias da onda. Portanto, as propriedades de absorção e amplificação das ondas estão contidas na parte anti-hermitiana do tensor dielétrico. Note-se que, na equação (2.39), são considerados apenas os valores positivos de  $s$  para que haja ressonância.

Considerando-se, novamente,  $\mathbf{n} = (n_{\perp}, 0, n_{\parallel})$ , a matriz  $D$ , obtida a partir da equação (2.11), será:

$$D = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} - n_{\parallel}^2 & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} + n_{\parallel} n_{\perp} \\ -\varepsilon_{12} & \varepsilon_{22} - n^2 & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{13} + n_{\parallel} n_{\perp} & -\varepsilon_{23} & \varepsilon_{33} - n_{\perp}^2 \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

Em (2.40) foram utilizadas as seguintes relações de simetria do tensor dielétrico:  $\varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21}$ ,  $\varepsilon_{13} = \varepsilon_{31}$  e  $\varepsilon_{23} = -\varepsilon_{32}$ .

Para a aproximação de pequeno raio de Larmor, o que equivale a dizer que o raio da órbita das partículas é pequeno se comparado ao comprimento de onda da perturbação, a relação de dispersão em sua forma aberta é:

$$\begin{aligned}
 D = & n_{\perp}^4 \left[ \varepsilon_{11} + \chi_{13} (2n_{\parallel} + \chi_{13}) + \chi_{33} (n_{\parallel}^2 - \varepsilon_{11}) \right] \\
 & + n_{\perp}^2 \left\{ (n_{\parallel}^2 - \varepsilon_{11}) \left[ \varepsilon_{330} + \varepsilon_{11} + 2n_{\parallel} \chi_{13} + \chi_{33} (n_{\parallel}^2 - \varepsilon_{11}) + \chi_{13}^2 - \chi_{23}^2 \right] \right. \\
 & \left. + 2\varepsilon_{12} \chi_{23} (n_{\parallel} + \chi_{13}) + \varepsilon_{12}^2 (\chi_{33} - 1) \right\} + \varepsilon_{330} \left[ \varepsilon_{12}^2 + (n_{\parallel}^2 - \varepsilon_{11})^2 \right] = 0
 \end{aligned} \tag{2.41}$$

Na equação (2.41), foram utilizadas as relações (ROSA, 1993):

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{11} &= \varepsilon_{22} \\
 \varepsilon_{13} &= n_{\perp} \chi_{13} \\
 \varepsilon_{23} &= n_{\perp} \chi_{23} \\
 \varepsilon_{33} &= \varepsilon_{330} + n_{\perp}^2 \chi_{33}
 \end{aligned} \tag{2.42}$$

Assim como foi feito para o caso de plasma frio, é possível encontrar os modos que se propagam nas direções paralela e perpendicular ao campo de equilíbrio. Para isso, basta fazer  $n_{\perp} = 0$  ou  $n_{\parallel} = 0$  na equação (2.41). As frequências de corte são encontradas fazendo-se  $n = 0$  nas soluções da relação de dispersão, enquanto as frequências de ressonância são obtidas a partir do argumento da função delta presente na expressão (2.39).

A existência das frequências de ressonância no plasma levou ao estudo e desenvolvimento de técnicas de aquecimento por ondas de radiofrequência, baseadas na absorção da energia das ondas que ocorre nas posições onde há ressonância. Em grande parte dos esquemas desenvolvidos para tokamaks as ondas são injetadas no plasma a partir da região externa, onde o campo magnético e a densidade são mais baixos. Porém, as regiões de interesse para o aquecimento localizam-se nas regiões mais centrais do plasma, onde a densidade de partículas é maior. Portanto, é necessário saber se as ondas realmente atingirão as posições desejadas ou se sofrerão reflexão em alguma posição intermediária, ou seja, entre a borda do plasma e a região de interesse.

Para isso, deve-se conhecer as condições de acessibilidade para cada tipo de onda analisando-se suas propriedades de propagação. A propagação das ondas pode ser descrita utilizando-se a aproximação de plasma frio, enquanto os efeitos térmicos são importantes

quando se considera a absorção das ondas pelo plasma. Neste trabalho, utilizam-se a onda híbrida inferior e a onda de cíclotron eletrônica, as quais serão analisadas a seguir.

#### 2.2.4 - Onda híbrida inferior

O tensor dielétrico para a aproximação de plasma frio é dado pela equação (2.24). Para um plasma homogêneo, completamente ionizado e formado apenas por íons e elétrons, os termos  $S$ ,  $M$  e  $P$  podem ser escritos de forma aproximada como:

$$\begin{aligned} S &= 1 + \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \right)^2 - \left( \frac{\omega_{pi}}{\omega} \right)^2 \\ M &= -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega |\omega_{ce}|} \\ P &= 1 - \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 - \left( \frac{\omega_{pi}}{\omega} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.43)$$

considerando-se frequências no intervalo  $\omega_{ci} \ll \omega \ll |\omega_{ce}|$ , como ocorre para a onda híbrida inferior.

A relação de dispersão para um plasma frio, escrita sob a forma de uma equação quadrática para  $n_{\perp}$ , é:

$$an_{\perp}^4 - bn_{\perp}^2 + c = 0 \quad (2.44)$$

em que os coeficientes são iguais a:

$$\begin{aligned} a &= S \\ b &= (P + S)(S - n_{\parallel}^2) - M^2 \\ c &= P \left[ (n_{\parallel}^2 - S)^2 - M^2 \right] \end{aligned} \quad (2.45)$$

A raiz da equação (2.44) é:

$$n_{\perp}^2 = \frac{\left[ b \pm (b^2 - 4ac)^{1/2} \right]}{2a} \quad (2.46)$$

Há, portanto, duas soluções. A primeira é obtida para o sinal positivo na equação (2.46), o chamado ramo lento, isto é, com menor velocidade de fase. A segunda é obtida para o sinal negativo, o chamado ramo rápido, com maior velocidade de fase.

A onda híbrida inferior (LH) corresponde ao ramo lento. É uma onda eletrostática ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}$ ) que carrega momento na direção paralela e que possui uma frequência de ressonância dada por:

$$\omega_{LH} = \frac{\omega_{pi}\omega_{ce}}{(\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2)^{1/2}} \quad (2.47)$$

obtida para  $n_{\perp} \rightarrow \infty$  ( $a = 0$ ) na equação (2.46).

Para que a onda se propague em determinada região, é necessário que  $n_{\perp}^2 > 0$ . Caso contrário,  $n_{\perp}$  será uma quantidade complexa e a onda será evanescente.

Como pode ser visto na equação (2.46), existe uma posição no plasma em que os ramos lento e rápido possuem o mesmo índice de refração perpendicular, ou seja, quando  $(b^2 - 4ac) = 0$  os dois modos se sobrepõem e pode haver conversão de modo entre as ondas. Portanto, uma condição que deve ser satisfeita é  $(b^2 - 4ac) > 0$ , a qual garante que não haverá conversão de modo entre o ponto de injeção da onda no plasma e a região onde esta será absorvida.

Considerando-se as regiões mais internas do plasma, onde a densidade é alta, pode-se assumir que a frequência da onda é muito menor que a frequência de plasma. Nesta situação, a seguinte aproximação é válida:  $|P| \gg S$ . Assim, a condição de acessibilidade, definida pela interseção entre os ramos rápido e lento da onda, é dada por (DUMONT, 2000):

$$n_{\parallel} > n_{acc} = \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} + \left( 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \quad (2.48)$$

e determina que  $n_{\parallel}^2 > 1$ . A figura 2.2 mostra o que ocorre para os modos rápido e lento quando (a)  $n_{\parallel} < n_{acc}$ , (b)  $n_{\parallel} = n_{acc}$  e (c)  $n_{\parallel} > n_{acc}$ .

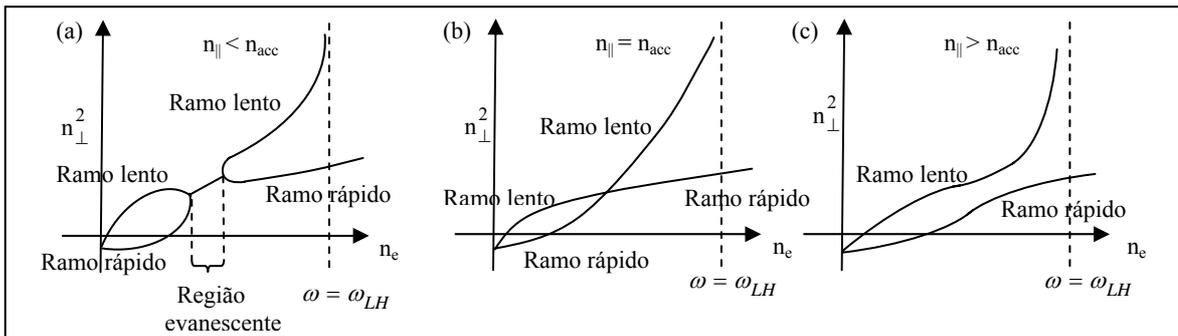


Figura 2.2 - Acessibilidade para os modos lento e rápido: (a)  $n_{\parallel} < n_{acc}$ , (b)  $n_{\parallel} = n_{acc}$  e (c)  $n_{\parallel} > n_{acc}$ .

Na região próxima à borda do plasma a densidade é baixa e a aproximação feita anteriormente ( $\omega \ll \omega_{pe}$ ) não é mais válida. Agora, para pequenos valores de densidade, assumem-se as aproximações  $S \approx 1$  (sendo que  $S = 1$  para densidade nula e  $S = 0$  na ressonância) e  $M \ll 1$ . A relação de dispersão (2.44) é reescrita como:

$$\left[ n_{\perp}^2 - P(1 - n_{\parallel}^2) \right] \left[ n_{\perp}^2 - (1 - n_{\parallel}^2) \right] = 0 \quad (2.49)$$

Novamente, duas soluções são possíveis. A solução mais interessante é:

$$n_{\perp}^2 = P(1 - n_{\parallel}^2) \quad (2.50)$$

Para densidade nula, ou seja, onde não há plasma, a onda é evanescente, pois, como  $P = 1$  e  $n_{\parallel}^2 > 1$ , a equação (2.50) fornece  $n_{\perp}^2 < 0$ . Com o aumento da densidade,  $|P|$  também aumenta e a onda pode se propagar. Sendo assim, existe uma região evanescente para  $0 \leq P < 1$ . Apenas se essa região for estreita parte da energia da onda pode atravessá-la por efeito de tunelamento, atingindo regiões onde a onda se propaga normalmente. Na presença do plasma e para as frequências de interesse, essa região é de fato muito estreita, pois  $P = 0$  ocorre para um valor extremamente baixo de densidade (STIX, 1992).

A propagação da onda fica sujeita, ainda, à restrição na componente radial do vetor de onda,  $k_r > 0$ , o que na aproximação eletrostática fornece (DUMONT, 2000):

$$n_{\parallel-} < n_{\parallel} < n_{\parallel+}, \text{ em que } n_{\pm} = \frac{n_{\parallel 0}}{\left[ 1 \mp \left( \frac{x}{R_0 q} \right) \left( \frac{-P}{S} \right)^{1/2} \right]} \quad (2.51)$$

Na equação (2.51),  $n_{\parallel\pm}$  são conhecidos como *lower* e *upper caustic*, respectivamente, e  $n_{\parallel 0}$  é o índice de refração de injeção paralelo.  $R_0$  é o raio maior e  $q$  é o fator de segurança.

Para se entender os processos de absorção das ondas pelo plasma é preciso levar em conta os efeitos térmicos. O mecanismo básico de absorção da energia da onda híbrida inferior pelo plasma é o amortecimento de Landau pelos elétrons, fenômeno que só aparece quando se considera um plasma quente com distribuição de velocidades de extensão finita.

Considere-se uma função distribuição Maxwelliana. A onda híbrida é uma onda eletrostática que carrega momento na direção paralela. As partículas que interagem com a onda, cuja velocidade de fase é  $v_f = \omega/k$ , devem obedecer à relação de ressonância de Cherenkov:

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = 0 \quad (2.52)$$

Os limites do intervalo de velocidades ressonantes são definidos pelos valores do índice de refração paralelo  $n_{\parallel}$ . O limite superior é determinado pelo valor mínimo de  $n_{\parallel}$  que, por sua vez, é obtido pela condição de acessibilidade. O limite inferior é dado pelo valor máximo de  $n_{\parallel}$ , dado por (DUMONT, 2000):

$$n_{\parallel} < \frac{n_L}{\sqrt{T_e}}, \quad n_L \sim 6-7 \quad (2.53)$$

Esta imposição é necessária, uma vez que a velocidade de fase da onda é inversamente proporcional a  $n_{\parallel}$ . Quanto maior  $n_{\parallel}$ , menor será  $\omega/k_{\parallel}$  e menor será a temperatura das partículas na região onde o amortecimento de Landau ocorrerá. Assim, é preciso estabelecer um limite máximo para  $n_{\parallel}$ , de forma a evitar que a absorção da onda ocorra para baixas temperaturas, ou seja, muito próximo à borda.

O amortecimento de Landau ocorre para elétrons num intervalo de velocidades próximas à velocidade de fase da onda, como mostra a figura 2.3. A absorção da onda ocorre quando o número de partículas com velocidade menor que  $v_f$  é maior que o número de partículas cuja velocidade é superior  $v_f$ . Pode-se dizer, então, que o amortecimento é proporcional à inclinação da função distribuição.

O resultado da absorção da onda por certo número de partículas é a formação de uma cauda na função distribuição de velocidades na direção paralela. A forma da cauda e a razão de aquecimento dependem do balanço entre os processos de absorção da energia e transferência de energia para o corpo da função distribuição através das colisões.

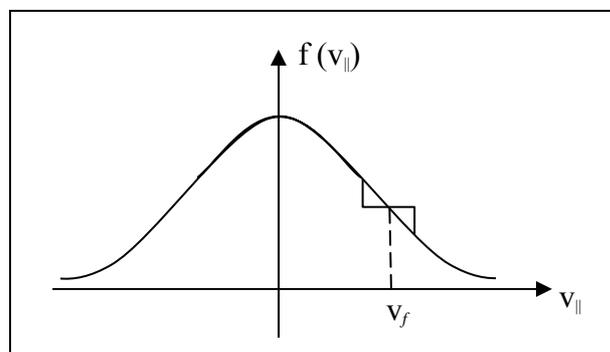


Figura 2.3 - Efeito do amortecimento de Landau sobre a função distribuição dos elétrons.

Como o amortecimento de Landau é mais fraco para a onda híbrida inferior, para que a mesma seja completamente absorvida são necessárias muitas idas e vindas (*multi pass*) através do plasma, exceto para valores muito altos de temperatura dos elétrons ( $T_e$ ) ou de  $n_{\parallel 0}$  ( $T_e^2 n_{\parallel 0} > 50$  aproximadamente) (DUMONT, 2000).

### 2.2.5 - Onda de ciclotron eletrônica

Para ondas de alta frequência ( $\omega \sim |\omega_{ce}|$ ), o movimento dos íons pode ser desconsiderado. Como no caso da onda híbrida inferior, a propagação deste tipo de onda é bem descrita pela aproximação de plasma frio. Os elementos do tensor dielétrico, neste caso, são dados por:

$$\begin{aligned} S &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \\ M &= \frac{\omega_{pe}^2 |\omega_{ce}|}{\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \\ P &= 1 - \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.54)$$

Para um plasma homogêneo, as soluções da relação de dispersão (2.29) para  $\theta = \pi/2$ , utilizando-se os termos de (2.54), são as chamadas ondas de ciclotron eletrônicas. A primeira solução corresponde ao modo ordinário ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}_0$ ) dado pela equação (2.35). Para este modo, existe um corte em  $\omega^2 = \omega_{pe}^2$  e não há ressonância. A segunda solução é:

$$n_{\perp}^2 = \frac{(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 - (\omega \omega_{ce})^2}{\omega^2 (\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ce}^2)} \quad (2.55)$$

Esta onda corresponde ao modo extraordinário ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$ ). Para este modo, existe uma ressonância em  $\omega^2 = \omega_{UH}^2$  e um corte em:

$$(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 = \omega^2 \omega_{ce}^2 \quad (2.56)$$

cujas soluções para  $\omega$  positivo são:

$$\omega_R = \frac{|\omega_{ce}|}{2} + \left[ \left( \frac{\omega_{ce}}{2} \right)^2 + \omega_{pe}^2 \right]^{1/2} \quad (\text{right-hand}) \quad (2.57)$$

$$\omega_L = -\frac{|\omega_{ce}|}{2} + \left[ \left( \frac{\omega_{ce}}{2} \right)^2 + \omega_{pe}^2 \right]^{1/2} \quad (\text{left-hand}) \quad (2.58)$$

Assim, a onda extraordinária não se propaga se  $\omega_R < \omega < \omega_{UH}$  ou  $\omega > \omega_L$ . As condições de acessibilidade da onda de cíclotron eletrônica são analisadas através do diagrama de Clemmow-Mullally-Allis (CMA), mostrado na figura 2.4.

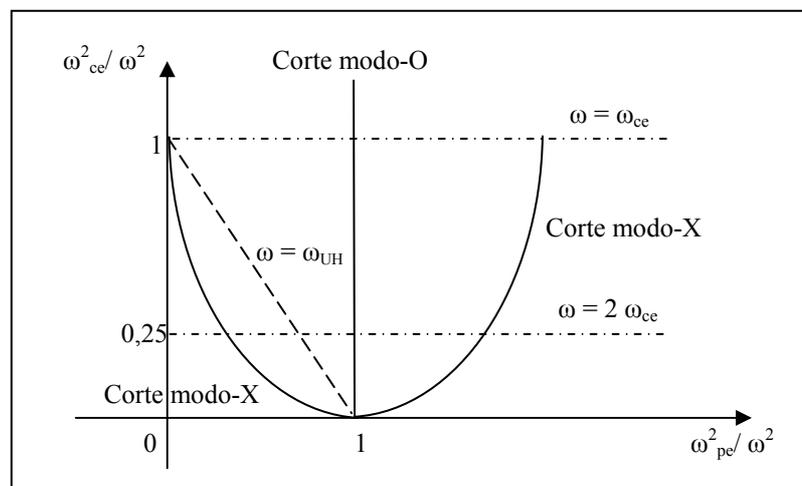


Figura 2.4 - Diagrama CMA mostrando as condições de acessibilidade para os modos ordinário (modo-O) e extraordinário (modo-X).

Os casos analisados até aqui são válidos para plasmas frios. Porém, quando se consideram os efeitos térmicos, novas ressonâncias aparecem em  $\omega = s|\omega_{ce}|$ , tanto para o modo ordinário como para o modo extraordinário. Isso pode ser visto na expressão do tensor dielétrico de plasma quente, dada por (2.39). A relação de ressonância que deve ser satisfeita pelos elétrons é:

$$\gamma - y_s - \frac{k_{\parallel} p_{\parallel}}{m\omega} = 0 \quad (2.59)$$

Utilizando-se as definições  $n_{\parallel} = ck_{\parallel}/\omega$  e  $\mathbf{v} = \mathbf{p}/mc$ , obtém-se a expressão:

$$n_{\parallel} v_{\parallel} - \gamma + y_s = 0 \quad (2.60)$$

A relação (2.60) define uma elipse de ressonância no espaço de velocidades, dada pela equação:

$$\frac{v_{\perp}^2}{a^2} + \frac{(v_{\parallel} - v_{\parallel 0})^2}{b^2} = 1 \quad (2.61)$$

$$\text{com } a^2 = \frac{y_s^2 - 1 + n_{\parallel}^2}{1 - n_{\parallel}^2}; \quad b^2 = \frac{y_s^2 - 1 + n_{\parallel}^2}{(1 - n_{\parallel}^2)^2} \quad \text{e } v_{\parallel 0} = \frac{yn_{\parallel}}{(1 - n_{\parallel}^2)}.$$

Reescrevendo-se a equação (2.59) na forma:

$$\omega = s|\omega_{ce}^*| + k_{\parallel}v_{\parallel} \quad (2.62)$$

com  $\omega_{ce}^* = (q_e B_0 / m_e \gamma c)$ , verifica-se que há um deslocamento na frequência que é ‘vista’ pelo elétron. O deslocamento da frequência ocorre devido ao efeito Doppler, representado pelo termo  $k_{\parallel}v_{\parallel}$  em (2.62). Outro aspecto importante é a existência de um intervalo de frequências ressonantes. Este alargamento deve-se a dois fatores: o primeiro, representado pelo termo  $s|\omega_{ce}^*|$ , corresponde aos efeitos relativísticos sobre a massa do elétron e a largura do intervalo de frequências é dada por  $\Delta\omega \approx s\omega_{ce}^*(v_t/c)^2$ . O segundo fator é o efeito Doppler, cuja contribuição para o alargamento é  $\Delta\omega \approx s\omega_{ce}^*(v_t/c)|n_{\parallel}|$ . Nestas expressões,  $v_t$  é a velocidade térmica dos elétrons. O efeito relativístico prevalece para os casos em que a onda se propaga quase perpendicularmente ao campo, pois  $k_{\parallel} \rightarrow 0$ . Já o efeito Doppler prevalece para propagação oblíqua da onda (BORNATICI et al., 1983).

### 2.2.6 - Geração de corrente não-indutiva por ondas de radiofrequência

Em máquinas do tipo tokamak, um dos campos magnéticos responsáveis pelo confinamento do plasma é o campo poloidal,  $\mathbf{B}_{\theta}$ , gerado pela corrente de plasma que circula na direção toroidal. A corrente de plasma, por sua vez, é gerada de maneira indutiva e em regime pulsado, o que pode, a longo prazo, causar desgastes nos materiais e aparelhos utilizados para gerar esta corrente. Além disso, para que se tenha uma máquina operando continuamente, é necessário encontrar uma maneira de gerar corrente de forma contínua e não-indutiva.

Uma das soluções encontradas para este problema consiste no uso das ondas de radiofrequência que, além de aquecimento, também podem ser utilizadas para a geração de corrente de plasma não-indutiva, como foi mostrado em trabalhos teóricos desenvolvidos nas décadas de 1970 e 1980 (FISCH, 1978; FISCH e BOOZER, 1980; KARNEY e FISCH, 1986). Neste caso, a principal quantidade a ser considerada e que deve ser maximizada é a

eficiência na geração de corrente, dada pela razão entre a corrente gerada e a potência injetada no plasma.

Para gerar corrente não-indutiva, deve-se produzir algum tipo de assimetria na direção toroidal. A onda híbrida inferior, que carrega momento na direção paralela, produz uma assimetria na função distribuição quando é absorvida pelos elétrons através do amortecimento de Landau, como mostra a figura 2.3. Assim, são aquecidos apenas aqueles elétrons que se movimentam em uma direção preferencial em torno do torus, o que resulta no aparecimento de uma corrente líquida no plasma.

Os elétrons acelerados geram uma densidade de corrente dada por  $\Delta j = q\Delta v_{\parallel}$  e a variação na energia é  $\Delta E = mv_{\parallel}\Delta v_{\parallel}$ . Para que essa energia seja mantida é preciso que os elétrons sejam acelerados em intervalos de tempo iguais a  $1/\nu$ , em que  $\nu$  é a frequência de colisões. Assim, a potência necessária para manter a corrente durante este período é  $P = \nu\Delta E$ . A eficiência na geração de corrente (assumindo-se que a única corrente é a corrente gerada  $J = \Delta j$ ) pode ser estimada em (FISCH, 1987):

$$\frac{J}{P} = \frac{q}{mv_{\parallel}\nu} \quad (2.63)$$

A frequência de colisões coulombianas é proporcional a  $\nu^{-3}$ , logo, duas situações são possíveis:

(a) se  $v_{\perp} \gg v_{\parallel}$ , então  $\nu \approx \nu_{\perp}$  e  $\frac{J}{P} \sim \nu_{\perp}^{-1}$ . Esta condição é favorável para baixas velocidades na direção paralela;

(b) se  $v_{\perp} \ll v_{\parallel}$ , então  $\nu \approx \nu_{\parallel}$  e  $\frac{J}{P} \sim \nu_{\parallel}^2$ , condição que favorece regimes de altas velocidades na direção paralela, alcançada através do uso da onda híbrida inferior.

A onda de ciclotron eletrônica transporta energia na direção perpendicular ao campo magnético. Sendo assim, diferentemente do que ocorre com a onda híbrida inferior, é a componente perpendicular da velocidade das partículas ressonantes que aumenta. Entretanto, esta onda também gera corrente não-indutiva quando se aquecem apenas os elétrons que se movimentam em uma dada direção toroidal. O aquecimento dos elétrons faz com que sua frequência de colisão diminua. Dessa forma, os elétrons que foram preferencialmente aquecidos colidem menos com os íons do que aqueles elétrons que circulam em direção

oposta e carregam energia por mais tempo. O resultado é uma corrente líquida, com elétrons se movendo para um lado e íons para o outro (FISCH, 1987).

A geração de corrente não-indutiva pelas ondas híbrida inferior e de cíclotron eletrônica foi tema de trabalhos experimentais. Por exemplo, no tokamak Tore Supra foram realizados diversos experimentos utilizando-se a onda LH para geração de corrente, considerando-se diferentes valores da densidade de elétrons. Para potência igual a 4MW e densidade de aproximadamente  $4,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , obteve-se uma corrente gerada em torno de 850kA (MOREAU, 1992). Em experimentos realizados na década de 1990 no tokamak T-10, obtiveram-se valores de corrente não-indutiva gerada pelo primeiro harmônico da onda EC muito próximos aos calculados pelo código TORAY (DNESTROVSKIJ, 2001), como mostra a figura 2.5.

No tokamak DIII-D, utilizando-se a onda EC com uma frequência de 60 GHz e potência de 1MW, obteve-se uma corrente da ordem de 100kA (JAMES et al., 1992). Outro experimento realizado neste tokamak mostrou que os valores da eficiência na geração de corrente pela onda EC, medidos em diversas posições do plasma, concordam com os valores previstos teoricamente no centro do plasma e excedem a previsão teórica em posições mais próximas à borda (LUCE, 1999). A geração de corrente pela onda de cíclotron eletrônica também foi analisada para o tokamak JT-60U (SUZUKI et al., 2004). Os resultados mostraram que a corrente gerada ( $\sim 0,74\text{MA}$ ) é espacialmente localizada e que a eficiência na geração de corrente aumenta com a temperatura dos elétrons  $T_e$ . Além disso, para um valor fixo de temperatura, a eficiência medida aumenta com a densidade  $n_e$ .

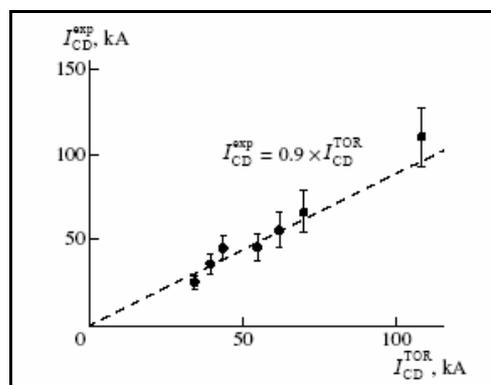


Figura 2.5 - Comparação entre a corrente medida e o valor calculado pelo código TORAY (DNESTROVSKIJ, 2001).

Uma outra aplicação da geração de corrente não-indutiva pela onda de cíclotron eletrônica é a possibilidade de controlar a estabilidade do plasma através do perfil da densidade de corrente gerada. O controle sobre o perfil da densidade de corrente beneficia a estabilidade de modos MHD que poderiam causar a destruição do plasma, como os *tearing modes* (PRATER, 2004). Porém, este aspecto não será considerado neste trabalho.

A corrente gerada pode ser maior se forem utilizadas as ondas híbrida inferior e de cíclotron eletrônica juntas. Isso ocorre porque a onda híbrida forma uma cauda de elétrons rápidos na função distribuição – chamados elétrons supertérmicos – aumentando a população de elétrons que poderão interagir com a onda de cíclotron. Este efeito é conhecido como sinergia e pode ser representado pela desigualdade  $I_{LH+EC} > I_{LH} + I_{EC}$ , em que o lado esquerdo corresponde à corrente gerada pela ação conjunta das ondas e o lado direito corresponde à soma das correntes geradas individualmente (DUMONT e GIRUZZI, 2004).

Experimentalmente, já foram obtidos resultados que comprovam a existência de sinergia entre as ondas, como no caso do tokamak Tore Supra, no qual se observou um aumento significativo na corrente gerada (fator de ordem  $\sim 4$ ) combinando-se as ondas LH e EC, sob um estado de plasma estacionário (densidade constante e ausência de campos elétricos). Estes resultados encontram-se na figura 2.6, que mostra a corrente gerada pela onda EC na presença da onda LH ( $\Delta I$ ) e os valores calculados para a onda EC atuando sozinha ( $I_{EC}$ ), em função da posição  $\rho_{EC}$  onde é gerada a corrente, cujo controle foi feito modificando-se o ângulo de injeção da onda (GIRUZZI et al., 2004).

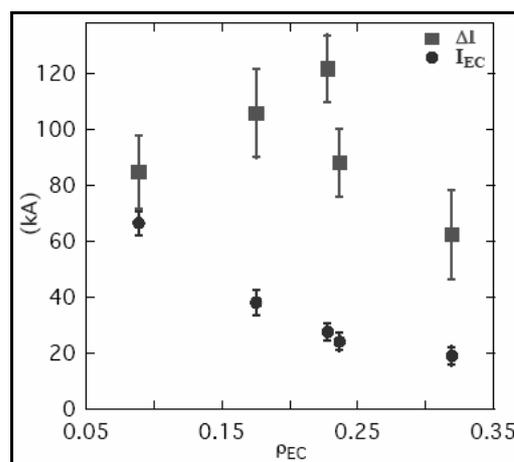


Figura 2.6 - Corrente medida para as ondas LH e EC juntas ( $\Delta I$ ) e EC sozinha ( $I_{EC}$ ) (GIRUZZI et al., 2004).

### 2.3 - Teoria quase-linear e equação de Fokker-Planck

A evolução temporal da função distribuição é estudada por meio de uma equação cinética, que pode assumir diferentes formas de acordo com as circunstâncias consideradas, e das equações de Maxwell (equações 2.2 a (2.5)). Na ausência de colisões entre as partículas, a equação cinética que governa o comportamento de  $f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ , escrita em função do momento, é:

$$\frac{\partial f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m_\alpha \gamma} \cdot \frac{\partial f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{x}} + q_\alpha \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{B}}{m_\alpha \gamma c} \right) \cdot \frac{\partial f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{p}} = 0 \quad (2.64)$$

conhecida como equação de Vlasov, na qual os campos elétricos e magnéticos macroscópicos são calculados a partir das densidades de carga ( $\rho$ ) e de corrente ( $\mathbf{j}$ ), dadas por:

$$\rho = \sum_\alpha \bar{n}_\alpha q_\alpha \int f_\alpha d\mathbf{p} \quad (2.65)$$

$$\mathbf{j} = \sum_\alpha \bar{n}_\alpha \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \int \mathbf{p} f_\alpha d\mathbf{p} \quad (2.66)$$

A equação de Vlasov é, portanto, uma equação não-linear para a função distribuição, visto que as cargas (2.65) e correntes (2.66) que geram, respectivamente, os campos elétrico e magnético utilizados nas equações de Maxwell, são obtidos a partir de  $f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ , o que torna sua solução exata bastante complicada. Entretanto, é possível obter-se uma solução aproximada para o problema através da teoria quase-linear.

Na aproximação quase-linear, escreve-se a função distribuição como:

$$f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = f_{\alpha 0}(\mathbf{p}, t) + f_{\alpha 1}(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) \quad (2.67)$$

em que  $f_{\alpha 0}$  é a distribuição de fundo, de forma que a média de  $f_\alpha$  tomada espacialmente (outros tipos de média poderiam ser feitos) é igual à função distribuição de fundo independente da posição:

$$\langle f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) \rangle = \int f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d^3x = f_{\alpha 0}(\mathbf{p}, t) \quad (2.68)$$

e  $f_{\alpha 1}$  é uma perturbação, que aqui representa a interação das ondas com as partículas, tal que  $\langle f_{\alpha 1} \rangle = 0$ . O termo  $f_{\alpha 0}$  depende do tempo, ao contrário do que ocorre na teoria linear, e sua variação ocorre de forma lenta, ou seja, em uma escala de tempo muito menor que a escala de evolução da perturbação. Neste caso, considera-se o efeito da perturbação sobre o estado de

equilíbrio  $f_{\alpha 0}$  em tempos longos se comparados ao tempo de colisão das partículas e faz-se a hipótese de que as taxas de crescimento ou amortecimento da perturbação são pequenas.

Utilizando-se (2.67) em (2.64) e tomando-se a média espacial desta equação, obtém-se uma equação para a evolução temporal de  $f_{\alpha 0}$ , dada por:

$$\frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial t} = -q_{\alpha} \left\langle \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{B}}{m_{\alpha} \gamma c} \right) \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{p}} \right\rangle \quad (2.69)$$

Assim como a função distribuição, os campos também são escritos em termos de um campo de equilíbrio mais uma perturbação. Entretanto, neste trabalho, considera-se que o único campo elétrico presente é o das ondas, portanto:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{x}, t) \quad (2.70)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1(\mathbf{x}, t) \quad (2.71)$$

sendo que  $\langle \mathbf{E}_1 \rangle = \langle \mathbf{B}_1 \rangle = 0$ .

Substituindo-se as equações (2.70) e (2.71) na equação (2.69), obtém-se:

$$\frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial t} = -q_{\alpha} \left\langle \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{B}_0}{m_{\alpha} \gamma c} \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \mathbf{p}} \right\rangle - q_{\alpha} \left\langle \left( \mathbf{E}_1 + \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{B}_1}{m_{\alpha} \gamma c} \right) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial \mathbf{p}} \right\rangle \quad (2.72)$$

A substituição das equações (2.67), (2.70), (2.71) e (2.72) na equação (2.64), leva às equações linearizadas de Vlasov para a função distribuição perturbada  $f_{\alpha 1}$  e para os campos perturbados  $\mathbf{E}_1$  e  $\mathbf{B}_1$ , sendo que estas últimas serão omitidas. Sob a hipótese de que as perturbações  $f_{\alpha 1}$ ,  $\mathbf{E}_1$  e  $\mathbf{B}_1$  são pequenas, os termos que representam interações entre as quantidades perturbadas podem ser desprezados, como é feito na teoria linear. Assim, a equação para  $f_{\alpha 1}$  será escrita como:

$$\frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m_{\alpha} \gamma} \cdot \frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial \mathbf{x}} + q_{\alpha} \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{B}_0}{m_{\alpha} \gamma c} \cdot \frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial \mathbf{p}} = -q_{\alpha} \left( \mathbf{E}_1 + \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{B}_1}{m_{\alpha} \gamma c} \right) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \mathbf{p}} \quad (2.73)$$

A partir de (2.73) é possível obter-se uma expressão para  $f_{\alpha 1}$  em função de  $f_{\alpha 0}$ . Fazendo-se a hipótese de oscilações de grande frequência e, conseqüentemente, pequenos comprimentos de onda, escreve-se o campo elétrico da onda através da aproximação eikonal, considerando-se um pacote que se propaga na direção  $x$  com certa largura no plano  $y-z$ . Assim (ROSA, 1993):

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_0(\mathbf{k}_0, \mathbf{x}, t) e^{i[(\int \mathbf{k} \cdot d\mathbf{x}) - \omega t]} dk_{0y} dk_{0z} + c.c \quad (2.74)$$

Em (2.74),  $\mathbf{k} = \mathbf{k}(\mathbf{k}_0, \mathbf{x}, t)$  representa o vetor de onda local e  $\mathbf{k}_0$  é o vetor de onda na borda do plasma, escrito como  $\mathbf{k}_0 = k_{0x}\hat{\mathbf{x}} + k_{0y}\hat{\mathbf{y}} + k_{0z}\hat{\mathbf{z}}$ . O termo *c.c* representa o complexo conjugado.

Os campos elétrico e magnético relacionam-se através da equação (2.4). A amplitude de Fourier de  $f_1$ ,  $\tilde{f}_1$ , será dada por (o índice  $\alpha$  foi omitido para simplificar a notação):

$$\tilde{f}_1 = iq \sum_{s, n=-\infty}^{+\infty} \frac{J_n(\rho) e^{i\phi(n-s)}}{\omega + \frac{s\omega_c}{\gamma} - k_{\parallel}v_{\parallel}} \left\{ \mathbf{E}_{0\perp} \cdot \bar{\Pi}_{s\perp} \hat{L} + \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} E_{0\parallel} \Pi_{s\parallel} \tilde{L}_s \right\} f_0 \quad (2.75)$$

Na equação (2.75)  $\phi = \arctan(p_y/p_x)$  e  $\mathbf{v} = \mathbf{p}/mc$ . Os operadores são dados por:

$$\hat{L} = \left( 1 - \frac{k_{\parallel}v_{\parallel}}{\omega} \right) \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} + \frac{k_{\parallel}v_{\perp}}{\omega} \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \quad (2.76)$$

$$\tilde{L}_s = \frac{-s\omega_c}{\omega\gamma} \frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} + \left( 1 - \frac{s\omega_c}{\omega\gamma} \right) \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \quad (2.77)$$

$$\bar{\Pi}_s = \frac{sJ_s(\rho)}{\rho} \mathbf{e}_x + iJ'_s(\rho) \mathbf{e}_y + \frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} J_s(\rho) \mathbf{e}_z \quad (2.78)$$

Como o movimento de rotação dos elétrons em torno das linhas de campo helicoidais é muito rápido, existe uma distribuição aleatória de momentos em termos do ângulo entre o vetor momento e o campo magnético,  $\phi$ . Sendo assim, é possível fazer uma média sobre o ângulo  $\phi$  na equação que fornece a evolução temporal de  $f_0$ , equação (2.72), tornando-a dependente apenas das componentes paralela e perpendicular do momento ( $p_{\parallel}$  e  $p_{\perp}$ ).

Dessa forma, pode-se escrever a equação para a evolução temporal de  $f_0$  substituindo-se (2.75) em (2.72), o que leva a:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{\pi q^2}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_{0y} dk_{0z} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma}{p_{\perp}} \hat{R} \frac{p_{\perp}}{\gamma} |\mathbf{E}_0 \cdot \bar{\Pi}_s|^2 e^{-2 \int_{x_0}^x \mathbf{k}' \cdot d\mathbf{x}} \delta \left( \omega + \frac{s\omega_c}{\gamma} - k_{\parallel}v_{\parallel} \right) \hat{R} f_0 \quad (2.79)$$

em que  $\mathbf{k}''$  é a parte imaginária do vetor de onda e descreve as propriedades de absorção do plasma,  $\hat{R}$  é o operador:

$$\hat{R} = \frac{-s\omega_c}{\gamma\omega} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} + \frac{k_{\parallel}v_{\perp}}{\omega} \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \quad (2.80)$$

que, grosso modo, representa o gradiente  $(\partial/\partial p)$ .

A equação de Vlasov descreve a evolução da função distribuição na ausência de colisões. Porém, quando se consideram fenômenos como injeção de ondas no plasma e colisões entre partículas, é necessário acrescentar novos termos no lado direito desta equação. O efeito que as ondas provocam sobre as partículas é uma difusão no espaço de velocidades, enquanto as colisões tendem a restabelecer a distribuição inicial Maxwelliana. A função distribuição será, então, determinada pelo balanço entre os efeitos das ondas e das colisões e sua evolução temporal será descrita pela equação (2.1).

Como foi mencionado anteriormente, as ondas utilizadas neste trabalho são a onda híbrida inferior (LH) e a onda de cíclotron eletrônica (EC). Sendo assim, pode-se reescrever a equação de Fokker-Planck na forma:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{EC} + \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{LH} + \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{Col} \quad (2.81)$$

A demonstração completa para cada termo da equação (2.81) pode ser encontrada em (ROSA, 1993). Nas seções a seguir estes termos são dados em sua forma final e seus aspectos principais são comentados.

### 2.3.1 - O termo da onda de cíclotron eletrônica na equação de Fokker-Planck

Para um determinado valor de  $s$ , a equação (2.79) será dada por:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{\pi q^2}{2} \left[ \frac{\gamma}{p_{\perp}} \hat{R} \frac{p_{\perp}}{\gamma} \left| \mathbf{E}_0 \cdot \overline{\Pi}_s \right|^2 e^{-2 \int_{x_0}^x \mathbf{k} \cdot d\mathbf{x}} \hat{R} f_0 \right]_{n_{\parallel} = \frac{\gamma - y}{v_{\parallel}}} \quad (2.82)$$

A equação (2.82) representa o integrando de (2.79) aplicado ao valor de  $n_{\parallel}$  ressonante, obtido a partir do argumento da função  $\delta(\omega + s\omega_c/\gamma - k_{\parallel}v_{\parallel})$  e que é dado por  $n_{\parallel} = (\gamma - y/v_{\parallel})$ . A equação (2.82) pode, assim, ser esquematizada na forma de uma equação de difusão no espaço de momento:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \hat{R} \left[ D \left( \hat{R} f_0 \right) \right] = \frac{\partial}{\partial p} \left( D \frac{\partial f_0}{\partial p} \right) \quad (2.83)$$

em que  $D$  representa o coeficiente de difusão.

O efeito de difusão provocado pela onda de cíclotron sobre a função distribuição, representado pelo termo  $(\partial f / \partial t)_{EC}$  na equação (2.81), é dado por (ROSA e ZIEBELL, 1993):

$$(\partial_\tau f)_{EC} = \frac{1}{u_\perp} L' u_\perp D_{EC} L f \quad (2.84)$$

para uma função distribuição do tipo  $f = f(u_\parallel, u_\perp, \tau)$ , em que  $\tau$  é o tempo normalizado ao tempo de colisões no centro do plasma, definido como sendo o inverso da frequência de colisões  $\nu_{e0} = 2\pi q^4 n_{e0} \Lambda_0 / m_e^{1/2} T_{e0}^{3/2}$ .  $n_{e0}$  e  $T_{e0}$  são a densidade e a temperatura centrais dos elétrons, respectivamente.  $\Lambda_0$  é o logaritmo Coulombiano calculado no centro e  $m_e$  é a massa dos elétrons. Além disso,  $u_\parallel$  e  $u_\perp$  são as componentes paralela e perpendicular do momento normalizado  $\mathbf{u} = \mathbf{p} / (m_e T_{e0})^{1/2}$ . Os operadores  $L'$  e  $L$  são definidos como:

$$L' = y \frac{\partial}{\partial u_\perp} + \frac{u_\perp}{\sqrt{\mu_e}} \frac{\partial}{\partial u_\parallel} n_\parallel \quad L = u \frac{\partial}{\partial u_\perp} + n_\parallel \frac{u_\perp}{\sqrt{\mu_e}} \frac{\partial}{\partial u_\parallel}$$

O coeficiente de difusão  $D_{EC}$  em uma dada posição do plasma é (ROSA e GIRUZZI, 2000):

$$D_{EC} = \frac{\alpha h \Gamma(n_\parallel)}{\gamma |u_\parallel|} \quad (2.85)$$

em que  $\gamma = \sqrt{1 + u^2 / \mu_e}$  e  $\alpha$  e  $h$  são:

$$\alpha = \frac{4\pi}{q^2} \frac{P_0(a)}{S n_e \Lambda \omega} \quad (2.86)$$

$$h = \frac{c}{\omega} |b| |\boldsymbol{\pi} \cdot \boldsymbol{\sigma}|^2 \exp\left(-2 \int_a^x k_\perp^* dx'\right) \quad (2.87)$$

Em (2.86),  $P_0(a)$  é a potência da onda injetada na borda do plasma e  $S$  é a área da superfície magnética sobre a qual o coeficiente de difusão é calculado. Na expressão (2.87),  $k_\perp^*$  é a parte imaginária do vetor de onda, que traz as propriedades de absorção da onda de cíclotron. Os

limites da integração são a posição onde  $D_{EC}$  é calculado,  $x$ , e a borda do plasma,  $a$ . Além disso:

$$\begin{aligned}
|b| = & \left| (\varepsilon_{11} - n_{\perp}^2 - n_{\parallel}^2)(\varepsilon_{11} - n_{\parallel}^2 + \varepsilon_{33} - n_{\perp}^2) + (\varepsilon_{11} - n_{\parallel}^2)(\varepsilon_{33} - n_{\perp}^2) + \varepsilon_{12}^2 - n_{\perp}^2 n_{\parallel}^2 \right|_c \\
& \times \frac{\omega}{2c} \left\{ n_{\perp}^2 \left[ n_{\perp}^2 2\varepsilon_{11} + n_{\parallel}^2 (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}) - \varepsilon_{11}^2 - \varepsilon_{12}^2 - \varepsilon_{11}\varepsilon_{33} \right]^2 \right. \\
& \left. + n_{\parallel}^2 \left[ n_{\perp}^2 (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}) + 2\varepsilon_{33} (n_{\parallel}^2 - \varepsilon_{11}) \right]^2 \right\}_c^{-1/2}
\end{aligned} \tag{2.88}$$

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{\pi} \cdot \boldsymbol{\sigma} = & \frac{1}{2} \left\{ \left[ \varepsilon_{12} (\varepsilon_{33} - n_{\perp}^2) + i\varepsilon_{13} (\varepsilon_{13} + n_{\parallel} n_{\perp}) \right] - i \left[ (\varepsilon_{13} + n_{\parallel} n_{\perp})^2 - (\varepsilon_{11} - n_{\parallel}^2)(\varepsilon_{33} - n_{\perp}^2) \right] \right. \\
& - \frac{n_{\perp}}{y} \frac{u_{\parallel}}{\sqrt{\mu}} \left[ i\varepsilon_{13} (\varepsilon_{11} - n_{\parallel}^2) + \varepsilon_{12} (\varepsilon_{13} + n_{\parallel} n_{\perp}) \right] \left. \right\} \left\{ - \left[ \varepsilon_{12} (\varepsilon_{33} - n_{\perp}^2) + i\varepsilon_{13} (\varepsilon_{13} + n_{\parallel} n_{\perp}) \right]^2 \right. \\
& \left. + \left[ (\varepsilon_{13} + n_{\parallel} n_{\perp})^2 - (\varepsilon_{11} - n_{\parallel}^2)(\varepsilon_{33} - n_{\perp}^2) \right]^2 - \left[ i\varepsilon_{13} (\varepsilon_{11} - n_{\parallel}^2) + \varepsilon_{12} (\varepsilon_{13} + n_{\parallel} n_{\perp}) \right]^2 \right\}_c^{-1/2}
\end{aligned} \tag{2.89}$$

Em (2.88), o índice  $c$  significa que  $|b|$  deve ser calculado utilizando-se os elementos do tensor dielétrico de plasma frio. Esta quantidade está relacionada com a velocidade de grupo da onda, enquanto  $\boldsymbol{\pi} \cdot \boldsymbol{\sigma}$  (2.89) é o termo de polarização da onda (ROSA e GIRUZZI, 2000). Nestas expressões,  $n_{\parallel}$  é o valor do índice de refração na ressonância, dado por:

$$n_{\parallel} = \frac{(\gamma - y)\sqrt{\mu_e}}{u_{\parallel}} \tag{2.90}$$

A função  $\Gamma(n_{\parallel})$  descreve a forma do pacote de ondas em função do índice de refração paralelo. Assume-se uma distribuição gaussiana, definida como:

$$\Gamma(n_{\parallel}) = \frac{\exp \left[ - (n_{\parallel} - \bar{n}_{\parallel})^2 / (\Delta n_{\parallel})^2 \right]}{\sqrt{\pi} \Delta n_{\parallel}} \tag{2.91}$$

na qual  $\bar{n}_{\parallel} = \text{sen} \bar{\psi}$ ,  $\Delta n_{\parallel} = \text{sen} \Delta \psi$  e  $\bar{\psi}$  é o ângulo de injeção do raio central do espectro, em relação ao campo magnético toroidal.

### 2.3.2 - O termo da onda híbrida inferior na equação de Fokker-Planck

O termo relacionado à onda híbrida inferior na equação (2.81) também é dado na forma de uma equação de difusão (ROSA e ZIEBELL, 1993):

$$(\partial_\tau f)_{LH} = \partial_{u_\parallel} (D_{LH} \partial_{u_\parallel} f) \quad (2.92)$$

Na equação (2.92),  $D_{LH}$  é o coeficiente de difusão no espaço de momento, dado por (ROSA e ZIEBELL, 1993):

$$D_{LH}(u_\parallel) = \frac{4\pi}{q^2 n_0 \omega \Lambda |u_\parallel|} \left( \frac{|B|}{|A|} \frac{|D_{11} D_{22} - |D_{12}|^2|^2}{|\partial D / \partial \vec{n}|} S(n_\parallel) \right)_{n_\parallel = \mu^{1/2} / u_\parallel} \quad (2.93)$$

Em (2.93), os termos  $D_{ij}$  são dados por  $D_{ij} = n_i n_j - n^2 \delta_{ij} + \varepsilon_{ij}$  (2.11), em que  $\varepsilon_{ij}$  são os elementos do tensor dielétrico de plasma frio,  $\mu_e = m_e c^2 / T_{e0}$  e as quantidades  $A$ ,  $B$  e  $D$  são (ROSA e ZIEBELL, 1993):

$$\begin{aligned} A &= |D_{13} D_{22} - D_{12} D_{23}|^2 + |D_{23} D_{11} - D_{12}^* D_{13}|^2 + |D_{11} D_{22} - |D_{12}|^2|^2 \\ B &= D_{11} D_{22} - |D_{12}|^2 + D_{11} D_{33} - |D_{13}|^2 + D_{22} D_{31} + D_{22} D_{33} - |D_{23}|^2 \\ D &= \varepsilon_{11} n_\perp^4 + n_\perp^2 [(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{13})(n_\parallel^2 - \varepsilon_{11}) - \varepsilon_{12}^2] + \varepsilon_{33} [(\varepsilon_{11} - n_\parallel^2)^2 + \varepsilon_{12}^2] = 0 \end{aligned}$$

O coeficiente  $D_{LH}$  é calculado para cada velocidade ressonante  $u_\parallel$ , que corresponde a um valor para o índice de refração  $n_\parallel$ , dado por:

$$n_\parallel = \frac{\mu_e^{1/2}}{u_\parallel} \quad (2.94)$$

Esta expressão é obtida a partir da relação de ressonância  $\omega - k_\parallel v_\parallel = 0$ , para  $\gamma = 1$ .

O espectro do fluxo de energia,  $S$ , que representa a quantidade de energia da onda que chega até uma determinada posição do plasma, é calculado para cada  $n_\parallel$  a partir da expressão:

$$S(n_\parallel) = \frac{\left(\frac{c}{16\pi}\right) |E|^2 \left(\frac{\partial D}{\partial \vec{n}}\right)}{|B|} \quad (2.95)$$

em que  $E$  é a amplitude do campo elétrico da onda híbrida inferior.

### 2.3.3 - O termo das colisões na equação de Fokker-Planck

A contribuição das colisões na modificação da função distribuição é avaliada através do termo (KRIVENSKI, 1987 apud ROSA, 1993):

$$(\partial_t f)_{Col} = \frac{Z+1}{u^3 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left( \sin\theta \frac{\partial f}{\partial\theta} \right) + \frac{2}{u^2} \frac{\partial}{\partial u} \left( \frac{1}{u} \frac{\partial f}{\partial u} + f \right) \quad (2.96)$$

em que  $Z$  é a carga dos íons e  $\theta = \tan^{-1}(u_{\perp}/u_{\parallel})$ . Esta expressão é válida para velocidades muito maiores que a velocidade térmica. O primeiro termo do lado direito da equação (2.96) representa as colisões entre os elétrons da cauda da função distribuição com os íons, enquanto o segundo termo representa as colisões entre os elétrons da cauda com aqueles do corpo da função distribuição Maxwelliana, os quais não interagem com as ondas. As colisões entre elétrons rápidos podem ser desconsideradas, uma vez que a probabilidade de tais colisões acontecerem é baixa.

## 2.4 - Sumário

Neste capítulo foi introduzida a teoria de propagação de ondas em plasmas e sua interação com as partículas, destacando-se as ondas híbrida inferior e de cíclotron eletrônica. Os termos da equação de Fokker-Planck, considerando-se a presença de ondas e colisões, foram dados em sua forma explícita. No capítulo seguinte, será discutido o fenômeno de transporte em plasmas e um novo termo será incluído na equação de Fokker-Planck para representar o efeito de difusão provocado pelo transporte sobre a função distribuição.

## CAPÍTULO 3 - BARREIRAS DE TRANSPORTE

### 3.1 - Introdução

As partículas do plasma podem mover-se de forma livre na direção paralela ao campo magnético, enquanto na direção perpendicular ficam confinadas pelo movimento orbital em torno das linhas de campo. Na presença de campos elétrico e magnético, a equação de movimento das partículas é escrita como:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) \quad (3.1)$$

em que  $\alpha$  representa os diferentes tipos de partículas presentes. Considerando-se o caso em que o campo elétrico é nulo e o campo magnético é  $\mathbf{B} = B_0 \hat{z}$ , uniforme ao longo da direção  $\hat{z}$ , as soluções obtidas para as componentes da velocidade são:

$$\begin{aligned} v_{\alpha x} &= v_\perp \text{sen}(\omega_{c\alpha} t) \\ v_{\alpha y} &= v_\perp \text{cos}(\omega_{c\alpha} t) \\ v_{\alpha z} &= \text{cte} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Em (3.2),  $v_\perp$  é a componente da velocidade na direção perpendicular ao campo magnético e  $\omega_{c\alpha} = q_\alpha B_0 / m_\alpha c$ , a frequência de ciclotron.

Integrando-se as equações (3.2) obtêm-se as equações para a posição das partículas:

$$x_\alpha(t) = -\rho_\alpha \text{cos}(\omega_{c\alpha} t) \quad (3.3)$$

$$y_\alpha(t) = \rho_\alpha \text{sen}(\omega_{c\alpha} t) \quad (3.4)$$

em que  $\rho_\alpha = v_\perp / |\omega_{c\alpha}|$  é o raio de Larmor. O movimento resultante é, portanto, helicoidal, composto por movimento circular no plano  $x$ - $y$ , conhecido como movimento de ciclotron, e movimento retilíneo uniforme na direção  $z$ .

Os resultados acima representam a situação de plasmas na presença de um campo magnético uniforme, em que não há movimento de partículas através das linhas de campo. Contudo, as partículas do plasma podem mover-se perpendicularmente ao campo magnético devido a colisões ou a fatores como não-uniformidade do campo magnético e presença de campos elétricos na direção radial.

As partículas do plasma interagem entre si através de colisões coulombianas, as quais colaboram nos processos de difusão através do campo e são responsáveis pela resistividade elétrica do plasma. Além disso, durante as colisões pode haver transferência - e, conseqüentemente, transporte - de energia ou momento entre as partículas, chamado transporte colisional.

O processo de difusão por colisões ocorre em uma escala de tempo suficientemente longa para não representar grandes problemas à fusão termonuclear. Isso se deve ao fato de que a freqüência de colisões coulombianas depende inversamente do cubo da velocidade da partícula. Porém, a difusão causada pelas colisões coulombianas é irreduzível, pois resulta do movimento térmico aleatório das partículas.

Através das colisões, uma partícula poderá ser deslocada radialmente por uma distância da ordem do raio de Larmor, passando a mover-se em torno de outra linha de campo, como mostrado na figura 3.1. O deslocamento das órbitas das partículas ocorre tanto em direção ao centro como à borda do plasma, porém, o fluxo resultante é para fora, pois no centro a densidade é maior e, conseqüentemente, a probabilidade das colisões acontecerem aumenta.

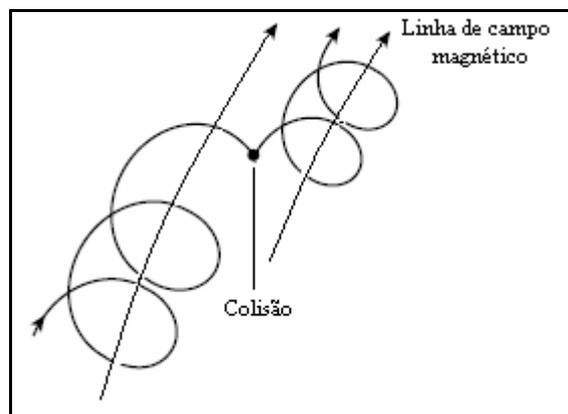


Figura 3.1 - Deslocamento da órbita da partícula devido à colisão.

Em um plasma altamente ionizado composto por íons e elétrons, ocorrem colisões entre partículas do mesmo tipo (íon-íon, elétron-elétron) ou de tipos diferentes (íon-elétron, elétron-íon). Entretanto, as colisões entre partículas do mesmo tipo causam apenas uma pequena difusão do plasma, enquanto colisões entre partículas de diferentes tipos causam grande difusão. Além disso, o efeito cumulativo das colisões em pequeno ângulo, que ocorrem com maior freqüência, é mais importante que o efeito das colisões em grande ângulo (CHEN, 1984).

O transporte de energia ocorre principalmente pelo processo de condução térmica. A energia das partículas que se encontram na região central do plasma, onde a temperatura é

mais alta, é transferida por meio de colisões para as partículas localizadas em regiões de temperatura mais baixa, próximas à borda.

O transporte colisional em configurações cilíndricas é conhecido como transporte clássico. Na configuração toroidal, com menor simetria, o transporte é chamado neoclássico. As diferenças encontram-se nos valores obtidos para os coeficientes de difusão de partículas ( $D$ ) e de energia ( $\chi$ ) do plasma, que são maiores para geometrias toroidais. Os fluxos de partículas,  $\Gamma$ , e de energia,  $Q$ , estão relacionados aos coeficientes de transporte pelas equações:

$$\Gamma = -D \frac{\partial n}{\partial r} \qquad Q = -\chi \frac{\partial T}{\partial r}$$

Medidas experimentais, porém, mostraram que o transporte presente em plasmas de tokamak é muito maior do que a teoria neoclássica prevê (uma a duas ordens de magnitude). O transporte anômalo, como é conhecido este fenômeno, leva a uma grande perda de energia pelo plasma, prejudicando o confinamento. Os resultados obtidos sugerem, ainda, que outros processos, que não as colisões, são responsáveis pelo transporte anômalo.

Neste capítulo, o transporte colisional é discutido na seção 3.2. A seção 3.3 é dedicada à análise do transporte anômalo. Na seção 3.4, é feita uma revisão bibliográfica, considerando-se trabalhos relevantes, tanto teóricos como experimentais, relacionados a barreiras de transporte internas. Na seção 3.5, o termo que representa o transporte na equação de Fokker-Planck e o coeficiente de difusão utilizados nas simulações são dados e, por fim, a seção 3.6 contém um resumo do que foi discutido em todo o capítulo.

## 3.2 - Transporte colisional

### 3.2.1. - Transporte clássico

No transporte clássico, válido para a aproximação de geometria cilíndrica, na qual o campo magnético é uniforme e as linhas de campo são retas, as colisões entre íons e elétrons são dominantes e a frequência em que essas colisões ocorrem é representada por  $\nu_{ei}$ . O coeficiente de difusão de partículas clássico é dado por (MIYAMOTO, 1989):

$$D_{cl} = \nu_{ei} \rho_e^2 \qquad (3.5)$$

para  $\nu_{ei} < \nu_{Te}/(qR_0)$ , em que  $\nu_{Te} = (T_e/m_e)^{1/2}$  é a velocidade térmica dos elétrons,  $q$  é o fator de segurança e  $R_0$ , o raio maior. A expressão (3.5) é obtida considerando-se que a deriva é o

resultado do movimento aleatório de partículas, com um ‘passo’ igual ao raio de Larmor dos elétrons,  $\rho_e$ .

As difusividades térmicas de íons,  $\chi_i$ , e elétrons,  $\chi_e$ , são:

$$\chi_i \approx \nu_{ii} \rho_i^2 \text{ e } \chi_e \approx \nu_{ee} \rho_e^2 \quad (3.6)$$

em que  $\nu_{ii}$  e  $\nu_{ee}$  representam frequências de colisões para um ângulo de  $90^\circ$ .

### 3.2.2. - Transporte neoclássico

Para a geometria toroidal, os coeficientes de transporte são maiores que os coeficientes clássicos dados anteriormente. Isso ocorre devido ao aumento no ‘passo’ do movimento das partículas, que nesta configuração pode ser maior que o raio de Larmor. Além disso, os efeitos toroidais prejudicam o confinamento. Dentre os fatores que provocam a deriva radial de partículas os principais são: gradiente e curvatura do campo magnético e presença de um campo elétrico, os quais serão analisados a seguir.

O campo magnético toroidal em tokamaks é proporcional a  $1/R$ , em que  $R$  é a distância medida a partir do eixo vertical (figura 1.6). Este campo não é uniforme porque na região interna do torus a distância entre as bobinas é menor (figura 1.5), o que gera um campo mais intenso que na parte externa do torus. O gradiente do campo magnético,  $\nabla B$ , provoca movimentos das partículas que não são observados para o caso em que o campo magnético é uniforme, como ocorre para a geometria cilíndrica.

Considere-se o movimento de uma partícula girando ao redor de uma linha de campo magnético cuja intensidade aumenta em uma direção perpendicular ao campo. Como resultado, o raio de Larmor da órbita, que depende do campo magnético, é menor na região onde o campo é mais intenso. Isto leva à deriva das partículas numa direção perpendicular ao campo e ao gradiente, em direções opostas para íons e elétrons.

A velocidade de deriva que ocorre devido ao gradiente do campo magnético é:

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = \frac{v_{\perp}^2}{2\omega_{c\alpha} B_0^2} (\mathbf{B} \times \nabla B) \quad (3.7)$$

Outra consequência da geometria toroidal é que as linhas de campo não são mais retas, mas possuem certa curvatura. Quando uma partícula se move ao longo de uma linha de campo curvada, sem que haja mudança na magnitude do campo magnético, a partícula tende a seguir

a linha de campo. A curvatura da linha de campo magnético provoca um movimento de deriva das partículas que possuem componente da velocidade paralela ao campo, o qual ocorre devido à força centrífuga  $\mathbf{F}_C$  que age sobre a partícula durante seu movimento, e que é dada por:

$$\mathbf{F}_C = \frac{m_\alpha v_{\parallel}^2}{R_B} \hat{\mathbf{R}}_B \quad (3.8)$$

em que  $v_{\parallel}$  é a componente da velocidade na direção do campo e  $R_B$  é o raio de curvatura da linha de campo.

A velocidade da deriva, que ocorre em direções opostas para íons e elétrons, é:

$$\mathbf{v}_d = \frac{v_{\parallel}^2}{\omega_{c\alpha} R_B} (\hat{\mathbf{R}}_B \times \mathbf{B}) \quad (3.9)$$

Os movimentos de deriva resultam tanto no aparecimento de correntes no plasma como na produção de campos elétricos, devido à separação das cargas.

Na presença de campo elétrico, escolhendo-se  $\mathbf{B} = B_0 \hat{z}$  e  $\mathbf{E} = E \hat{y}$ , as soluções para a equação (3.1) são:

$$\begin{aligned} \frac{dv_{\alpha x}}{dt} &= \frac{q_\alpha B_0}{m_\alpha c} v_{\alpha y} \\ \frac{dv_{\alpha y}}{dt} &= \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left( E - \frac{B_0}{c} v_{\alpha x} \right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$m_\alpha = \frac{dv_{\alpha z}}{dt} \Rightarrow v_{\alpha z} = cte$$

As componentes da velocidade são, então:

$$v_{\alpha x} = v_{\perp} \sin(\omega_{c\alpha} t) + \frac{cE}{B_0} \quad (3.11)$$

$$v_{\alpha y} = v_{\perp} \cos(\omega_{c\alpha} t) \quad (3.12)$$

As equações (3.11) e (3.12) descrevem o movimento orbital das partículas com uma deriva na direção perpendicular aos campos, com velocidade  $v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = cE/B_0$  que não depende da carga, da massa ou da energia da partícula. Portanto, todo o plasma está sujeito a esse movimento de deriva. A velocidade de deriva, em sua forma mais geral, é escrita como:

$$\mathbf{v}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B_0^2} \quad (3.13)$$

Existem três regimes de transporte neoclássicos, os quais dependem basicamente da frequência de colisão entre íons e elétrons. São eles: regime *Pfirsch-Schlüter*, regime *banana* e regime *plateau*. Para estes regimes, o fluxo de partículas é limitado pelo transporte de elétrons, portanto, o coeficiente de difusão de partículas e a difusividade térmica dos elétrons são da mesma ordem, enquanto a difusividade dos íons é muito maior que a dos elétrons:

$$\chi_e \sim D \qquad \chi_i \sim \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \chi_e$$

### 3.2.2.(a) - Regime Pfirsch-Schlüter

Neste regime, altamente colisional, o coeficiente de difusão de partículas é obtido por meio da MHD resistiva, que considera o plasma como um meio cuja resistividade é não-nula e finita. Sua utilização é válida quando  $\nu_{ei}$  é grande e o livre caminho médio, definido como sendo a distância que a partícula percorre antes de sofrer uma colisão, é menor que o comprimento de conexão. Este, por sua vez, corresponde à distância percorrida pela partícula ao longo da linha de campo, a partir da região interna até a região externa do torus, e que é dada por  $\sim qR_0$ . O coeficiente de difusão é (MIYAMOTO, 1989):

$$D_{P.S.} = q^2 \rho_e^2 \nu_{ei} = q^2 D_{cl} \quad (3.14)$$

### 3.2.2.(b) - Regime banana

Existe um efeito em plasmas que ocorre quando há campos magnéticos não-uniformes cujos gradientes encontram-se na direção paralela ao campo,  $\nabla B \parallel \mathbf{B}$ . Se uma partícula se move de regiões onde o campo magnético é mais fraco para regiões onde o campo é mais intenso, a força de Lorentz passa a ter componente não-nula na direção de  $\mathbf{B}$ , em sentido oposto ao movimento da partícula.

Isso ocorre porque o momento magnético, definido como  $\mu = (mv_{\perp}^2/2B)$ , é uma constante do sistema. Assim, quando  $B$  aumenta,  $v_{\perp}$  também aumenta para manter  $\mu$  invariante. Como a energia total deve permanecer a mesma, a componente  $v_{\parallel}$  deve

necessariamente diminuir, o que é feito pela componente da força de Lorentz que desacelera a partícula na direção paralela e que é dada por:

$$\mathbf{F}_{\parallel} = -\mu \nabla_{\parallel} B \quad (3.15)$$

A partícula poderá ser refletida, caracterizando o chamado efeito espelho magnético, caso a seguinte condição seja encontrada (WESSON, 1987):

$$\frac{B_b}{B_{min}} = 1 + \left( \frac{v_{\parallel 0}}{v_{\perp 0}} \right)^{1/2}$$

na qual  $B_b$  é o valor do campo magnético no ponto de reflexão.  $B_{min}$  é o menor valor do campo sobre toda a órbita. Nesta posição, a partícula tem componentes da velocidade na direção paralela e perpendicular dadas, respectivamente, por  $v_{\parallel 0}$  e  $v_{\perp 0}$ .

Em tokamaks, este efeito, que afeta tanto os íons como os elétrons, resulta no aprisionamento de partículas no lado externo do torus, onde o campo é menos intenso. São as chamadas partículas aprisionadas (*trapped particles*) cujas órbitas, quando projetadas no plano poloidal, possuem forma de banana, como mostra a figura 3.2.

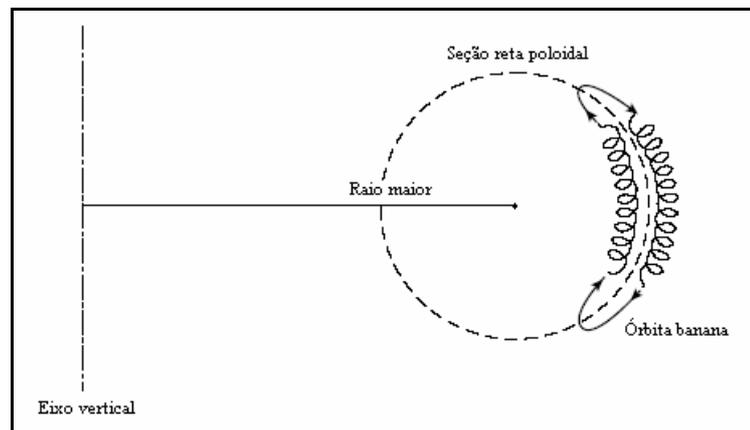


Figura 3.2 - Órbita das partículas aprisionadas projetada no plano poloidal.

No regime banana, o de menor colisionalidade, a partícula aprisionada consegue percorrer uma órbita completa antes de sofrer colisões. A frequência de colisões, neste caso, é  $\nu_{ei} < \varepsilon^{3/2} \nu_{Te} / (qR_0)$ , em que  $\varepsilon = a/R_0$  é o inverso da razão de aspecto do tokamak. O coeficiente de difusão de partículas neste regime é (MIYAMOTO, 1989):

$$D_b = \varepsilon^{-3/2} q^2 \rho_e^2 v_{ei} \quad (3.16)$$

### 3.2.2.(c) - Regime plateau

Enquanto o regime banana é válido para situações de baixa colisionalidade, o regime Pfirsch-Schlüter é válido para alta colisionalidade. Para frequências de colisão no intervalo  $\varepsilon^{3/2} v_{Te} / (qR_0) < v_{ei} < v_{Te} / (qR_0)$ , o coeficiente de difusão não depende da frequência de colisões, por isso é chamado regime plateau (MIYAMOTO, 1989).

$$D_p = \frac{\rho_e^2 v_{Te} q}{R_0} \quad (3.17)$$

A dependência entre o coeficiente de difusão de partículas e a frequência de colisões entre íons e elétrons é mostrada na figura 3.3 para os regimes de transporte neoclássicos. Apesar de ser maior que o transporte clássico, o transporte neoclássico não explica os valores anômalos encontrados experimentalmente, os quais excedem em até duas ordens de grandeza os coeficientes neoclássicos.

O transporte anômalo e suas características são discutidos na seção seguinte.

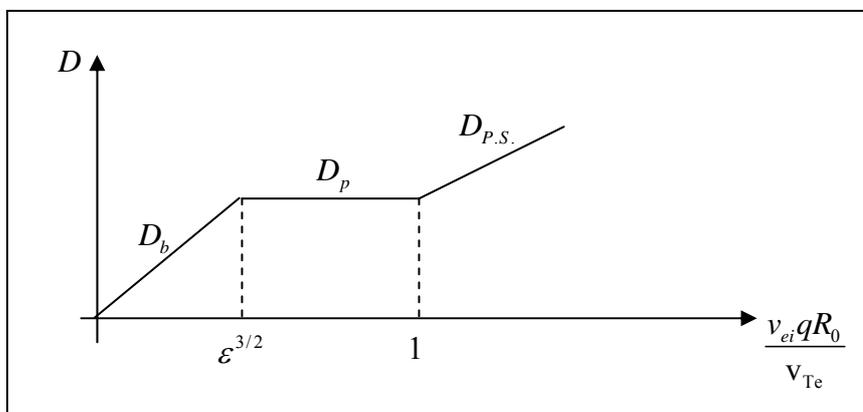


Figura 3.3 - Dependência entre o coeficiente de difusão de partículas e a frequência de colisões.

### 3.3 - Transporte anômalo

As condições para a estabilidade de plasmas confinados por campos magnéticos constituem uma das principais áreas de estudo para o desenvolvimento da fusão termonuclear controlada. Os plasmas de tokamak estão sujeitos a diversas instabilidades, algumas das quais podem alterar a estrutura do campo magnético levando, por exemplo, à formação de ilhas magnéticas, ou mesmo causar a destruição do estado de plasma.

O aparecimento das instabilidades está relacionado à presença de gradientes de corrente, gradientes de pressão ou temperatura. As instabilidades descritas pelo modelo MHD são denominadas *macroscópicas* ou *magnetohidrodinâmicas* e classificam-se em:

- modos ideais: são aqueles previstos para o modelo MHD ideal, que considera o plasma como um fluido condutor perfeito;
- modos resistivos: são os modos previstos quando se utiliza o modelo MHD resistivo, no qual o plasma possui resistividade finita.

Para o caso de tokamaks com seção reta poloidal circular e de grande razão de aspecto ( $\varepsilon^{-1} = R_0/a \gg 1$ ), os possíveis modos instáveis, tanto ideais como resistivos, possuem a forma  $\exp[i(m\theta - n\varphi)]$ , em que  $m$  e  $n$  são inteiros e representam, respectivamente, os números de onda dos modos poloidal e toroidal. As instabilidades surgem em regiões próximas a superfícies magnéticas nas quais o fator de segurança é racional e igual a  $q = m/n$ , condição necessária para que se tenha um número inteiro de meios comprimentos de onda sobre a superfície magnética.

É possível excluir vários modos instáveis limitando-se os valores assumidos por  $q$  nas superfícies magnéticas. Por exemplo, a instabilidade mais perigosa prevista pela MHD ideal é a instabilidade de dobra, que ocorre para  $m = 1$ . Dentre os possíveis modos toroidais o mais importante é  $n = 1$ , que representa a instabilidade de dobra interna. A superfície magnética ressonante é a que possui  $q = 1$ . Dessa forma, para evitar o aparecimento da instabilidade de dobra interna, deve-se satisfazer a condição  $q > 1$  em todo o plasma.

Novos modos instáveis aparecem utilizando-se a teoria cinética, ao invés dos modelos MHD. São as chamadas microinstabilidades, cujos comprimentos de onda são da ordem do raio de Larmor das partículas e, portanto, muito menores que a escala de variação das quantidades de equilíbrio.

Apesar de não haver uma teoria completa a respeito, o transporte anômalo é atribuído à presença de microinstabilidades que surgem no plasma a partir de gradientes de densidade e temperatura. As microinstabilidades causam o aparecimento de flutuações em parâmetros como densidade, temperatura e nos campos. Estas, por sua vez, induzem movimentos coletivos de partículas e provocam as perdas acentuadas.

O estudo da difusão de partículas causada pelas microinstabilidades pode ser feito através da teoria quase-linear, considerando-se a densidade do plasma como a soma de um termo de equilíbrio e termos perturbados de primeira ordem (MIYAMOTO, 1989):

$$n(\mathbf{r}, t) = n_0(\mathbf{r}, t) + \sum_k \tilde{n}_k \quad (3.18)$$

com  $\tilde{n}_k(\mathbf{r}, t) = n_k \exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_k t)$ . Na equação (3.18),  $\mathbf{k}$  é o vetor de onda real, enquanto  $\omega_k = \omega_{kr} + i\gamma_k$  é a freqüência, uma quantidade complexa cuja parte imaginária fornece a taxa de crescimento linear da instabilidade.

Como a densidade deve ser real, têm-se as seguintes relações:

$$\tilde{n}_{-k} = (\tilde{n}_k)^* ; n_{-k} = (n_k)^* ; \omega_{-k} = -(\omega_k)^* \rightarrow \omega_{-kr} = -\omega_{kr} ; \gamma_{-k} = \gamma_k$$

O símbolo (\*) representa o complexo conjugado.

Escrevendo-se a velocidade do plasma devida à perturbação na forma:

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \sum_k \tilde{\mathbf{u}}_k = \sum_k \mathbf{u}_k \exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_k t) \quad (3.19)$$

com  $\mathbf{u}_{-k} = (\mathbf{u}_k)^*$ . A equação da continuidade, utilizada na descrição MHD, é dada por:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{u}) = 0 \quad (3.20)$$

Substituindo-se as equações (3.18) e (3.19) em (3.20), obtém-se:

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} + \sum_k \frac{\partial \tilde{n}_k}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \sum_k n_0 \tilde{\mathbf{u}}_k + \sum_{k,k'} \tilde{n}_k \tilde{\mathbf{u}}_{k'} \right) = 0 \quad (3.21)$$

Assumindo-se que a variação temporal do valor da densidade de equilíbrio,  $n_0$ , é de segunda ordem, pode-se separar a equação (3.21) em duas equações, uma para termos de primeira ordem e outra para termos de segunda ordem:

$$\sum_k \frac{\partial \tilde{n}_k}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \sum_k n_0 \tilde{\mathbf{u}}_k \right) = 0 \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \sum_{k,k'} \tilde{n}_k \tilde{\mathbf{u}}_{k'} \right) = 0 \quad (3.23)$$

Multiplicando-se a equação (3.22) por  $\tilde{n}_{-k}$  e separando-se as partes reais e imaginárias, as seguintes equações são obtidas:

$$\begin{aligned}\gamma_k |n_k|^2 + \nabla n_0 \cdot \text{Re}(n_k \mathbf{u}_{-k}) + n_0 \mathbf{k} \cdot \text{Im}(n_k \mathbf{u}_{-k}) &= 0 \\ \omega_{kr} |n_k|^2 + \nabla n_0 \cdot \text{Im}(n_k \mathbf{u}_{-k}) - n_0 \mathbf{k} \cdot \text{Re}(n_k \mathbf{u}_{-k}) &= 0\end{aligned}\quad (3.24)$$

A parte real da equação (3.23) é:

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \sum_k \text{Re}(n_k \mathbf{u}_{-k}) \exp(2\gamma_k t) \right) = 0 \quad (3.25)$$

A equação de difusão de partículas possui a forma:

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} = \nabla \cdot (D \nabla n_0) \quad (3.26)$$

O fluxo de partículas,  $\Gamma = -D \nabla n_0$ , pode ser obtido comparando-se as equações (3.25) e (3.26):

$$\Gamma = \sum_k \text{Re}(n_k \mathbf{u}_{-k}) \exp(2\gamma_k t) \quad (3.27)$$

Multiplicando-se a equação (3.27) por  $\nabla n_0$ , obtém-se:

$$-D |\nabla n_0|^2 = \sum_k \nabla n_0 \cdot \text{Re}(n_k \mathbf{u}_{-k}) \exp(2\gamma_k t) \quad (3.28)$$

Definindo-se a quantidade  $\beta_k$ , a partir de (3.24), como:

$$\beta_k = \frac{n_0 \mathbf{k} \cdot \text{Im}(n_k \mathbf{u}_{-k})}{\nabla n_0 \cdot \text{Re}(n_k \mathbf{u}_{-k})} \quad (3.29)$$

e substituindo-a em (3.28):

$$D |\nabla n_0|^2 = \sum_k \frac{\gamma_k |n_k|^2 \exp(2\gamma_k t)}{1 + \beta_k} \quad (3.30)$$

O coeficiente de difusão anômalo de partículas será, então, dado por:

$$D = \sum_k \frac{|\tilde{n}_k|^2}{|\nabla n_0|^2} \frac{1}{1 + \beta_k} \gamma_k \quad (3.31)$$

Dentre as prováveis microinstabilidades que causam o transporte anômalo, as principais são os modos associados aos gradientes de temperatura dos íons (ITG, sigla para o nome em inglês *ion temperature gradient*) ou elétrons (ETG, sigla para o nome em inglês *electron temperature gradient*), e o modo de elétrons aprisionados (TEM, sigla para o nome em inglês *trapped electron mode*), associado a gradientes de densidade. O modo ITG possui longo comprimento de onda e é considerado responsável pelo transporte térmico dos íons. O modo TEM, de comprimento de onda médio, e o modo ETG, de pequeno comprimento de onda, agem sobre o transporte térmico dos elétrons. O transporte de partículas é atribuído à interação entre os modos ITG e TEM (WOLF, 2003).

A estabilidade desses modos depende de vários parâmetros do plasma. Os principais são: fator de segurança e *shear* magnético, deslocamento de Shafranov e *shear*  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ . Estes mecanismos são responsáveis pela supressão das instabilidades, levando a uma redução nos coeficientes de transporte em determinadas regiões do plasma, denominadas barreiras de transporte.

O fator de segurança  $q$  pode variar de uma superfície magnética para outra. Ao longo do plasma, o perfil de  $q$  pode ser monotônico ou não-monotônico. De acordo com o perfil de  $q$ , o *shear* magnético ( $s$ ) é definido como:

$$s = \frac{r}{q} \left( \frac{dq}{dr} \right) \quad (3.32)$$

e pode assumir valores positivos, negativos ou nulos. Experimentos mostraram que as barreiras de transporte geralmente aparecem nas regiões de valores baixos ou negativos de  $s$  (WOLF, 2003).

O deslocamento de Shafranov ( $\alpha$ ), isto é, o deslocamento das superfícies de fluxo magnético com relação ao centro do tokamak, é gerado pelo aumento da pressão do plasma na geometria toroidal e contribui para a formação de barreiras. A estabilização  $\alpha$  (WOLF, 2003) está relacionada à compressão das superfícies de fluxo na região de baixo campo e ao aumento na distância entre as superfícies na região de alto campo. Um aumento no gradiente de densidade pode levar ao aumento de  $\alpha$ , contribuindo ainda mais para a supressão das instabilidades (STAEBLER, 1998).

O modelo mais aceito para explicar a supressão de instabilidades e conseqüente formação das barreiras de transporte é o *shear*  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ . Uma regra semi-empírica estabelece que a turbulência é suprimida quando a razão de variação  $\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ , dada por (WOLF, 2003):

$$\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} \approx \left| \frac{R_0 B_\theta}{B_\varphi} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{E_r}{R_0 B_\theta} \right) \right| \quad (3.33)$$

excede a razão de crescimento linear máximo da instabilidade dominante ou do modo mais instável, ou seja:

$$\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} > \gamma_{\text{máx}} \quad (3.34)$$

Na equação (3.33),  $R_0$  é o raio maior,  $r$  é o raio que determina a posição da superfície magnética,  $E_r$  o campo elétrico radial,  $B_\theta$  e  $B_\varphi$  são, respectivamente, os campos magnéticos poloidal e toroidal. O campo elétrico radial é calculado a partir da seguinte expressão:

$$E_r = \frac{1}{Z_i e n_i} \frac{dp_i}{dr} + v_{\varphi,i} B_\theta - v_{\theta,i} B_\varphi \quad (3.35)$$

Na equação (3.35),  $Z_i$ ,  $n_i$ ,  $p_i$ ,  $v_{\varphi,i}$  e  $v_{\theta,i}$  são, respectivamente, número de carga, densidade, pressão, velocidade de rotação toroidal e velocidade de rotação poloidal da espécie de partícula  $i$ .

Porém, o critério estabelecido por (3.34) não é exato. Cálculos numéricos mostraram que em certas situações, um valor de  $\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  duas vezes menor que  $\gamma_{\text{máx}}$  pode estabilizar completamente a turbulência, enquanto em outros casos é preciso que  $\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  exceda  $\gamma_{\text{máx}}$  por um fator 2,5 para que a supressão ocorra (BURRELL, 1997). Isto sugere que fatores estabilizantes ocorrem simultaneamente no plasma para permitir a formação da barreira.

### 3.4 - Barreiras de transporte internas

Para que se atinjam as altas temperaturas necessárias para a fusão, é preciso fornecer energia para o plasma por meios externos. Uma vez que a energia é absorvida pelas partículas de uma dada região, deve-se confiná-la por tempo suficiente para que as reações de fusão tenham início. Porém, o fenômeno de transporte radial de partículas e energia para posições mais próximas à borda do plasma diminui o tempo de confinamento. Além das colisões, a presença de microinstabilidades é apontada como causa para o transporte anômalo observado em plasmas de tokamak. Este problema parecia insolúvel até a descoberta das barreiras de transporte, regiões onde os coeficientes de transporte anômalo de partículas e energia são bastante reduzidos, podendo igualar os valores neoclássicos.

As primeiras barreiras de transporte foram observadas em 1982, para o tokamak ASDEX. Por estarem localizadas na borda do plasma, dentro da última superfície de fluxo fechada (*separatrix*), receberam o nome de barreiras de transporte externas (ETB, sigla para o nome em inglês *edge transport barrier*). A formação espontânea da ETB caracterizou a transição de um modo de baixo confinamento (modo-L) para um estado de alto confinamento (modo-H), chamada transição L-H. O surgimento da barreira coincidiu com um aumento no tempo de confinamento por um fator de ordem 2 e nos gradientes de densidade e temperatura na região da barreira (TERRY, 2000).

A descoberta das barreiras de transporte motivou novos estudos visando a uma melhor compreensão dos mecanismos de formação e controle das barreiras de transporte externas. Estes revelaram aspectos importantes do modo-H, que caracterizam sua universalidade. Dentre eles, destacam-se (TERRY, 2000):

- a transição L-H ocorre quando é utilizada alguma forma de aquecimento auxiliar que forneça energia para o plasma acima de um determinado limite. Este limite depende de uma série de condições do plasma, muitas vezes de forma complicada;
- o modo-H representa um novo estado que apresenta mudanças nos perfis de temperatura e densidade e nos fluxos locais;
- aumento no tempo de confinamento de energia.

Barreiras de transporte em regiões mais internas do plasma foram observadas em 1994, no tokamak JT-60U. Estas foram denominadas barreiras de transporte internas (ITB, sigla para o nome em inglês *internal transport barrier*), caracterizadas por um aumento nos gradientes de temperatura e pressão. A figura 3.4 mostra o perfil de pressão do plasma para o modo-L, modo-H e para o caso de uma ITB. Nos dois últimos, observa-se que o gradiente de pressão é mais acentuado na região da barreira.

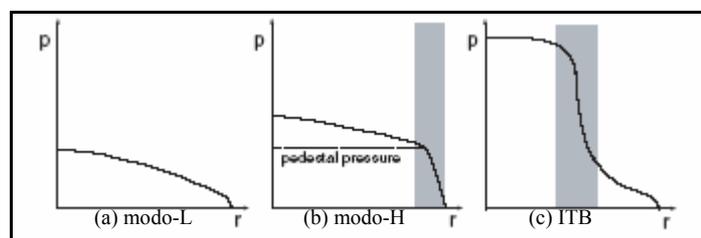


Figura 3.4 - Perfis de pressão para (a) modo-L, (b) modo-H e (c) na presença de uma ITB. As áreas escuras representam regiões de transporte radial reduzido (WOLF, 2003).

Assim como ocorreu para o modo-H, após a descoberta das ITB, diversos trabalhos que buscavam mais informações sobre mecanismos e condições para a formação e o controle das

barreiras de transporte internas, tanto teóricas como experimentais, foram desenvolvidas. Dentre os trabalhos teóricos, destacam-se aqueles que, devido à inexistência de um modelo completo que descreva adequadamente os diversos fenômenos relacionados ao transporte em plasmas, buscam construir modelos que sejam compatíveis com os resultados obtidos nos experimentos.

Alguns modelos semi-empíricos, elaborados para máquinas e experimentos específicos, procuraram verificar a dependência entre os coeficientes de transporte térmico e alguns parâmetros do plasma (CONNOR, 1995). Estes coeficientes foram divididos em dois grupos: os do tipo Bohm, em que os coeficientes de difusão não dependem do tamanho da máquina, ou do tipo Gyrobohm, em que há dependência com o tamanho da máquina. Códigos numéricos também foram utilizados para investigar as condições necessárias para que ocorra a transição L-H e a formação de ITB, como, por exemplo, os limites de  $\omega_{E \times B}$ , que devem ser da ordem de  $10^{-5} s^{-1}$  para reproduzir os resultados experimentais (ROZHANSKY, 2004).

As simulações podem servir para analisar a evolução de parâmetros do plasma já na presença de uma barreira de transporte. Assim, é possível avaliar a eficiência da geração de corrente em plasmas na presença de transporte radial de partículas provocado por flutuações magnéticas e/ou eletrostáticas quando há uma barreira de transporte interna (ROSA e ZIEBELL, 2002; OLIVEIRA et al., 2005; ROSA et al., 2005).

Experimentalmente, as ITB já foram obtidas em diferentes tokamaks, os quais utilizam variadas formas de aquecimento auxiliar. No tokamak ASDEX Upgrade, diversas descargas foram analisadas com o objetivo de avaliar as condições mais favoráveis para a formação e sustentação das ITB (QUIGLEY et al., 2004). As barreiras de transporte foram produzidas através da injeção de feixes de partículas neutras durante a fase de crescimento da corrente de plasma, o que produz um perfil não-monotônico de  $q$ , favorável à formação da barreira. Neste caso, as barreiras reduziram apenas o transporte térmico dos íons, enquanto o transporte térmico dos elétrons e o de partículas permaneceu anômalo. Observou-se que as barreiras formaram-se apenas para valores baixos de densidade linear média, entre  $1,5 \cdot 10^{19}$  e  $2,3 \cdot 10^{19} m^{-3}$ , em regiões próximas à superfície onde o valor de  $q$  era mínimo ( $1,1 \leq q_{\min} \leq 1,7$ ). Além disso, verificou-se que a condição de *shear* magnético negativo é importante na formação da barreira, mas não em sua evolução, pois, em algumas descargas, as barreiras estenderam-se para regiões de *shear* positivo.

A formação de barreiras de transporte internas em plasmas com *shear* magnético negativo foi estudada para os casos de aquecimento auxiliar apenas pela onda híbrida inferior

e para o caso da onda híbrida inferior seguida por injeção de feixes neutros e onda de ciclotron iônica, no tokamak JET (MAILLOUX et al., 2002). Utilizando-se apenas a onda híbrida inferior, observou-se diminuição somente no transporte térmico dos elétrons, o que provocou aumento na temperatura central dos elétrons até valores próximos a  $T_e \sim 10$  keV. A posição radial onde a barreira formou-se pôde ser controlada alterando-se a potência da onda injetada ( $P_{LH}$ ), ou seja, aumentando-se  $P_{LH}$  a posição deslocou-se para valores maiores de  $r$ . Para o caso em que, após a onda híbrida, foram injetados feixes de partículas neutras e onda de ciclotron iônica, as barreiras reduziram o transporte térmico de íons e elétrons e também o transporte de partículas.

No JT-60U foram analisadas descargas de plasmas com *shear* magnético positivo (PS,  $0 < s < 1$ ) e *shear* magnético reverso (RS,  $s < 0$ ), para investigar a dependência entre a quantidade de potência absorvida pelas partículas e a difusividade térmica ( $\chi$ ) de íons e elétrons, o que permite avaliar o limite de potência absorvida necessário para a formação da barreira (SAKAMOTO et al., 2004). A figura 3.5 mostra os resultados obtidos para as descargas analisadas. Verificou-se que existe um limite para a formação da barreira em plasmas do tipo PS (figura 3.5(a)), uma vez que, inicialmente, quando a potência absorvida aumenta, a difusividade térmica também aumenta. O mesmo não ocorre para o caso RS (figura 3.5(b)), o que indica a inexistência de limite para o surgimento da barreira. Outro resultado importante é a semelhança entre o comportamento de  $\chi_e$  e  $\chi_i$ , tanto para PS como para RS, o que sugere correlação entre o transporte térmico de íons e elétrons.

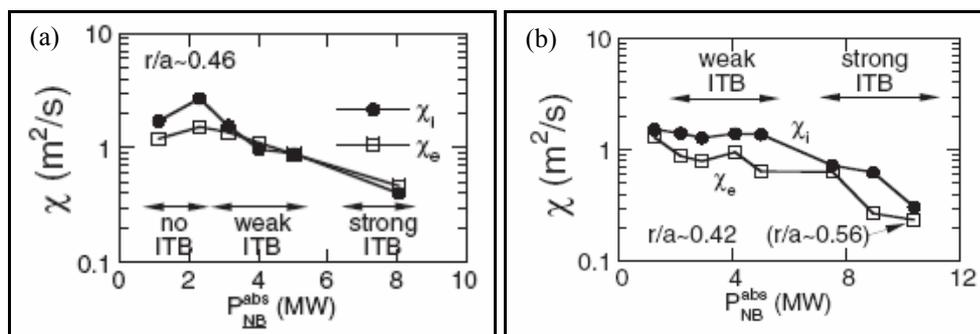


Figura 3.5 - Dependência entre a potência absorvida e a difusividade térmica para *shear* magnético (a) positivo e (b) reverso (SAKAMOTO et al., 2004).

A conexão entre os coeficientes de transporte e o valor do *shear* magnético foi investigada para os tokamaks T-10 e TEXTOR (RAZUMOVA et al., 2004), aquecidos pela onda de ciclotron eletrônica. Experimentos anteriores realizados no tokamak T-10 levaram a

um critério que estabelece que a condição necessária para a formação das barreiras de transporte é a existência de baixo *shear* magnético em regiões próximas às superfícies com  $q$  racional, de modos  $m$  e  $n$  pequenos. Este fato foi confirmado pelos resultados obtidos em ambos os tokamaks, que mostraram redução no coeficiente de difusividade térmica dos elétrons em toda a extensão radial do plasma, atingindo valor mínimo nas posições  $r/a \sim 0,2$  (T-10) e  $r/a \sim 0,3$  (TEXTOR), nas quais o valor de  $q=1$ .

É possível, também, que ocorra formação de barreiras de transporte mesmo na ausência de aquecimento auxiliar, como foi observado no tokamak TUMAN-3M (ANDREJKO et al., 2000). Utilizando-se descargas de alta corrente ( $I_p \sim 120-170kA$ ), inicialmente observou-se a transição para o modo-H na fase de aquecimento ôhmico, evidenciada pelo aumento na densidade linear média  $\bar{n}_e$  acompanhada por decréscimo na intensidade de radiação emitida. Em seguida, a análise da evolução temporal dos perfis de densidade e temperatura mostrou a existência de uma segunda região com gradientes típicos da presença de uma barreira de transporte. Esta região, localizada entre  $0,50 \leq r/a \leq 0,75$ , foi identificada como uma ITB. Outro aspecto importante foi o fato de que cálculos do perfil radial do fator de segurança mostraram que, durante toda a descarga, este permaneceu monotônico, ao contrário do que geralmente ocorre em plasmas quando há formação de barreiras.

A presença simultânea de barreira de transporte externa e interna também foi obtida para o tokamak Alcator C-Mod (WUKITCH et al., 2002). Imediatamente após a injeção de onda de cíclotron iônica com absorção fora do eixo ( $r/a > 0,2$ ), durante a fase de crescimento da corrente, ocorreu a transição para o modo-H, seguida pela formação de uma ITB localizada em  $r/a \sim 0,5$ . O controle das barreiras foi feito injetando-se onda de cíclotron iônica na região central ( $r/a < 0,2$ ) do plasma. Os coeficientes de difusividade térmica ( $\chi$ ) e de partículas ( $D$ ) foram calculados utilizando-se o código *TRANSP* e os resultados mostraram que ambos diminuíram ao longo do plasma, indicando supressão do transporte. Na figura 3.6, verifica-se que o valor mínimo da difusividade de partículas encontra-se próximo à região da barreira de transporte interna.

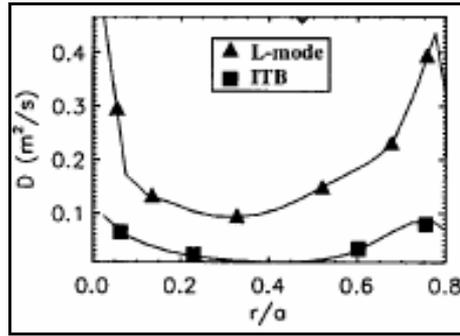


Figura 3.6 - Coeficiente de difusividade de partículas: comparação entre o modo-L e na presença de uma ITB (WUKITCH, 2002).

### 3.5 - O termo do transporte na equação de Fokker-Planck

O transporte anômalo está associado a microinstabilidades que surgem no plasma, as quais causam flutuações na velocidade e na posição das partículas, provocando o transporte. Porém, não está bem estabelecido se são as perturbações eletrostáticas ou magnéticas as responsáveis pelo transporte anômalo de partículas e energia (LIEWER, 1985).

Neste trabalho, considera-se apenas o transporte de partículas causado por flutuações eletrostáticas. O coeficiente de difusão espacial de partículas é definido como  $D \sim v_r^2 \tau$ , em que  $v_r$  é a velocidade radial característica e  $\tau$  é o tempo de correlação. A velocidade radial provocada por perturbações eletrostáticas é dada por  $v_r \sim c\tilde{E}/B$ , em que  $\tilde{E}$  é o campo elétrico poloidal perturbado e  $B$ , o campo magnético de equilíbrio. Assumindo-se a escala de tempo como sendo da ordem do tempo de trânsito (tempo necessário para a partícula completar uma volta sobre a superfície magnética),  $\tau \sim \pi R/v_{\parallel}$ , em que  $v_{\parallel}$  é a velocidade na direção paralela, então o coeficiente de transporte de partículas para perturbações do tipo eletrostático será escrito na forma (MYRA, 1992):

$$D \sim \pi R_0 \left( \frac{c^2 |\tilde{E}|^2}{v_{\parallel} B^2} \right) \quad (3.36)$$

Quando se considera a presença de transporte em plasmas, é necessário acrescentar o termo  $(\partial f / \partial \tau)_{Tr}$  na equação de Fokker-Planck, dada por (2.1), para representar a alteração na função distribuição causada pelo transporte de partículas. Este termo também possui a forma de uma equação de difusão, pois o efeito que o transporte provoca é uma difusão de partículas no espaço real:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \tau}\right)_{Tr} = \frac{\partial}{\partial x} \left( D_e \frac{\partial f}{\partial x} \right) \quad (3.37)$$

Em (3.37),  $D_e$  é o coeficiente de difusão de partículas causada por perturbações eletrostáticas. Neste trabalho, utiliza-se um coeficiente normalizado dado por (ROSA et al., 2005):

$$D_e = \frac{2\pi q R_0 c}{v_{e0}} \left( \frac{\gamma \mu_{e0}^{1/2}}{|u_{||}|} \tilde{\epsilon}^2 \right) \quad (3.38)$$

De acordo com a equação (3.38), o coeficiente de difusão é proporcional ao inverso da componente paralela da velocidade das partículas e, portanto, deve afetar mais as partículas que possuem baixas velocidades. Ainda nesta equação,  $q$  é o fator de segurança,  $R_0$  o raio maior,  $v_{e0} = 2\pi q^4 n_{e0} \Lambda / m_e^{1/2} T_{e0}^{3/2}$  a frequência de colisões no centro do plasma,  $c$  a velocidade da luz,  $\gamma$  é o fator relativístico e  $\tilde{\epsilon} = \tilde{E} / cB_0$ , o nível de perturbação eletrostática adimensional.

### 3.6 - Sumário

Neste capítulo foi discutida a teoria de transporte e barreiras de transporte em plasmas, incluindo-se uma breve revisão bibliográfica de trabalhos relacionados a estes temas. Além disso, o termo que deve ser incluído na equação de Fokker-Planck para descrever o transporte anômalo causado por perturbações eletrostáticas e o respectivo coeficiente de transporte,  $D_e$ , foram dados em sua forma explícita. No capítulo seguinte, os resultados obtidos neste trabalho serão analisados, considerando-se a teoria até aqui apresentada.

## CAPÍTULO 4 - RESULTADOS NUMÉRICOS

### 4.1 - Descrição numérica

Neste trabalho, estuda-se o efeito do transporte radial de partículas na presença de uma barreira de transporte interna sobre parâmetros importantes do plasma como densidade, temperatura, corrente e deposição de energia pelas ondas. As ondas utilizadas para aquecimento do plasma e geração de corrente são a onda híbrida inferior (LH) e a onda de cíclotron eletrônica (EC).

Os resultados foram obtidos através de simulações realizadas utilizando-se o código numérico *Kinesis*, desenvolvido pelos pesquisadores Paulo Ricardo da S. Rosa (UFMS), Luiz Fernando Ziebell (UFRGS) e Gerardo Giruzzi (Cadarache - França) em linguagem Fortran 90, no período de 1998 a 2002. Trata-se de um conjunto de rotinas programadas para resolver numericamente a equação de Fokker-Planck, que governa a evolução temporal da função distribuição. Como neste trabalho considera-se o efeito das ondas híbrida inferior e de cíclotron eletrônica, das colisões e do transporte eletrostático de partículas sobre a função distribuição dos elétrons, a equação de Fokker-Planck é dada por:

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = \left( \frac{\partial f}{\partial \tau} \right)_{EC} + \left( \frac{\partial f}{\partial \tau} \right)_{LH} + \left( \frac{\partial f}{\partial \tau} \right)_{Col} + \left( \frac{\partial f}{\partial \tau} \right)_{Tr} \quad (4.1)$$

Os termos utilizados na equação (4.1) foram dados em sua forma explícita nas seções 2.3.1 (EC), 2.3.2 (LH), 2.3.3 (Col) e 3.5 (Tr).

As simulações foram feitas partindo-se de uma função distribuição eletrônica do tipo Maxwelliana  $f(u, \mu, x, \tau)$ , em que  $\tau$  é o tempo, normalizado ao tempo de colisões no centro da lâmina,  $u$  é o módulo do momento do elétron normalizado ao momento térmico central em  $\tau = 0$ ,  $\mu = \cos \theta$  é o cosseno do ângulo entre o momento e o campo magnético (ângulo *pitch*).

Para a obtenção dos resultados utilizou-se o modelo de lâmina, mostrado na figura 4.1(a). Neste modelo supõe-se uma lâmina de plasma de extensão infinita na direção toroidal ( $z$ ) e largura na direção radial ( $x$ ) igual a  $2a$ , em que  $a$  representa o raio do plasma, sobre a qual se encontram linhas retas de campo toroidal. As posições no plasma são representadas pela variável  $x$ , que assume valores no intervalo  $[-a, a]$ .

A resolução numérica foi feita pelo método implícito em direções alternadas (ADI). O espaço tridimensional  $(u, \mu, x)$  foi discretizado em um conjunto de  $151 \times 71 \times 81$  pontos,

considerando-se os intervalos  $0,0 \leq u \leq 12,0$ ,  $-1 \leq \mu \leq 1$  e  $-20 \leq x \leq 20$ . As expressões utilizadas para o cálculo do campo magnético e dos perfis iniciais de densidade e temperatura foram as seguintes:

$$B_0(x) = B_0(0) \left(1 + \frac{x}{R_0}\right)^{-1}$$

$$n_e(x, \tau = 0) = (n_{e0} - n_{ea}) \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right) + n_{ea} \quad (4.2)$$

$$T_e(x, \tau = 0) = (T_{e0} - T_{ea}) \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right)^2 + T_{ea}$$

Os índices '0' e 'a', nas expressões de  $n_e$  e  $T_e$  (4.2), representam os valores no centro e na borda do plasma, respectivamente.

Os parâmetros geométricos utilizados foram: raio maior  $R_0 = 100$  cm e raio do plasma  $a = 20$  cm. Os valores do campo magnético toroidal no centro, da densidade e da temperatura no centro e na borda da máquina foram  $B_0(0) = 26500$  Gauss,  $n_{e0} = 6,0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_{ea} = 6,0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_{e0} = 3,0$  keV e  $T_{ea} = 3,0 \cdot 10^{-2}$  keV, escolhidos de modo a garantir total absorção da onda híbrida. O perfil do campo magnético toroidal utilizado é mostrado na figura 4.1(b), enquanto os perfis iniciais impostos para a densidade e a temperatura encontram-se na figura 4.2.

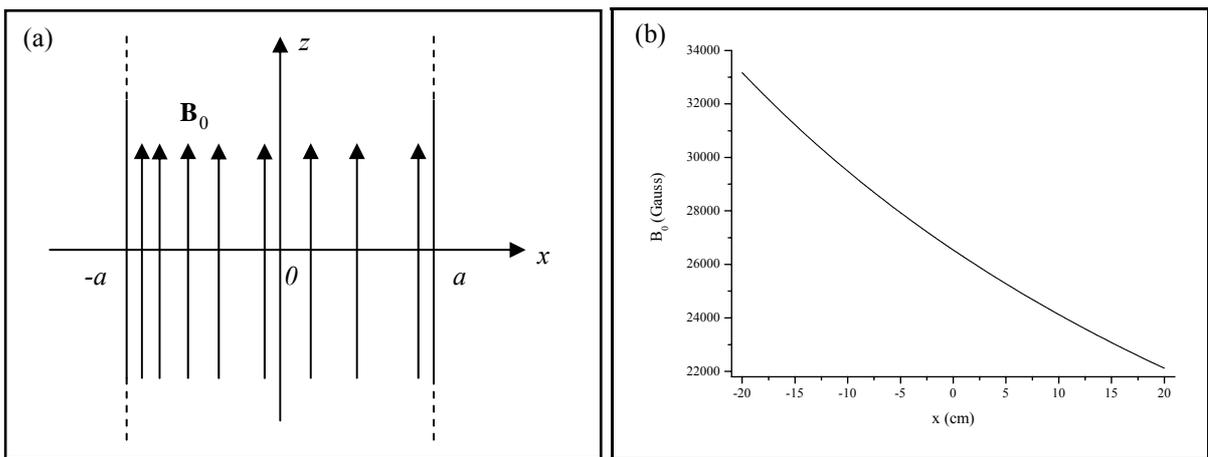


Figura 4.1 - (a) Modelo de lâmina. (b) Perfil de campo magnético toroidal.

As simulações foram feitas para um intervalo de tempo total igual a  $\tau = 250$ , sendo que as iterações ocorreram em intervalos  $\Delta\tau = 0,01$ . A evolução temporal de  $f$ , dada pela

equação (4.1), foi obtida recalculando-se a função distribuição a cada iteração. Os perfis de densidade e temperatura foram recalculados, a partir das equações (4.3), a cada 100 iterações, ou seja, em intervalos iguais a  $\Delta\tau = 1$ , e utilizados nos cálculos seguintes.

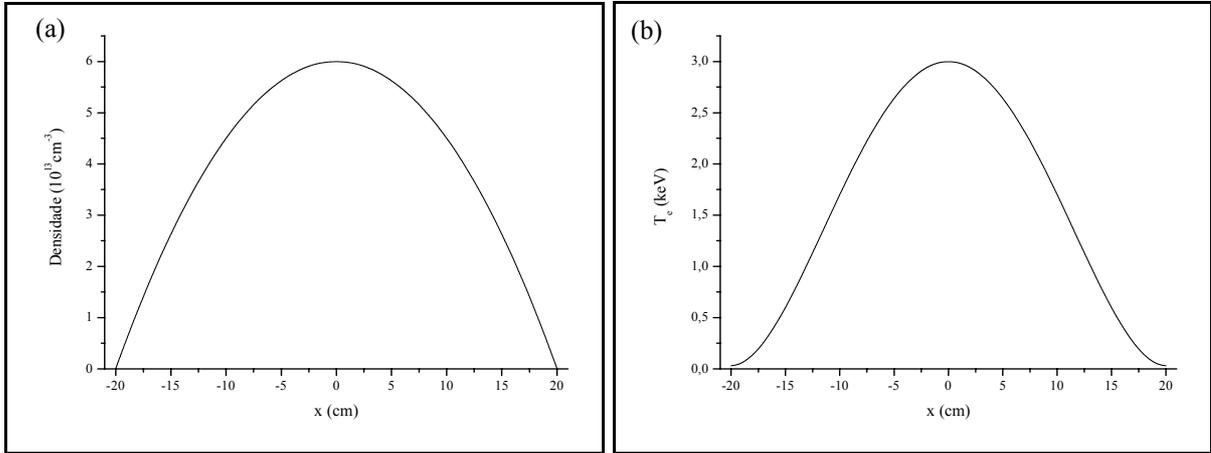


Figura 4.2 - Perfis iniciais de (a) densidade e (b) temperatura.

$$n_e(x, \tau) = \int f(u, \mu, x, \tau) d^3u$$

$$T_e(x, \tau) = \frac{T_{e0}}{3n_e(x, \tau)} \int u^2 f(u, \mu, x, \tau) d^3u \quad (4.3)$$

Considerou-se um perfil não-monotônico do fator de segurança  $q$ , descrito por uma parábola cujo valor mínimo encontra-se na posição  $x/a = 0,5$ , mostrado na figura 4.3. Além disso, a evolução temporal de  $q$  não foi levada em conta, pois esta ocorre em uma escala de tempo da ordem de segundos, muito maior do que a dos fenômenos de interesse (CHALIS et al., 2001 e LITANDON et al., 2001 apud ROSA, 2002).

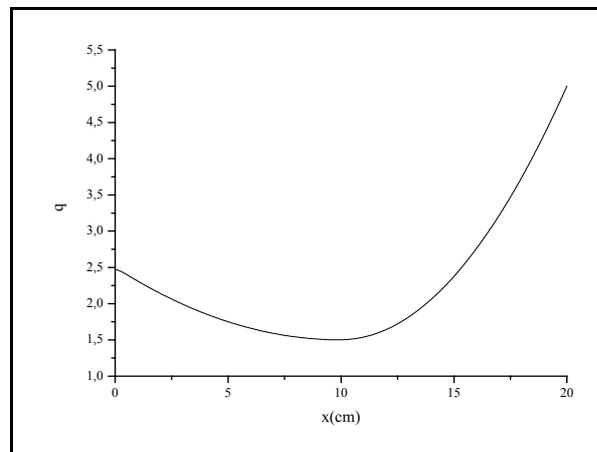


Figura 4.3 - Perfil do fator de segurança:  $q(0) = 2,5$ ,  $q_{\min} = 1,5$  e  $q(a) = 5,0$ .

Para simular a barreira de transporte interna, assumiu-se o nível de perturbação eletrostática igual a  $\tilde{e} = \tilde{e}_0$  em todo o plasma, exceto na região da barreira, onde o nível de perturbação reduz-se até atingir o valor mínimo,  $\tilde{e} = 0,125 \tilde{e}_0$ , no centro da barreira ( $x = x_b$ ) de largura igual a  $2\beta$ . Também aqui, o perfil de redução do nível de turbulência na região da barreira ( $x_b - \beta < x < x_b + \beta$ ) é dado por uma função parabólica, como mostra a figura 4.4, tal que:

$$\tilde{e} = \tilde{e}_0 (a_1 + a_2 x + a_3 x^2) \quad (4.4)$$

em que os coeficientes  $a_i$  são dados por:

$$a_1 = \alpha + \frac{1-\alpha}{\beta^2} x_b^2 \quad a_2 = -2 \frac{1-\alpha}{\beta^2} x_b \quad a_3 = \frac{1-\alpha}{\beta^2}$$

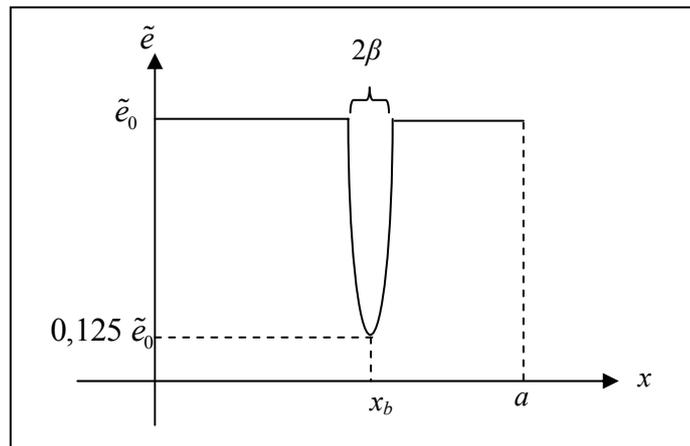


Figura 4.4 - Nível de perturbação eletrostática na lâmina de plasma.

A onda híbrida é injetada continuamente no plasma com frequência  $f_{LH} = 3,38 \cdot 10^9$  Hz, índice de refração paralelo  $n_{\parallel 0} = 2,3$  e potência na borda da lâmina igual a  $P_{LH}(a) = 0,5$  MW. A dissipação de energia que ocorre conforme a onda se propaga através do plasma foi avaliada pela densidade de energia absorvida em cada posição da lâmina pelas partículas ressonantes, dada por:

$$\rho_{LH}(x, \tau) = 1,5 \cdot 10^{-16} T_{e0} \nu_{e0} \int d^3 u \frac{u^2}{2} \left( \frac{\partial f}{\partial \tau} \right)_{LH} \quad (4.5)$$

em que  $\nu_{e0}$  é a frequência de colisões no centro do plasma. As constantes numéricas são escolhidas tal que a unidade de  $\rho_{LH}$  é  $W/cm^3$ . Como foi mostrado no capítulo 2 (equação

2.93), o coeficiente de difusão da onda híbrida depende do espectro do fluxo de energia  $S(x, \tau, n_{\parallel})$  que, neste trabalho, é dado por:

$$S(x, \tau, n_{\parallel}) = \begin{cases} S_0(x, \tau) & \text{se } n_1 \leq n_{\parallel} \leq n_2 \\ 0 & \text{se } n_{\parallel} < n_1, n_{\parallel} > n_2 \end{cases} \quad (4.6)$$

Em (4.6),  $n_1$  e  $n_2$  são os limites do índice de refração determinados pelas propriedades de propagação da onda híbrida:  $n_1$  é o máximo entre  $n_{\parallel acc}$ , valor obtido pela condição de acessibilidade, e  $n_{\parallel -}$ , enquanto  $n_2$  é o mínimo entre  $n_{\parallel +}$  e  $n_{\parallel L}$ . O valor de  $n_L = 6,5$  foi escolhido para as simulações. Para os parâmetros aqui utilizados, os valores de  $n_1$  e  $n_2$  que definem o intervalo do índice de refração paralelo para a onda híbrida estão mostrados na figura 4.5, em função da posição na lâmina.

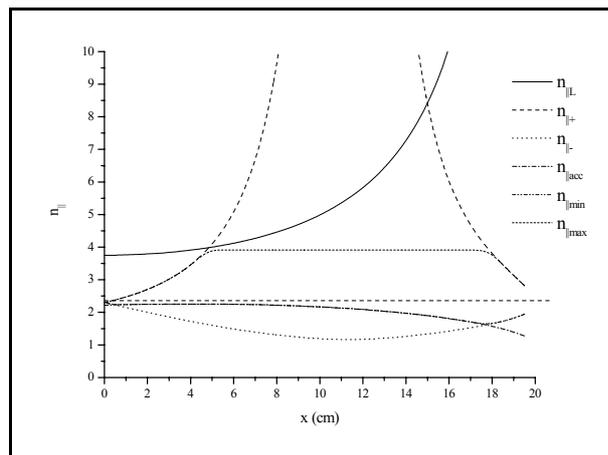


Figura 4.5 - Intervalos de  $n_{\parallel}$  em função da posição na lâmina.

A quantidade  $S_0(x, \tau)$ , que fornece a intensidade da onda na posição  $x$  em um dado instante  $\tau$ , pode ser obtida considerando-se que a energia adquirida pelos elétrons na região de absorção é rapidamente distribuída sobre toda a superfície magnética sobre a qual o elétron se movimentava. Para isso, considera-se um plasma com seção reta poloidal circular, cujas superfícies magnéticas possuem forma cilíndrica e área dada por  $S$ . Vale ressaltar que qualquer outro tipo de superfície de mesma área poderia ser utilizado. Além disso, nas simulações impõe-se um valor mínimo para o raio da superfície, igual a 1,0 cm. Assim:

$$S_0(x, \tau) = \frac{P_{LH}(x, \tau)}{S} = \frac{P_{LH}(x, \tau)}{4\pi^2 x R_0} \quad (4.7)$$

$$P_{LH}(x, \tau) = P_{LH}(a) \left( 1 - 4\pi^2 R_0 a^2 \int_a^x dx' x' \rho_{LH}(x', \tau) \right)$$

A onda de cíclotron é injetada na borda do plasma com um ângulo  $\bar{\psi} = 15^\circ$  ( $\Delta\bar{\psi} = 3^\circ$ ) com relação ao campo magnético, durante o intervalo  $100 \leq \tau \leq 250$ . É utilizado o segundo harmônico do modo extraordinário, com frequência  $f_{EC} = 140 \cdot 10^9$  Hz e potência  $P_{EC}(a) = 1,0$  MW, constante durante a simulação.

Para a onda de cíclotron, deve-se tomar a média do coeficiente de difusão  $D_{EC}$  sobre a área da superfície magnética (seção 2.3.1). Como foi dito anteriormente, neste trabalho considera-se um plasma de superfícies magnéticas cilíndricas. Para os parâmetros utilizados nas simulações, a absorção da energia ocorre apenas no lado de baixo campo, antes do centro da lâmina. Neste caso, a forma da superfície magnética não é importante para se avaliar a absorção da onda de cíclotron pelo plasma.

O coeficiente de difusão  $D_{EC}$  (equação 2.85) depende do espectro de potência da onda,  $P_{EC}$ , sobre a superfície magnética. A quantidade de potência que chega a cada posição  $x$  da lâmina é dada pela expressão (4.8), cujo cálculo é feito de forma auto-consistente ao longo da trajetória da onda no plasma.

$$P_{EC}(x, \tau, n_{\parallel}) = P_{EC}(a) \frac{\exp\left[-(n_{\parallel} - \bar{n}_{\parallel})^2 / (\Delta n_{\parallel})^2\right]}{\sqrt{\pi} \Delta n_{\parallel}} \exp\left(\frac{-2\omega_{EC}^2 a^2}{c} \int_a^x dx' n_{\perp}''(x')\right) \quad (4.8)$$

Na expressão (4.8),  $n_{\perp}''$  é a parte imaginária do índice de refração perpendicular e  $n_{\parallel} = n_{\parallel}(x)$  é o índice de refração paralelo corrigido para cada posição ao longo da propagação através do plasma:

$$n_{\parallel}(x) = n_{\parallel 0} \frac{R_0 + a}{R_0 + x} \quad (4.9)$$

Em (4.9),  $n_{\parallel 0}$  é o índice de refração de injeção na direção paralela.

Um outro aspecto considerado é a presença dos elétrons aprisionados, cujo principal efeito aparece como uma simetria na função distribuição com relação à componente paralela do momento. O elétron aprisionado executa um movimento de vai-e-vem sobre a superfície magnética, contribuindo ora positivamente e ora negativamente para a corrente. Por isso, a

condição  $f(u, \mu, x, \tau) = f(u, -\mu, x, \tau)$  é imposta para aqueles elétrons que satisfazem à condição de aprisionamento, dada por (ROSA e GIRUZZI, 2000):

$$\frac{\mu}{(1-\mu^2)^{1/2}} < \left(\frac{2x}{R_0}\right)^{1/2}$$

#### 4.2 - Resultados e análises

A análise da influência do transporte sobre os parâmetros considerados foi feita variando-se o nível de perturbação,  $\tilde{\epsilon}$ , para uma barreira de transporte de largura ( $2\beta$ ) e posição central ( $x_b$ ) fixas em cada simulação. A influência da barreira de transporte foi analisada sob dois aspectos: (i) variando-se sua posição central e mantendo-se a largura constante; (ii) variando-se sua largura e mantendo-se a posição central constante para um dado nível de perturbação. O quadro 4.1 traz os parâmetros utilizados nas simulações para as diferentes situações analisadas. Os resultados foram comparados com o caso em que não havia transporte, isto é,  $\tilde{\epsilon} = 0$ , e na ausência de barreira, em que se considerou o maior nível de perturbação,  $\tilde{\epsilon} = 3.10^{-6}$ .

Quadro 4.1 - Características da barreira e do nível de perturbação para os casos em que se analisa a influência:

(a) da largura da barreira; (b) da posição da barreira e (c) do nível de perturbação<sup>1</sup>.

(a)	$\tilde{\epsilon} = 3.10^{-6}$	$x_b = 10,0$ cm	2,5 cm
			$\beta = 3,0$ cm 3,5 cm
(b)	$\tilde{\epsilon} = 3.10^{-6}$	$x_b = 10,0$ cm	8,0 cm
			$\beta = 3,0$ cm 12,0 cm
(c)	$1.10^{-6}$	$x_b = 10,0$ cm	$\beta = 3,0$ cm
	$\tilde{\epsilon} = 2.10^{-6}$ $3.10^{-6}$		

A figura 4.6 mostra os perfis de deposição de energia da onda híbrida em função da posição, para o instante  $\tau = 250$ . Em todos os casos, verifica-se que a absorção de energia da onda é maior entre  $x = 8,0$  cm e  $x = 10,0$  cm e que na presença da barreira a absorção

<sup>1</sup> Nas legendas dos gráficos o nível de perturbação é representado pela sigla ES.

umenta, porém permanece menor que na ausência de transporte. Os efeitos da variação da largura, figura 4.6(a), e do nível de perturbação, figura 4.6(c), sobre o perfil de deposição são pouco significativos. Analisando-se a figura 4.6(b), observa-se o pico de absorção é maior para a posição intermediária  $x_b = 10,0$  cm, mas com valores muito próximos aos das demais posições consideradas.

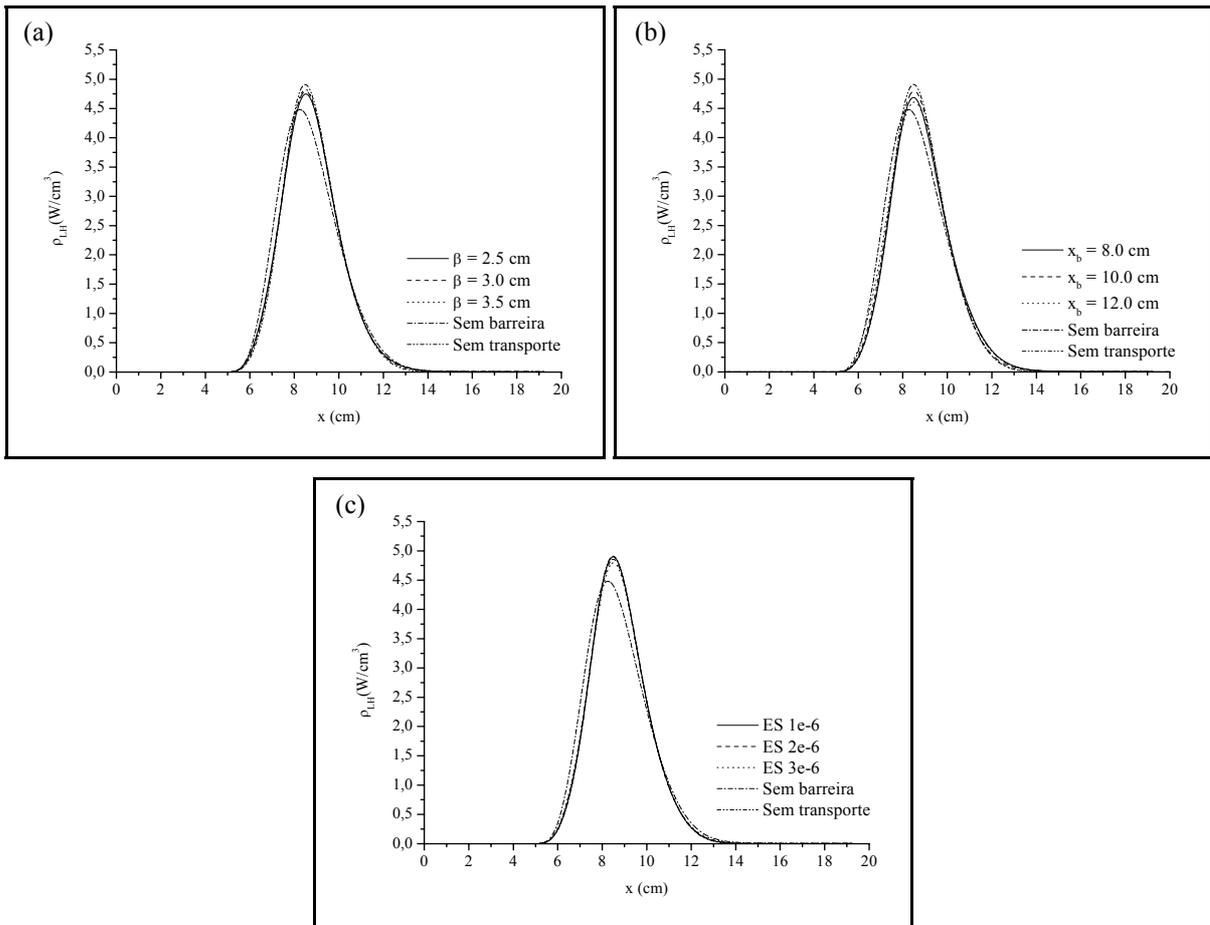


Figura 4.6 - Perfis de deposição da onda híbrida em  $\tau = 250$ , para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática.

Uma possível explicação para o fato é que o transporte eletrostático é mais eficaz para elétrons com baixas velocidades, enquanto a onda híbrida interage com elétrons mais energéticos, os quais não sofrem tanta influência deste tipo de transporte e, por isso, o perfil de absorção tende a permanecer o mesmo. A figura 4.7 mostra os intervalos de  $u_{\parallel}$  ressonantes para a onda híbrida, definidos pelos limites de  $n_{\parallel}$ , em cada posição na lâmina. Na região de maior deposição de energia, entre  $x = 7,0$  cm e  $x = 10,0$  cm, a onda interage com elétrons cujas velocidades encontram-se entre  $3,3 \leq u_{\parallel} \leq 6,0$ , chamados elétrons supertérmicos.

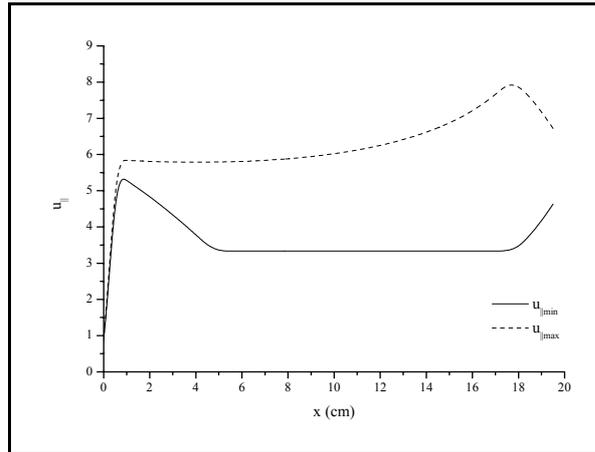


Figura 4.7 - Limites de velocidades ressonantes com a onda híbrida em função da posição na lâmina.

Analisando-se a evolução temporal do perfil de deposição da onda híbrida, mostrado na figura 4.8, verifica-se que há um deslocamento da região de maior absorção em direção à borda do plasma quando se compara com o perfil inicial, em  $\tau = 1$ . Isto acontece porque o fenômeno de transporte leva partículas de regiões mais internas para regiões mais próximas à borda do plasma. Assim, nestas posições mais externas, ocorre interação entre a onda híbrida e um número maior de partículas ressonantes.

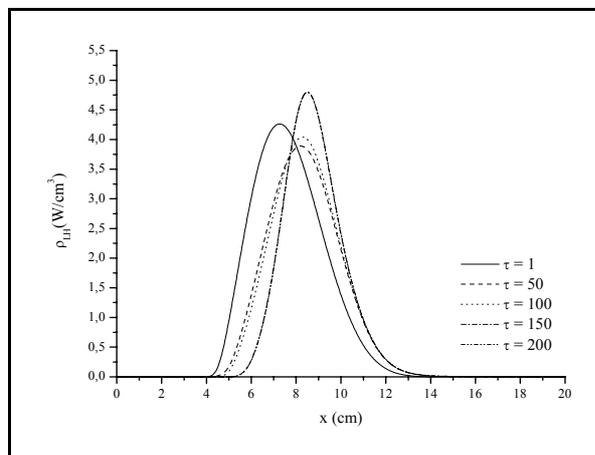


Figura 4.8 - Evolução temporal do perfil de deposição da onda híbrida.  $\tilde{\epsilon} = 3,0 \cdot 10^{-6}$ ,  $x_b = 10,0$  cm e  $\beta = 3,0$  cm .

Na figura 4.9 encontram-se os perfis de deposição da onda de cíclotron, em função da posição, também para o instante  $\tau = 250$ . A região de absorção é a mesma da onda híbrida e verifica-se que não há nenhuma influência sobre os perfis quando ocorrem variações nas características da barreira ou do nível de transporte. Este resultado era esperado, uma vez que a absorção da onda de cíclotron depende, basicamente, do campo magnético. A análise da

evolução temporal do perfil de deposição da onda de ciclotron mostra que não há variação deste ao longo do tempo e por isso o gráfico será omitido.

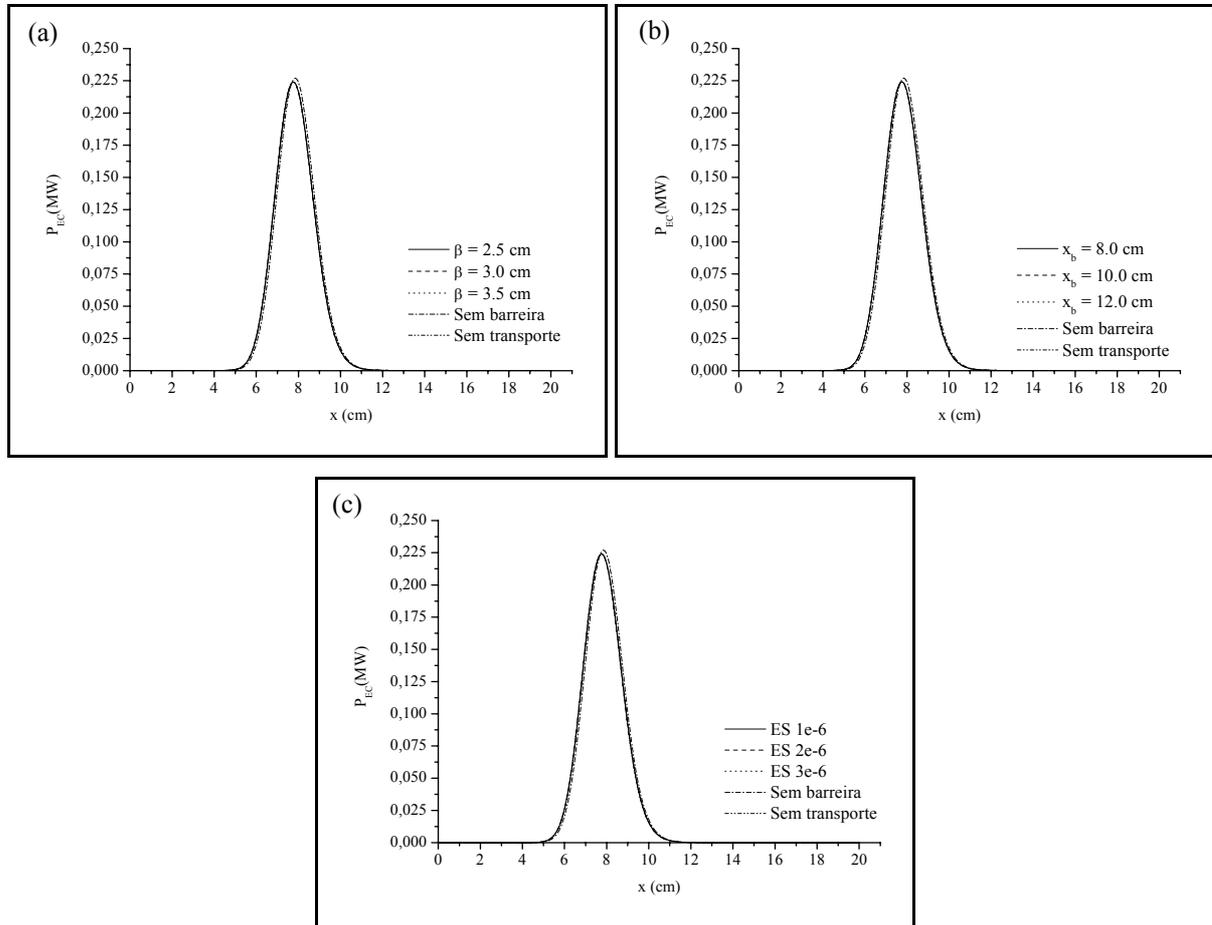


Figura 4.9 - Perfis de deposição da onda de ciclotron em  $\tau = 250$ , para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática.

Os perfis finais de densidade de corrente são mostrados na figura 4.10. É possível verificar que o efeito do transporte é a difusão da geração de corrente tanto para a borda como para o centro da lâmina. Analisando-se a figura 4.10(a), observa-se que, quanto mais larga a barreira, maior o pico de densidade de corrente na região de deposição das ondas e menor a difusão em direção à borda. Na ausência de barreira, a difusão é máxima e o pico de densidade de corrente é mínimo.

A influência da posição da barreira, mostrada na figura 4.10(b), é que quanto mais próxima da borda a barreira encontra-se, menor a densidade de corrente. Além disso, a difusão para a borda da lâmina aumenta quando se aproxima a barreira do centro da lâmina. A figura 4.10(c) mostra que o efeito do nível de perturbação é o aumento da densidade de

corrente como consequência do aumento da difusão para regiões mais próximas à borda do plasma.

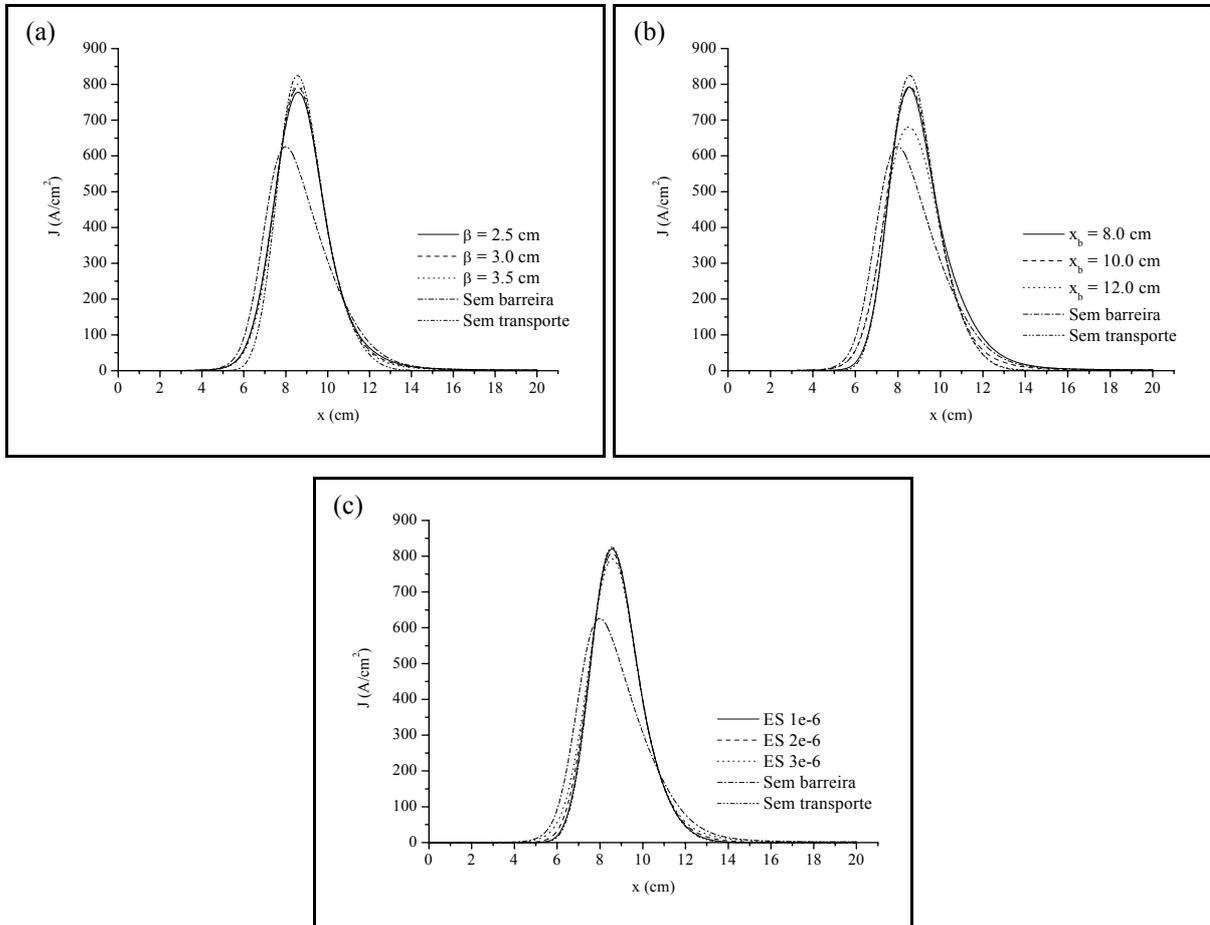


Figura 4.10 - Perfis de densidade de corrente para  $\tau = 250$ , para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática.

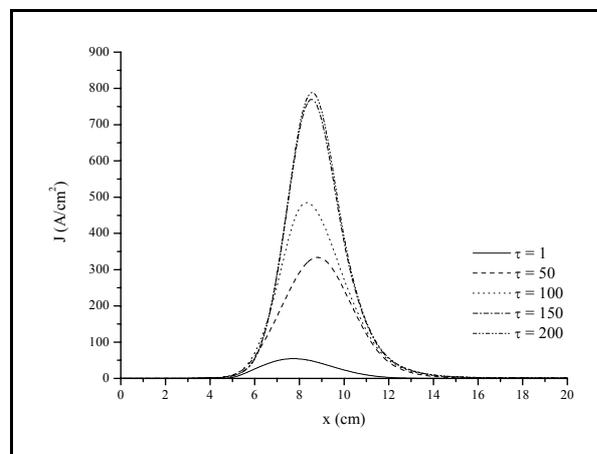


Figura 4.11 - Evolução temporal do perfil de densidade de corrente.  $\tilde{z} = 3,0 \cdot 10^{-6}$ ,  $x_b = 10,0$  cm e  $\beta = 3,0$  cm .

A evolução temporal do perfil de densidade de corrente gerada é mostrada na figura 4.11, para  $\tilde{\epsilon} = 3,0 \cdot 10^{-6}$ ,  $x_b = 10,0$  cm e  $\beta = 3,0$  cm . A densidade de corrente aumenta conforme a onda híbrida vai sendo absorvida. A partir do instante  $\tau = 100$ , quando a onda de cíclotron começa a ser injetada no plasma, este aumento ocorre mais rapidamente até que seja atingido um estado em que as curvas encontram-se em grande parte sobrepostas.

A figura 4.12 mostra a evolução temporal da corrente gerada no plasma. A injeção das ondas resulta na geração de corrente por determinado período até que seja atingido um estado estacionário, quando a corrente gerada pára de crescer. Introduzindo-se a onda de cíclotron a corrente novamente aumenta até atingir o estado estacionário. Nota-se, também, na fase das ondas híbrida e de cíclotron, que o valor da corrente na ausência da barreira é menor que no caso em que não há transporte.

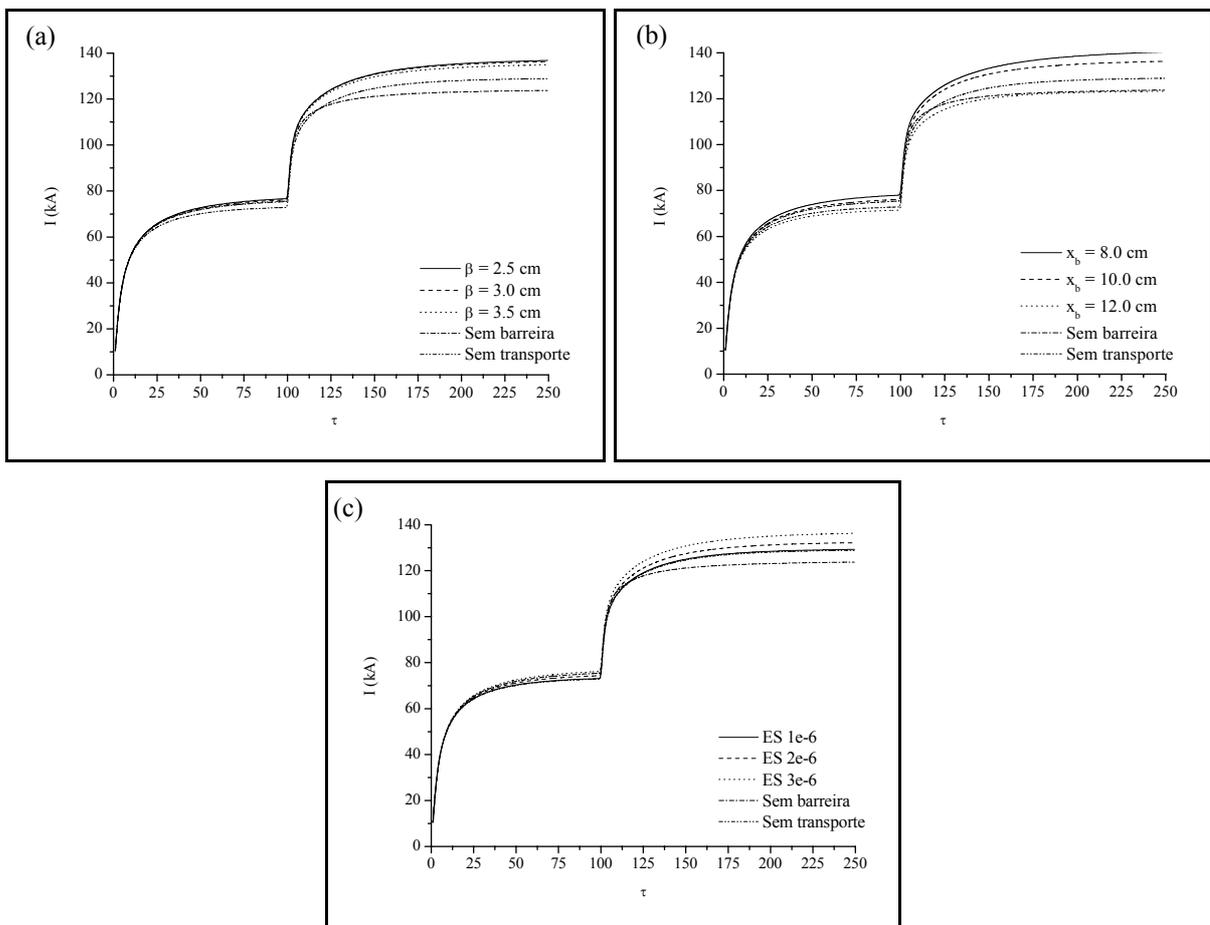


Figura 4.12 - Perfis temporais da corrente gerada no plasma para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática.

Na figura 4.12(a), observa-se que a presença do transporte aumenta a corrente gerada, porém, esta não é alterada de forma significativa pela largura da barreira. A figura 4.12(b)

mostra que a corrente total diminui para posições da barreira mais próximas à borda. Pode-se observar melhor este fato durante a fase em que agem ambas as ondas, na qual o menor valor de corrente ocorre para  $x_b = 12,0$  cm, menor que o caso sem transporte e muito próximo ao caso sem barreira.

Na fase em que há apenas a onda híbrida, a influência do nível de perturbação, figura 4.12(c), é pequena, porém, observa-se que a corrente é maior conforme aumenta a turbulência. Na fase das ondas híbrida e de cíclotron este efeito é mais visível. O valor máximo de corrente ocorre para o maior nível de turbulência, enquanto o valor mínimo é observado para o menor nível de perturbação, sendo este muito próximo ao valor obtido na ausência de transporte.

Para avaliar a eficiência na geração de corrente, isto é, a quantidade de corrente gerada em função da potência injetada, utilizou-se a seguinte expressão:

$$\eta = 33 \frac{|I| R_0 \bar{n}_e}{(P_{LH} + P_{EC}) \bar{T}_e} \quad (4.10)$$

em que  $\bar{n}_e$  é a densidade linear média dos elétrons, expressa em unidades de  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ , e  $\bar{T}_e$  é a temperatura linear média dos elétrons, dadas por:

$$\bar{n}_e = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a n_e(x) dx \quad \bar{T}_e = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a T_e(x) dx$$

A figura 4.13 traz os perfis de eficiência de geração de corrente, nos quais se observa que a eficiência é maior na fase em que há somente a onda híbrida. Na figura 4.13(a), não é observada dependência significativa com a largura da barreira, mas a presença do transporte aumenta a eficiência na geração de corrente.

Na figura 4.13(b), verifica-se que a eficiência aumenta quando a barreira é deslocada para posições mais internas. Este fato pode ser explicado da seguinte maneira: o transporte radial em direção à borda tende a aumentar a corrente gerada. Para barreiras na região  $x_b \leq 10,0$  cm o transporte em direção à borda é pouco suprimido e a corrente aumenta. Quando a barreira encontra-se em  $x_b = 12,0$  cm, ou seja, numa posição entre a região onde ocorre a deposição de energia das ondas e a borda do plasma, a eficiência é menor porque o transporte de partículas diminui devido à barreira. Para barreiras localizadas em posições ainda mais externas, seu efeito é pequeno, pois o transporte de partículas do centro para a borda ocorre na região mais interna, onde não há barreira.

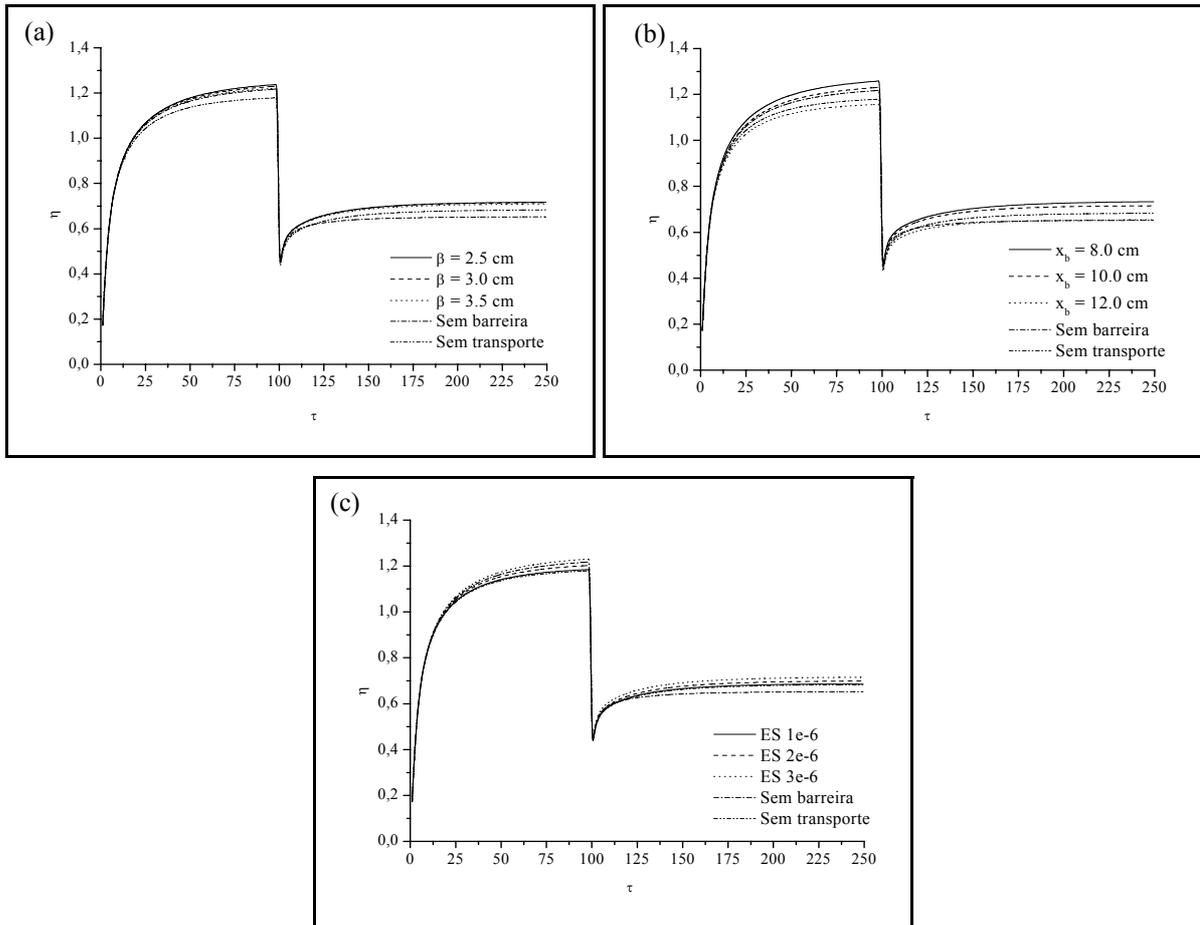


Figura 4.13 - Eficiência na geração de corrente para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática.

Na figura 4.13(c), observa-se que, assim como ocorre para a corrente total, o aumento no nível de perturbação aumenta a eficiência da geração de corrente. Isto pode ser atribuído ao transporte radial de partículas energéticas para regiões menos densas e, conseqüentemente, de menor colisionalidade, gerando mais corrente quanto maior o nível de transporte. Comparando-se os gráficos da eficiência com os de corrente total gerada, verifica-se que, apesar do aumento na corrente total quando as ondas híbrida e de cíclotron estão presentes, a eficiência é menor que no caso da onda híbrida atuando sozinha.

A influência da barreira e do nível de perturbação sobre o perfil de densidade dos elétrons também foi considerada. Como mostra a figura 4.14, o perfil de densidade no instante  $\tau = 250$  é próximo ao perfil inicial (figura 4.2(a)), apresentando apenas pequeno aumento na região da barreira, o que indica um acúmulo de partículas. Além disso, efeitos do transporte e dos parâmetros da barreira sobre a densidade não são significativos.

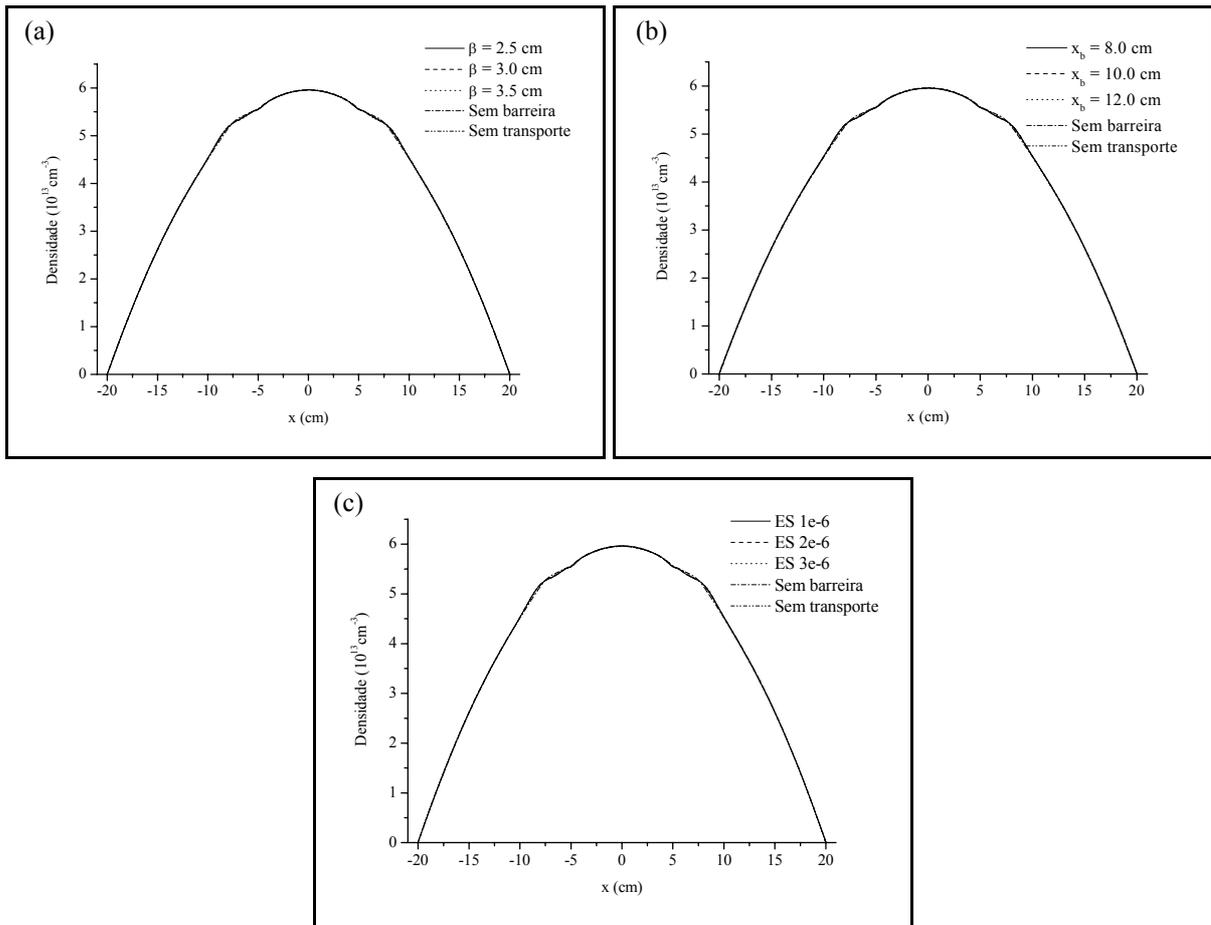


Figura 4.14 - Perfis de densidade dos elétrons em  $\tau = 250$ , para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática.

O mesmo ocorre quando se analisa o perfil de temperatura dos elétrons, mostrado na figura 4.15. Com relação ao perfil inicial, observa-se um aumento da temperatura na região da barreira, correspondente ao aumento de densidade, e na borda do plasma. A presença da barreira acarreta um maior crescimento da temperatura, mas não há grande influência de sua largura ou posição sobre o perfil de temperatura, o que também é válido para o nível de turbulência.

O aumento na temperatura na borda do plasma pode ser explicado pelo acúmulo de elétrons nesta região devido ao transporte, visto que foi imposta a condição de que não há fluxo de elétrons para fora do plasma. Este aumento na temperatura é maior para os casos em que não há barreiras de transporte.

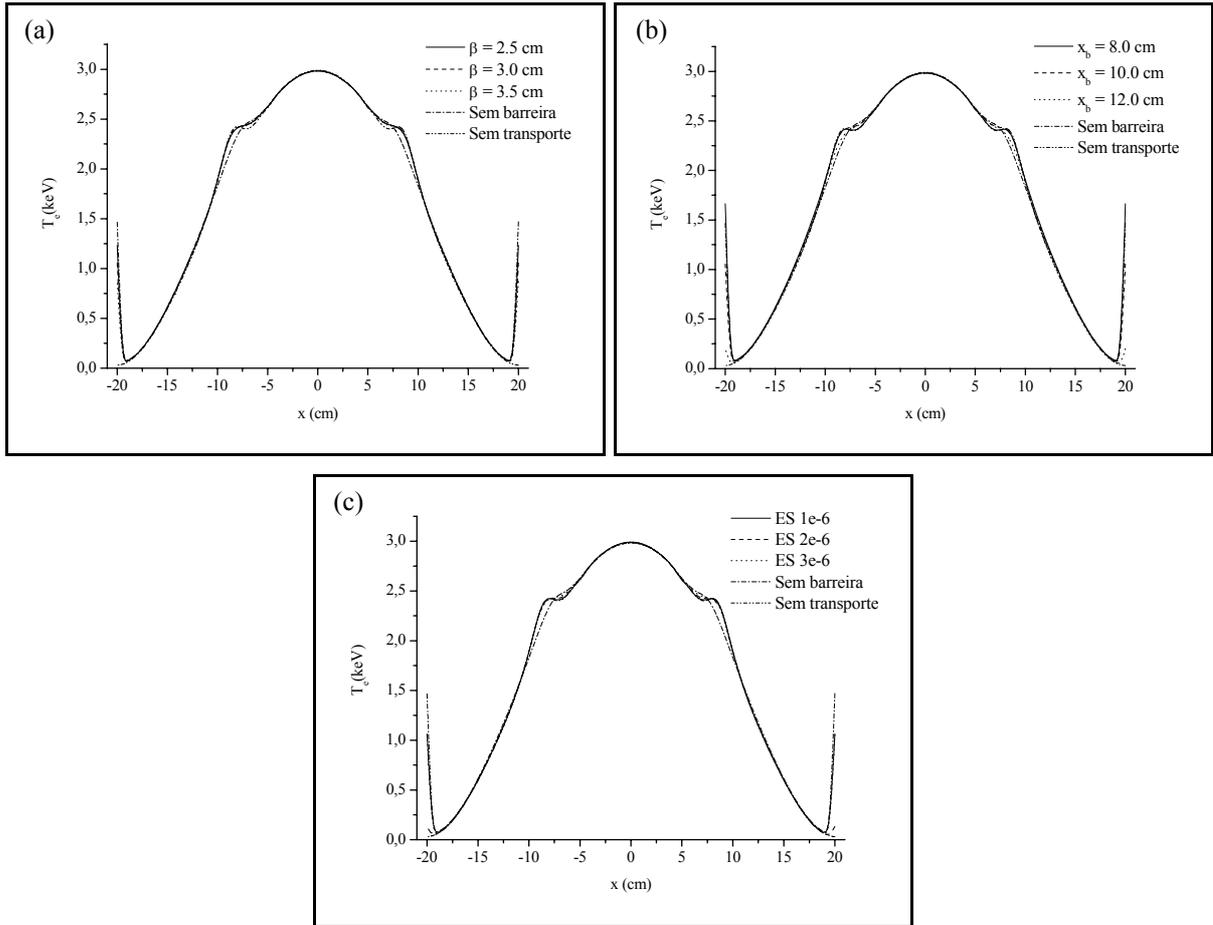


Figura 4.15 - Perfis de temperatura dos elétrons em  $\tau = 250$ , para os casos em que se varia: (a) a largura da barreira; (b) a posição central da barreira e (c) o nível de perturbação eletrostática.

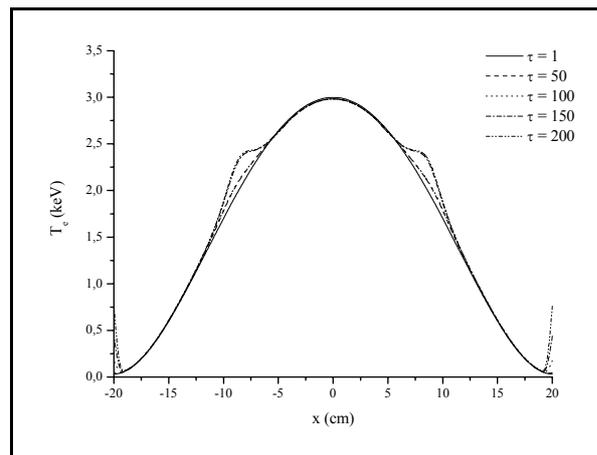


Figura 4.16 - Evolução temporal da temperatura.  $\tilde{\epsilon} = 3,0 \cdot 10^{-6}$ ,  $x_b = 10,0$  cm e  $\beta = 3,0$  cm.

A figura 4.16 mostra a evolução temporal do perfil de temperatura dos elétrons para  $\tilde{\epsilon} = 3,0 \cdot 10^{-6}$ ,  $x_b = 10,0$  cm e  $\beta = 3,0$  cm. O que se verifica é um aumento gradual na

temperatura na região de absorção de energia, na região próxima à barreira transporte e na borda do plasma, pelos motivos explicados anteriormente.

Os resultados aqui apresentados mostram que o aumento no nível de turbulência contribui positivamente para a geração de corrente, pois há maior difusão de elétrons para regiões menos colisionais e, assim, os elétrons levam mais tempo para perder sua energia, o que resulta em uma corrente líquida no plasma. Porém, verifica-se que a eficiência na geração de corrente pela ação conjunta das ondas não atinge os mesmos níveis da onda híbrida sozinha, ao contrário do que ocorre quando se analisa o perfil de corrente gerada no plasma.

## CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES

A proposta deste trabalho foi analisar, através de simulações, a influência do transporte sobre a geração de corrente não-indutiva por ondas de radiofrequência, na presença de uma barreira de transporte interna. Para isso, foram escolhidas a onda híbrida inferior e a onda de cíclotron eletrônica e considerou-se apenas o transporte de partículas de tipo eletrostático. Para descrever o plasma utilizou-se uma função distribuição  $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ , cuja evolução temporal é dada pela equação de Fokker-Planck, composta por termos que representam, separadamente, o efeito das ondas, das colisões e do transporte sobre  $f$ .

As simulações foram realizadas utilizando-se o código *Kinesis*, para um plasma de tokamak descrito pelo modelo de lâmina. Para se analisar a influência do nível de transporte eletrostático, manteve-se constante a posição central e a largura da barreira de transporte e variou-se o nível de perturbação. Em seguida, manteve-se o nível de perturbação constante para que pudesse ser avaliada a influência da posição central e da largura da barreira sobre as quantidades estudadas. Nessas simulações foram considerados também os casos sem barreira e sem transporte.

Para o perfil de deposição de energia da onda híbrida verifica-se que, de maneira geral, a presença da barreira favorece a absorção e o confinamento da energia. Para o caso da onda de cíclotron, não há influência significativa sobre o perfil de deposição de potência em nenhuma das situações analisadas. Os gráficos de densidade e temperatura mostram a formação de suaves ombros na região da barreira, indicando acúmulo de partículas. No caso da temperatura, observa-se também um aumento na borda, devido à condição de contorno imposta nas simulações de que não há fluxo de partículas para fora do plasma.

Os resultados mostram que para barreiras de transporte mais estreitas ocorre maior difusão de partículas para regiões menos colisionais. Portanto, nos perfis de densidade de corrente e de corrente gerada no plasma verifica-se um aumento dessas quantidades em posições mais externas. Porém, deslocando-se a barreira em direção à borda do plasma, a difusão para as regiões menos colisionais é menor e isso provoca diminuição na densidade de corrente e, conseqüentemente, na corrente gerada.

Aumentando-se o nível de perturbação aumenta também a difusão de partículas, tanto em direção ao centro como à borda. Isto, novamente, reflete-se nos perfis de densidade de corrente e corrente. Além disso, conclui-se que o parâmetro mais importante na variação do perfil de corrente gerada no plasma é a posição da barreira.

A principal quantidade avaliada, neste trabalho, é a eficiência na geração de corrente, a qual representa a quantidade de corrente gerada em função da potência total das ondas injetadas no plasma. Verifica-se que a eficiência na geração de corrente aumenta com o nível de perturbação eletrostática, diminuindo com o aumento na largura da barreira e com o deslocamento da barreira em direção à borda do plasma, como ocorre com os perfis de corrente gerada.

A geração de corrente não-indutiva através da ação simultânea das ondas híbrida inferior e de cíclotron eletrônica representa uma ferramenta importante para a obtenção de uma máquina que opere de forma contínua. Um fato observado é que a corrente total aumenta significativamente quando a onda de cíclotron começa a ser injetada, o que sugere uma sinergia entre essas ondas. Entretanto, a eficiência na geração de corrente, apesar de aumentar com o tempo quando ambas as ondas estão presentes, não atinge os mesmos níveis da onda híbrida atuando sozinha, mostrando que esta é mais eficiente que a onda de cíclotron.

Resultados mais precisos poderão ser obtidos quando for considerada a evolução temporal do perfil do fator de segurança, assumido constante neste trabalho. Isto pode ser feito através de um cálculo auto-consistente, partindo-se dos perfis de densidade de corrente que são recalculados nas iterações. Além disso, como a barreira de transporte interna foi considerada estacionária, acompanhar sua evolução temporal também representa um aspecto relevante para futuros trabalhos.

## REFERÊNCIAS

- ANDREJKO, M. V.; ASKINAZI, L. G.; GOLANT, V.E. et al. Formation of an internal transport barrier in the Ohmic H-Mode in the TUMAN-3M tokamak. **Plasma Physics Reports**, v. 26, n. 3, p. 191-198, 2000.
- BORNATICI, M.; CANO, R.; De BARBIERI, O.; ENGELMANN, F. Electron cyclotron emission and absorption in fusion plasmas. **Nuclear Fusion**, v. 23, n. 9, p. 1153-1257, 1983.
- BURREL, K. H. Effects of  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  velocity shear and magnetic shear on turbulence and transport in magnetic confinement devices. **Physics of Plasmas**, v. 4, n. 5, p. 1499-1514, may 1997.
- CHEN, F.F. **Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion**. New York: Plenum Press, 1984.
- CONNOR, J. W. Transport in tokamaks: Theoretical models and comparison with experimental results. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, v. 37, p. A119-A133, 1995.
- DNESTROVSKIJ, Yu. N. Physical results of the T-10 tokamak. **Plasma Physics Reports**, v. 27, n. 10, p. 825-842, 2001.
- DUMONT, R.; GIRUZZI, G.; BARBATO, E. Combined kinetic and transport modeling of radiofrequency current drive. **Physics of Plasmas**, v. 7, n. 12, p. 4972-4982, dec. 2000.
- DUMONT, R. J.; GIRUZZI, G. Theory of synergy between electron cyclotron and lower hybrid waves. **Physics of Plasmas**, v. 11, n. 7, p. 3449-3459, jul. 2004.
- FISCH, N. J. Confining a tokamak plasma with rf-driven currents. **Physical Review Letters**, v. 41, n. 13, p. 873-876, sep. 1978.
- FISCH, N. J.; BOOZER, A. H. Creating an asymmetric plasma resistivity with waves. **Physical Review Letters**, v. 45, n. 9, p. 720-722, sep. 1980.
- FISCH, N. J. Theory of current drive in plasmas. **Reviews of Modern Physics**, v. 59, n. 1, p. 175-234, jan. 1987.
- FREIDBERG, Jeffrey P. **Ideal Magnetohydrodynamics**. New York: Plenum Press, 1987.
- GIRUZZI, G.; ARTAUD, J. F.; BIBET, P. et al. Experiments with combined electron cyclotron and lower hybrid waves on Tore Supra. Disponível em: <<http://www.ec13.iapras.ru/talks/Giruzzi-t.pdf>>. Acesso em: 11 out. 2005.

GRANATA, G.; FIDONE, I. A new representation of relativistic wave damping above the electron-cyclotron frequency. **Journal of Plasma Physics**, v. 45, part 3, p. 361-369, 1991.

JAMES, R. A.; GIRUZZI, G.; HARVEY, R. et al. Electron-cyclotron-current-drive experiments in the DIII-D tokamak. **Physical Review A**, v. 45, n. 12, p. 8783-8786, jun. 1992.

KARNEY, C. F. F.; FISCH, N. J. Current in wave-driven plasmas. **Physics of Fluids**, v. 29, n. 1, p. 180-192, jan. 1986.

LIEWER, Paullet C. Measurements of microturbulence in tokamaks and comparisons with theories of turbulence and anomalous transport. **Nuclear Fusion**, v. 25, n. 5, p. 543-621, 1985.

LUCE, T. C.; LIN-LIU, Y. R.; HARVEY, R. W. et al. Generation of localized noninductive current by electron cyclotron waves on the DIII-D tokamak. **Physical Review Letters**, v. 83, n. 22, p. 4550-4553, nov. 1999.

MAILLOUX, J.; ALPER, B.; BARANOV, Y. et al. Progress in internal transport barrier plasmas with lower hybrid current drive and heating in JET (Joint European Torus). **Physics of Plasmas**, v. 9, n. 5, p. 2156-2164, may 2002.

MIYAMOTO, Kenro. **Plasma Physics for Nuclear Fusion**. Cambridge: The MIT Press, 1989.

MOREAU, D. and the TORE SUPRA Team. Lower-hybrid current drive experiments in TORE SUPRA. **Physics of Fluids B**, v. 4, n. 7, p. 2165-2175, jul. 1992.

MYRA, J. R.; CATTO, Peter J. Runaway electrons as a diagnostic of magnetic fluctuations in the edge plasma of the Texas Experimental Tokamak. **Physics of Fluids B**, v. 4, n. 7, p. 2092-2097, jul. 1992.

OLIVEIRA, C. I.; ZIEBELL, L. F.; ROSA, P. R. da S. Efficiency of LH current drive in tokamaks featuring an internal transport barrier. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, v. 47, p. 249-267, 2005.

PRATER, R. Heating and current drive by electron cyclotron waves. **Physics of Plasmas**, v. 11, n. 5, p. 2349-2376, may 2004.

QUIGLEY, E. D.; PEETERS, A. G.; Mc CARTHY, P. J., et al. Formation criteria and positioning of internal transport barriers in ASDEX Upgrade. **Nuclear Fusion**, v. 44, p. 1189-1196, 2004.

RAZUMOVA, K. A.; DONNÉ, A. J.; ANDREEV, V. F. et al. Reduced core transport in T-10 and TEXTOR discharges at rational surfaces with low magnetic shear. **Nuclear Fusion**, v. 44, p. 1067-1074, 2004.

ROSA, Paulo Ricardo da Silva. **Evolução quase-linear do coeficiente de absorção de cíclotron para plasmas de Tokamaks**. 131f. Tese (Doutorado em Física). Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 1993.

ROSA, P. R. da S.; ZIEBELL, L. F. Quasi-linear evolution of electron cyclotron absorption by an RF-generated extended tail in tokamak plasmas. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, v. 35, p. 511-529, 1993.

ROSA, P. R. da S.; GIRUZZI, G. RF current drive by electron cyclotron waves in the presence of magnetic islands. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, v. 42, p. 755-769, 2000.

ROSA, P. R. da S.; ZIEBELL, L. F. EC+LH current drive efficiency in the presence of an internal transport barrier. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, v. 44, p. 2065-2090, 2002.

ROSA, P. R. da S.; ZIEBELL, L. F.; OLIVEIRA, C. I. et al. Efficiency of LH+EC current drive in tokamaks featuring an internal transport barrier. **Brazilian Journal of Physics**, v.35, n. 3A, p. 670-679, sep. 2005.

ROZHANSKY, V. Understanding transport barriers through modelling. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, v. 46, p. A1-A17, 2004.

SAKAMOTO, Y.; SUZUKI, T.; IDE, S. et al. Properties of internal transport barrier formation in JT-60U. **Nuclear Fusion**, v. 44, p. 876-882, 2004.

STAEBLER, G. M. Theory of internal and edge transport barriers. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, v. 40, p. 569-580, 1998.

STIX, T. H. **Waves in Plasmas**. New York: American Institute of Physics, 1992.

SUZUKI, T.; IDE, S.; HAMAMATSU, K. et al. Heating and current drive by electron cyclotron waves in JT-60. **Nuclear Fusion**, v. 44, p. 699-708, 2004.

TERRY, P. W. Supression of turbulence and transport by sheared flow. **Reviews of Modern Physics**, v. 72, n. 1, p. 109-165, jan. 2000.

WESSON, John. **Tokamaks**. New York: Oxford University Press, 1987.

WOLF, R. C. Internal transport barriers in tokamak plasmas. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, v. 45, p. R1-R91, 2003.

WUKITCH, S. J.; BOIVIN, R. L.; BONOLI, P. T. et al. Double transport barrier experiments on Alcator C-Mod. **Physics of Plasmas**, v. 9, n. 5, p. 2149-2155, may 2002.

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)