

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS
INSTITUTO DE FÍSICA E MATEMÁTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA



Dissertação

**Título: Simulações computacionais da influência da não
girotropia dos elétrons na propagação de ondas paralelas em
plasmas espaciais**

Roberta Gonçalves Schmitz

Pelotas, 2015

Roberta Gonçalves Schmitz

Simulações computacionais da influência da não girotropia dos elétrons na propagação de ondas paralelas em plasmas espaciais

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física e Matemática da Universidade Federal de Pelotas, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Fernando Jaques Ruiz Simões Junior

Pelotas, 2015

Roberta Gonçalves Schmitz

Título: Simulações computacionais da influência da não girotropia dos elétrons na propagação de ondas paralelas em plasmas espaciais

Dissertação aprovada, como requisito parcial, para obtenção do grau de Mestre em Física, Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas.

Data da Defesa: 06 de março de 2015

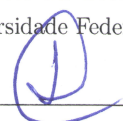
Banca examinadora:

Fernando Jaques Ruiz Simões Junior (Orientador)



Doutor em Geofísica Espacial
Universidade Federal de Pelotas

Joel Pavan



Doutor em Ciências
Universidade Federal de Pelotas

Rudi Gaelzer



Doutor em Ciências
Universidade Federal do Rio Grande do Sul

*“No one surveys the whole, focus on things so small
But life’s objective is to make it meaningful”.*

EPICA - SENSORIUM

À minha família...

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente à minha família por estar sempre presente, me apoiar e acreditar que um dia eu venceria esta etapa.

Ao Marcos por sempre me incentivar e me ajudar a compreender os piores cálculos, nunca me deixando desistir.

Ao meu orientador, professor Dr. Fernando Simões Jr., que mesmo com a agenda cheia de reuniões estava sempre disposto a me ajudar.

A todos meus amigos, especialmente Ana Roberta e Maurício, que me acompanharam em todas as etapas.

Ao Programa de Pós-Graduação em Física pela oportunidade de estudo.

Ao professor Dr. Joel Pavan por acompanhar o trabalho desde o início e contribuir com sugestões enriquecedoras.

Aos demais professores da Pós-Graduação pelo conhecimento compartilhado.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES, pela bolsa de estudos e auxílios para eventos.

RESUMO

SCHMITZ, Roberta Gonçalves, **Simulações computacionais da influência da não girotropia dos elétrons na propagação de ondas paralelas em plasmas espaciais** 2015, 80p. Dissertação (Mestrado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2015.

Intensas emissões de ondas de rádio são observadas no meio interplanetário, as quais geralmente são resultados da interação de partículas carregadas do vento solar com os campos magnéticos e elétricos no meio interplanetário. Dentre os possíveis mecanismos que influenciam nas emissões eletromagnética e eletrostática no meio interplanetário estão as características da função de distribuição de velocidades. Quando a distribuição de partículas é simétrica no plano perpendicular às linhas de campo magnético chamamos a distribuição de girotrópica, cuja função de distribuição de velocidades depende apenas das velocidades paralela e perpendicular das partículas. Se a simetria ao redor das linhas de campo é quebrada, a função de distribuição passa a depender também do ângulo de giro e é conhecida como não girotrópica. Importantes exemplos de distribuições não girotrópicas são encontrados em diversos processos em plasmas espaciais, tais como em ondas de choque não colisionais e na interação do vento solar com cometas. Trabalhos recentes sugerem que a não girotropia pode estar relacionada com geração de instabilidades e crescimento de ondas em plasmas. Neste trabalho é estudada a influência de um feixe de elétrons não girotrópico em um plasma de fundo girotrópico via simulações por partículas (PIC - *particle-in-cell*), as quais são realizadas utilizando o código KEMPO 1D modificado. Os resultados obtidos mostram que a não girotropia desempenha um papel importante na emissão de ondas eletromagnéticas com propagação paralela. Essa emissão está representada por um modo de propagação observado apenas quando a distribuição é não girotrópica, o qual foi chamado de modo NG (Não Girotrópico). Foi observado também que o ângulo de giro está relacionado à intensidade das emissões e que o ângulo de arremesso (*pitch angle*) está relacionado à velocidade de propagação das ondas. Verificamos que a não girotropia pode, de fato, introduzir energia livre no sistema, representado pelo aumento da energia magnética do sistema quando comparada com o caso girotrópico.

Palavras Chave: plasmas espaciais, simulações computacionais, não girotropia, ondas em plasmas

ABSTRACT

SCHMITZ, Roberta Gonçalves, **Computer simulations of influence of nongyro-tropy electron in parallel waves propagation in space plasmas** 2015, 80p. Dissertation (Mester Degree in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2015.

Intense emission of radio waves are observed in the interplanetary medium, normally as a result of the interaction of charged particles in the solar wind with the interplanetary electric and magnetic fields. Among the possible mechanisms that affect the electrostatic and electromagnetic emission in interplanetary medium are the characteristics of the velocity distribution function. When the particle distribution is symmetrical in the perpendicular plane to the magnetic field lines the distribution is called gyrotropic, whose distribution function depend only on the parallel and perpendicular particle velocities. If the symmetry around the field lines is broken, the distribution function also depend on the gyrophase angle and is called nongyrotropic. Important examples of nongyrotropic distributions are found in many processes in space plasmas, such as in collisionless shock waves and in the interaction of the solar wind with comets. Recent studies suggest that nongyrotropy may be related to the instability generation and growth waves in plasmas. In this work we studied the influence of a nongyrotropic electron beam in a gyrotropic background plasma via particle-in-cell (PIC) simulations, which are performed using the modified code KEMPO 1D. The results shows that the nongyrotropy plays an important role in the emission of electromagnetic waves with parallel propagation. This emission is represented by a plasma mode propagation only observed when the distribution is nongyrotropic, which was called NG mode (NonGyrotropic). It was also observed that the gyrophase angle is related to the emission intensity and the pitch angle is related to the wave speed propagation. Also, we found that the nongyrotropy can, in fact, introduce a free energy into the system, represented by the increase of the magnetic energy when compared to the gyrotropic case.

Key-words: space plasmas, computer simulations, nongyrotropy, plasma waves

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

1 INTRODUÇÃO	21
1.1 Motivação	21
2 SIMULAÇÕES POR PARTÍCULAS EM FÍSICA DE PLASMAS . .	25
2.1 Introdução	25
2.2 Formalismo da simulação	27
2.2.1 Superpartículas	28
2.2.2 Equações utilizadas	30
2.2.3 Grades Espacial e Temporal	36
3 FUNÇÕES DE DISTRIBUIÇÃO NÃO GIROTRÓPICAS EM PLAS- MAS ESPACIAIS	39
3.1 Introdução	39
3.2 Modelo Físico	40
4 SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS DE ELÉTRONS COM FUNÇÃO DE DISTRIBUIÇÃO NÃO GIROTRÓPICA	49
4.1 Introdução	49
4.2 Distribuição girotrópica	49
4.3 Distribuição não girotrópica	53
4.4 Variação das frequências de plasma e de cíclotron	58
4.5 Variação do <i>pitch angle</i>	61
4.5.1 <i>Pitch angle</i> $\alpha = 0^\circ$	61
4.5.2 <i>Pitch angle</i> $\alpha = 30^\circ$ e $\alpha = 75^\circ$	63
4.5.3 <i>Pitch angle</i> $\alpha = 90^\circ$	66
4.6 Propagação perpendicular	67
4.7 Curva teórica para o modo NG	70
5 CONCLUSÕES	75
5.1 Discussões e perspectivas	75
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	77

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Representação da formação da região do arco de choque terrestre.	21
1.2 Ilustração da emissão de rádio solar tipo III.	22
1.3 Assinatura padrão de uma emissão solar tipo III observada pela sonda Cassini, quando esta entrava a 8,67 UA do Sol.	23
2.1 Classificação de modelos de simulação em plasmas.	26
2.2 Diagrama representando onde cada modelo numérico é mais adequado, basea- dos em parâmetros típicos da magnetosfera.	27
2.3 Diagrama mostrando os passos básicos na configuração de uma simulação cinética.	28
2.4 Formas das superpartículas: triangular (esquerda), retangular (centro) e gaus- siana (direita).	29
2.5 Esquema do método de <i>leap-frog</i> , que mostra a centralização da força \mathbf{F} en- quanto avança \mathbf{v} e de \mathbf{v} enquanto avança \mathbf{x}	32
2.6 Método de distribuição da área no cálculo da densidade de carga.	33
2.7 Método de conservação da carga no cálculo da densidade de corrente no caso em que $x_p(t)$ e $x_p(t + \Delta t)$ estão no mesmo ponto da grade.	34
2.8 Método de conservação da carga no cálculo da densidade de corrente no caso em que $x_p(t)$ e $x_p(t + \Delta t)$ estão em pontos da grade diferentes.	35
2.9 Grade espacial (quadro esquerdo) e grade temporal (quadro direito).	36
3.1 Não girotropia estacionária e homogênea com fontes e perdas.	41
3.2 Não girotropia giratória.	42
3.3 Não girotropia estacionária e não homogênea sem fontes e perdas.	43
3.4 Plano Brillouin, mostrando as regiões de possível acoplamento entre os modos, regiões <i>I</i> e <i>II</i>	47
4.1 Espaço de velocidades $v_y \times v_z$ das partículas com distribuição girotrópica. O plasma de fundo é representado em preto e o feixe em vermelho.	50
4.2 Evolução temporal das energias elétrica, magnética, cinética e total para o caso girotrópico.	51
4.3 Espaço de fase $x \times v_x$ das partículas em $135,168 \Omega_{ce}t$ e a formação de vórtices, para o caso girotrópico. Para uma melhor visualização, foram mostrados aqui apenas os primeiros 300 pontos da grade espacial.	52
4.4 Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x no caso girotrópico.	52
4.5 Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso girotrópico.	53

4.6	Espaço de velocidades $v_y \times v_z$ para o caso não girotrópico.	54
4.7	Evolução temporal das energias para o caso não girotrópico com ângulo de $\phi = 45^\circ$	55
4.8	Evolução temporal das energias magnéticas para o caso não girotrópico com ângulos $\phi = 135^\circ$, $\phi = 225^\circ$ e $\phi = 315^\circ$	55
4.9	Diagrama $\omega \times k$ da componente E_x para o caso não girotrópico, com ângulo de $\phi = 45^\circ$	56
4.10	Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso não girotrópico, para a) $\phi = 45^\circ$, b) $\phi = 135^\circ$, c) $\phi = 225^\circ$ e d) $\phi = 315^\circ$	57
4.11	Evolução temporal das energias magnéticas para os casos 1, 2 e 3.	59
4.12	Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z para os casos 1 (acima), 2 (centro) e 3 (abaixo).	60
4.13	Espaço de velocidades $v_y \times v_z$ das partículas para <i>pitch angle</i> igual a $\alpha = 0^\circ$ no instante inicial da simulação.	62
4.14	Espaço de fase $x \times v_x$ das partículas para <i>pitch angle</i> igual a $\alpha = 0^\circ$ no instante inicial da simulação.	62
4.15	Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso de <i>pitch angle</i> igual a $\alpha = 0^\circ$	63
4.16	Espaço de velocidades $v_y \times v_z$ das partículas para <i>pitch angle</i> igual a $\alpha = 30^\circ$ (esquerda) e $\alpha = 75^\circ$ (direita) no instante inicial da simulação.	64
4.17	Espaço $v_x \times x$ das partículas para <i>pitch angle</i> igual a $\alpha = 30^\circ$ (esquerda) e $\alpha = 75^\circ$ (direita) no instante inicial da simulação.	64
4.18	Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso de <i>pitch angle</i> igual a $\alpha = 30^\circ$ (acima) e $\alpha = 75^\circ$ (abaixo).	65
4.19	Espaço de velocidades $v_y \times v_z$ das partículas para <i>pitch angle</i> igual a $\alpha = 90^\circ$ no instante inicial da simulação.	66
4.20	Espaço de fase $x \times v_x$ das partículas para <i>pitch angle</i> igual a $\alpha = 90^\circ$ no instante inicial da simulação.	67
4.21	Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso de <i>pitch angle</i> igual a $\alpha = 90^\circ$	67
4.22	Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_y para propagação perpendicular. Observa-se a presença do modo extraordinário, representado pela linha azul, e os modos de Bernstein a cada harmônico de Ω_{ce}	69
4.23	Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z para propagação perpendicular. Observa-se a presença do modo ordinário, representado pela linha marrom, e os modos de Bernstein a cada harmônico de Ω_{ce}	69
4.24	Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso não girotrópico, para $\phi = 90^\circ$, mostrando a curva teórica que melhor se ajustou ao modo NG.	70

- 4.25 Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso não girotrópico, para *pitch angle* $\alpha = 30^\circ$ (acima) e $\alpha = 75^\circ$ (abaixo), mostrando a curva teórica que melhor se ajustou ao modo NG. Os valores das frequências de plasma e ciclotrônica são $\omega_{pe} = 0,907$ e $\Omega_{ce} = 1,0$, respectivamente. 72
- 4.26 Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso não girotrópico, para os casos 1 (acima), 2 (centro) e 3 (abaixo), mostrando a curva teórica que melhor se ajustou ao modo NG. Lembrando que no caso 1, $\omega_{pe} = 0,907$ e $\Omega_{ce} = 1,0$; no caso 2, $\omega_{pe} = 0,756$ e $\Omega_{ce} = 1,0$; no caso 3 $\omega_{pe} = 0,907$ e $\Omega_{ce} = 0,75$ 73

1 INTRODUÇÃO

1.1 Motivação

O Sol é a estrela mais próxima de nós. Estudá-lo serve de base para o conhecimento de outras estrelas, pois basicamente, o Sol é considerado uma estrela bastante comum. Sua composição é de cerca de 90% de hidrogênio, 10% hélio e 0,1% de outros elementos, tais como carbono, nitrogênio e oxigênio [1]. Esses elementos são ionizados devido às reações termonucleares e interações eletrodinâmicas que ocorrem no núcleo, gerando temperaturas que excedem a energia de ligação entre os átomos.

Como resultado da grande diferença de pressão entre a coroa solar e o espaço interestelar, o Sol emite continuamente um fluxo de plasma para o meio interplanetário, conhecido como vento solar [2,3]. O vento solar pode ter velocidades entre 400 km/s em períodos de baixa atividade solar até 1000 km/s durante os períodos de alta atividade solar. Em alguns casos essa velocidade pode ser ainda maior, como por exemplo durante os fenômenos relacionados a máxima atividade solar [3]. As linhas de campo magnético do Sol são transportadas pelo vento solar e “congeladas”, devido ao fato de o vento solar ser um plasma altamente condutor. Assim, o campo magnético interplanetário pode ser interpretado como uma expansão do campo magnético solar. O vento solar encontra alguns obstáculos à sua propagação, como por exemplo, o campo magnético da Terra, que funciona como um escudo à sua penetração [4]. Como resultado da interação entre o vento solar e o campo magnético terrestre, é formada a magnetosfera, uma região característica em torno da Terra [3, 5].

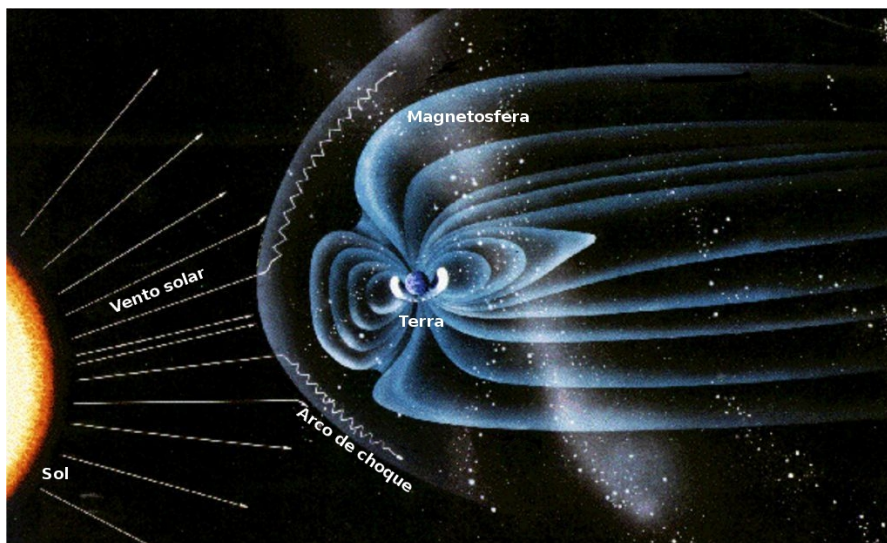


Figura 1.1 - Representação da formação da região do arco de choque terrestre.

Fonte: Adaptada de Sibeck (2008) [6]

O estudo da interação entre o Sol e a Terra, foco principal da área denominada clima espacial, se concentra na investigação dos fenômenos solares e as consequências desses eventos na região da magnetosfera terrestre e sua vizinhança. Em virtude da presença da magnetosfera é formada uma onda de choque, onde ocorre uma desaceleração do vento solar, além de um aquecimento e deflexão ao redor do planeta [4]. Uma representação da interação do vento solar com a magnetosfera pode ser vista na Figura (1.1).

Intensas emissões de ondas de rádio são observadas no meio interplanetário, as quais geralmente são resultados da interação de partículas carregadas do vento solar com os campos magnéticos e elétricos no meio interplanetário. Os feixes de elétrons emanados do Sol em fenômenos transientes desempenham um papel importante em emissões de rádio, como por exemplo as explosões solares de rádio tipo II e III. Estudar o mecanismo de emissão de rádio no meio interplanetário é importante porque esse tipo de emissão precede a chegada de partículas energéticas próximo à Terra. Estas partículas podem, dependendo de suas energias, danificar sistemas na órbita terrestre ao induzir correntes elétricas em equipamentos eletrônicos, como satélites, naves espaciais e sistemas de comunicações em geral [1, 5].

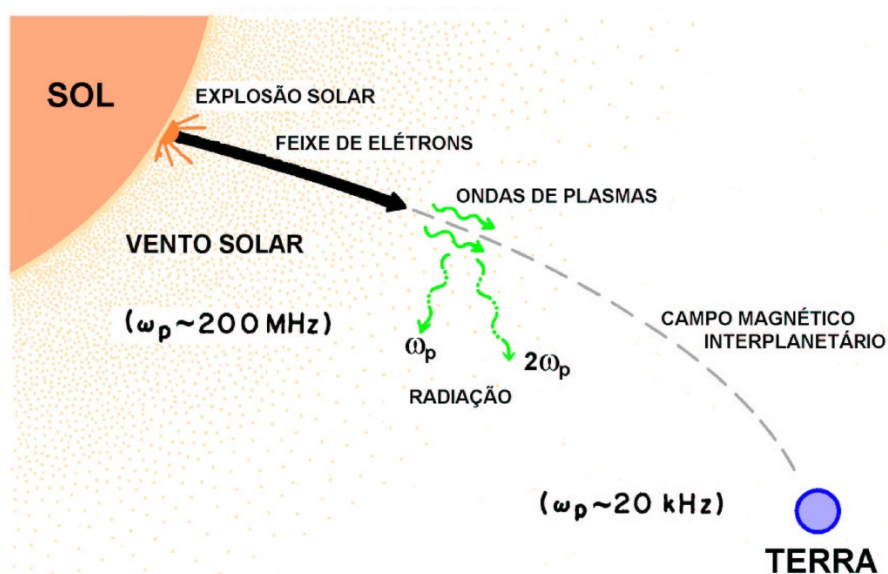


Figura 1.2 - Ilustração da emissão de rádio solar tipo III.

Fonte: Adaptada de Goldman (1984) [7].

Várias teorias têm sido sugeridas para explicar o processo de emissão tipo III. Dentre elas, a mais aceita propõe que a interação de feixes de elétrons injetados no meio interplanetário durante as explosões solares podem gerar ondas eletrostáticas (ondas de Lang-

muir) e emissões de rádio (ondas eletromagnéticas) que ocorrem na frequência próxima à frequência local do plasma (ω_p) e seus harmônicos ($2\omega_p$), como é ilustrado na Figura (1.2) [8,9]. O processo de geração das ondas de Langmuir é conhecido e explicado via instabilidade feixe-plasma [10], enquanto que alguns mecanismos são sugeridos como geradores das ondas eletromagnéticas, tais como interações onda-onda não lineares, conversão de modos devido a gradientes de densidade, entre outros [9,11–13].

Emissões de rádio solar tipo III são caracterizadas por uma assinatura muito específica, na qual a frequência da emissão cai da ordem de megahertz para kilohertz em um intervalo de tempo relativamente curto, uma vez que o feixe de elétrons se propaga da coroa solar para o meio interplanetário encontrando um decréscimo na densidade do plasma [14]. Na Figura (1.3) é apresentado o espectro de frequência típico de uma emissão solar tipo III.

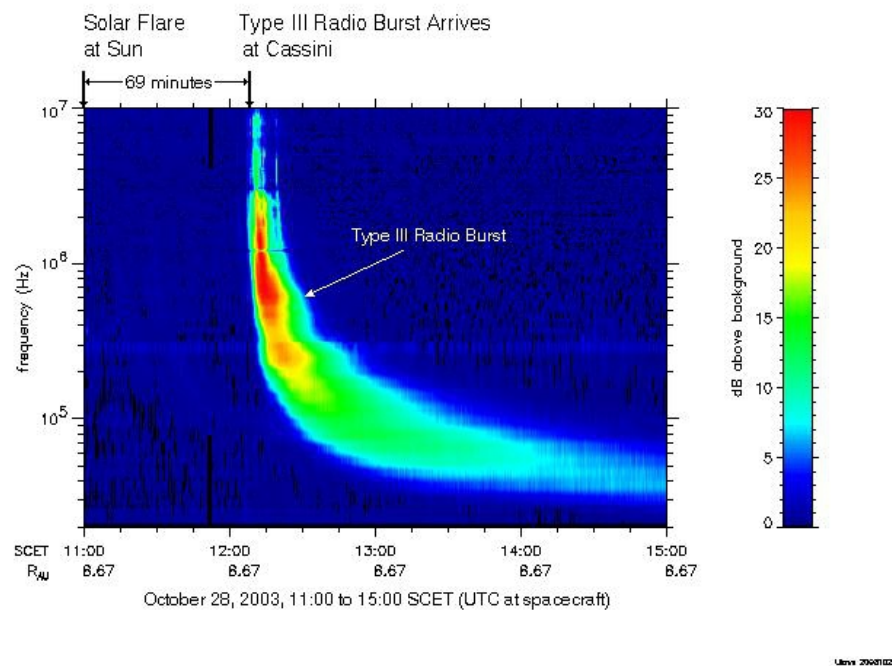


Figura 1.3 - Assinatura padrão de uma emissão solar tipo III observada pela sonda Cassini, quando esta entrava a 8,67 UA do Sol.

Fonte: Gurnett (2003) [15]

Dentre os possíveis mecanismos que influenciam na emissão eletromagnética e eletrostática no meio interplanetário, estão as características da função de distribuição de velocidades. Quando as partículas são distribuídas simetricamente em torno das linhas de campo magnético dizemos que essa distribuição é girotrópica, quando ocorre uma quebra de simetria na distribuição de partículas a função é dita não girotrópica [16, 17]. Partículas com função de distribuição não girotrópica foram detectadas na região do arco de choque terrestre [18–20], na interação do vento solar com cometas [21–24] e também próximo à superfície lunar [25]. Simulações computacionais têm desempenhado um papel importante no estudo de emissão de ondas eletromagnéticas no meio interplanetário.

Neste trabalho de mestrado vamos considerar a influência da não girotropia dos elétrons no mecanismo de acoplamento entre os modos eletromagnéticos com propagação paralela. Vamos supor um feixe de elétrons não girotrópico na presença de um plasma ambiente com distribuição girotrópica. Os íons positivos são considerados imóveis e contribuem para a neutralidade de carga do plasma ambiente.

Foram realizadas simulações numéricas via PIC-code (Particle In Cell) tendo como base os resultados obtidos a partir do tratamento teórico da relação de dispersão envolvendo as espécies não girotrópicas [17], na qual a relação de dispersão foi resolvida numericamente com o objetivo de buscar condições necessárias para a geração de instabilidade e consequentemente acoplamento entre os modos paralelos.

No próximo capítulo serão apresentados os conceitos referente à simulação por partículas em plasmas espaciais. Ainda no capítulo 2 será apresentado o código KEMPO (Kyoto university's ElectroMagnetic Particle cOde), o qual é utilizado neste trabalho. No capítulo 3 será apresentado mais detalhadamente o conceito de não girotropia e a influência desse tipo de função de distribuição na propagação de ondas em plasmas. O capítulo final contém as análises e discussões acerca dos resultados obtidos através das simulações realizadas durante o trabalho.

2 SIMULAÇÕES POR PARTÍCULAS EM FÍSICA DE PLASMAS

2.1 Introdução

Como na maioria dos campos da Física, os métodos tradicionais para o estudo das propriedades físicas dos plasmas envolvem, por um lado, experimentos e observações, e por outro lado, técnicas analíticas baseadas nas leis da Física. O progresso se dá através da reciprocidade entre a teoria e o experimento. Com o passar dos anos houve um grande avanço na área computacional, levando ao desenvolvimento de uma terceira ferramenta para auxiliar no estudo: a simulação computacional. Simulações computacionais desempenham um papel importante no estudo de Física dos Plasmas, pois podem reproduzir diversos fenômenos que não podem ser tratados analiticamente ou experimentalmente.

As principais leis que governam o comportamento de plasmas, leis de Newton e equações de Maxwell, são bem conhecidas, mas frequentemente é impossível determinar as consequências de um sistema complexo que contém 10^{20} partículas ou mais. Da mesma forma, a realização de experimentos acaba se tornando uma tarefa difícil, pois é preciso muito tempo e investimento financeiro para adquirir informações experimentalmente. Assim, a simulação computacional é considerada uma ferramenta mais prática para reproduzir o comportamento físico desses sistemas [26].

Uma das principais vantagens da simulação computacional é a obtenção de diagnósticos não invasivos, uma vez que as medidas realizadas em experimentos tradicionais causam uma perturbação no sistema estudado. Ainda, apresenta a vantagem de permitir a investigação de fenômenos lineares, não lineares e dependentes do tempo [27]. A simulação também provê uma verificação complementar em modelos conceituais e analíticos, podendo indicar onde observações adicionais são necessárias.

Existem duas grandes áreas de atuação quando se trata de simulações em plasmas: uma se baseia na descrição de fluidos e outra na descrição cinética. Nas simulações por fluidos são resolvidas numericamente as equações que consideram o plasma como um fluido magnetizado, em escala macroscópica. Um exemplo é a simulação magnetohidrodinâmica (MHD), geralmente utilizada para tratar fenômenos de grandes escalas relacionados ao comportamento de dispositivos experimentais, ou também para simular a estrutura global e dinâmica da magnetosfera em grande escala. Já as simulações cinéticas resolvem numericamente equações cinéticas, considerando um modelo mais localizado e detalhado do plasma.

Dois exemplos de simulações cinéticas são simulações por partículas e de Vlasov. As simulações por partículas resolvem numericamente as equações de movimento de partículas

carregadas sujeitas a campos eletromagnéticos, os quais podem ser gerados pelo próprio movimento das partículas e/ou aplicados externamente. As simulações Vlasov analisam a evolução temporal e espacial da função de distribuição das partículas. Existem ainda os chamados códigos híbridos, que tratam cada componente do plasma com uma abordagem diferente, ou seja, elétrons são considerados partículas e íons são considerados como um fluido magnetizado [28]. A Figura (2.1) mostra uma classificação dos diferentes modelos de simulação em plasmas.

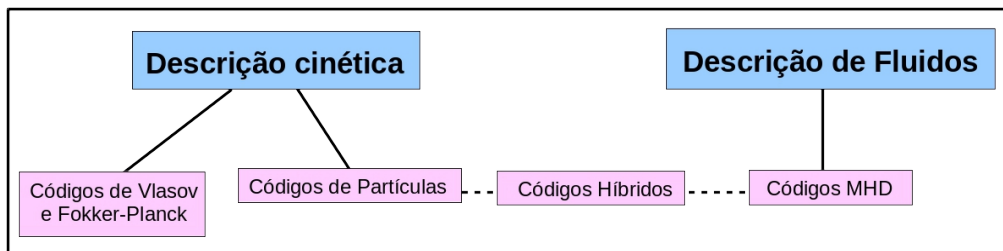


Figura 2.1 - Classificação de modelos de simulação em plasmas.

Fonte: Adaptada de Birdsall et al. (1991) [28].

A decisão sobre qual modelo físico deve ser utilizado é o primeiro passo para o processo de simulação. Uma descrição cinética é necessária quando as escalas temporais e espaciais dos fenômenos de interesse são da ordem das escalas que definem o plasma. Por outro lado, uma descrição de fluidos é mais adequada para problemas de escala global, nas quais as dimensões dos fenômenos são muito maiores que as dimensões de plasma [27]. Por exemplo, considerando parâmetros típicos da magnetosfera, tais como densidade de íons e elétrons $n_e = n_i = 50 \text{ cm}^{-3}$, temperaturas $T_i = T_e = 100 \text{ eV}$ e magnitude do campo magnético $B = 50 \text{ nT}$, a Figura (2.2) mostra as diferentes regiões onde cada modelo é mais adequado.

Uma vez determinadas as escalas temporais e espaciais, se a análise indicar que o melhor método a seguir é o de simulação por partículas, o procedimento é simples: seguem-se as trajetórias das partículas no espaço e no tempo de acordo com a equação de movimento e as equações de Maxwell [5]. As equações de Maxwell são resolvidas baseadas em termos fontes auto-consistentes, como densidade de carga e de corrente, que por sua vez são geradas das partículas que são sujeitas aos campos eletromagnéticos [27].

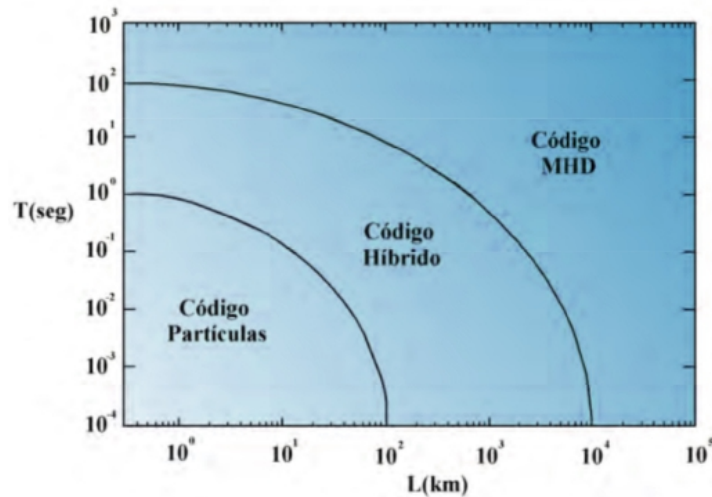


Figura 2.2 - Diagrama representando onde cada modelo numérico é mais adequado, baseados em parâmetros típicos da magnetosfera.

Fonte: Adaptada de Potter (1973) [27].

O ciclo de uma simulação é ilustrado na Figura (2.3). Antes do início da simulação é necessário tomar algumas decisões, tais como escolher quais espécies de partículas são consideradas, qual subconjunto das equações de Maxwell é resolvido (se o código é eletromagnético ou eletrostático), além de determinar as condições de contorno, geometria do sistema e as condições iniciais. Após, o ciclo da simulação inicia, evoluindo no tempo até armazenar todas as informações necessárias para a geração dos diagnósticos [27, 28].

2.2 Formalismo da simulação

O código utilizado neste trabalho é o KEMPO (Kyoto university's ElectroMagnetic Particle cOde), desenvolvido por Omura e Matsumoto na década de 80 [29]. Sua versão unidimensional (KEMPO 1D) serve como um tutorial para que iniciantes na área possam estudar vários tipos de instabilidades e também para que pesquisadores possam desenvolver seus próprios códigos a partir dele [30]. Neste trabalho será utilizado o código modificado para considerar a não girotropia dos elétrons. A seguir é apresentado o formalismo do código.

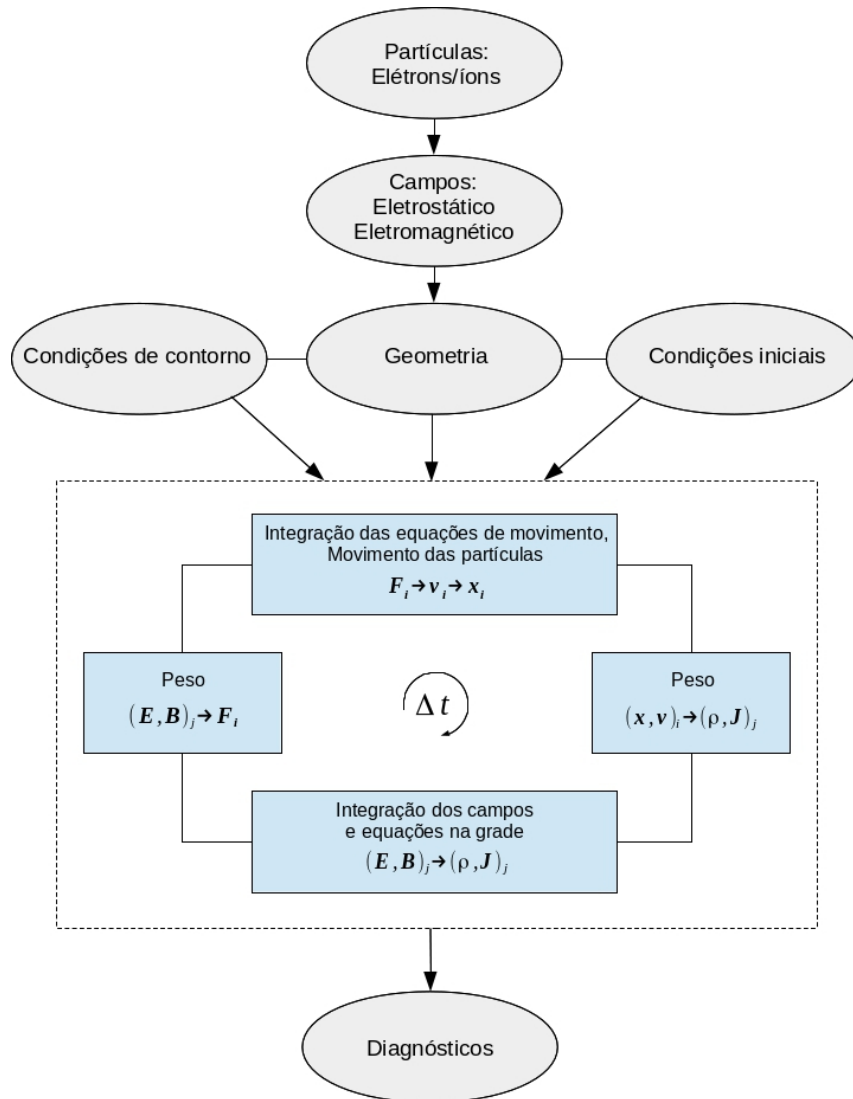


Figura 2.3 - Diagrama mostrando os passos básicos na configuração de uma simulação cinética.

Fonte: Adaptada de Winske et al. (1996) [27] e Birdsall et al. (1991) [28].

2.2.1 Superpartículas

Como dito anteriormente, a simulação consiste em acompanhar o movimento de partículas sujeitas a campos eletromagnéticos gerados pelo próprio movimento das partículas e/ou aplicados externamente. Dessa forma, são resolvidas equações que descrevem o movimento de um número elevado de partículas, como por exemplo, a densidade típica de partículas na região próxima ao Sol é da ordem de 10^6 a 10^8 m^{-3} [2]. Esse fato dificulta a simulação nos computadores atuais, pois são realizadas muitas operações aritméticas por partícula e o tempo gasto seria muito grande.

Outro fator importante é que ao considerar partículas pontuais surgem divergências no cálculo do potencial quando calculado nas posições das próprias partículas. A característica na dependência em $1/r$ no potencial impossibilita a utilização de partículas pontuais em simulação [28, 29].

A fim de contornar esse problema foi desenvolvido um modelo matemático de partícula, chamado de superpartícula, que representa um grande número de partículas reais, possuindo tamanho finito e densidade de carga distribuída sobre uma região finita do espaço. O conceito de superpartícula foi historicamente introduzido por dois grupos de pesquisa que buscavam eliminar flutuações estatísticas e colisões de curto alcance causadas por uma função delta [31, 32], pois, numericamente, quando o raio da partícula tende a zero o potencial tende a infinito.

Como as superpartículas representam uma grande quantidade de partículas reais, as densidades de carga, massa e energia devem ser as mesmas tanto para as partículas reais quanto para as superpartículas [29]. Dessa forma, é garantido que as quantidades físicas do sistema, tais como frequência ciclotrônica, comprimento de Debye e velocidade térmica permaneçam as mesmas.

As superpartículas podem assumir qualquer forma, mas normalmente uma das três principais formas a seguir é empregada na simulação [29]. A Figura (2.4) representa as formas triangular, retangular e gaussiana. A forma utilizada em nossas simulações é a retangular.

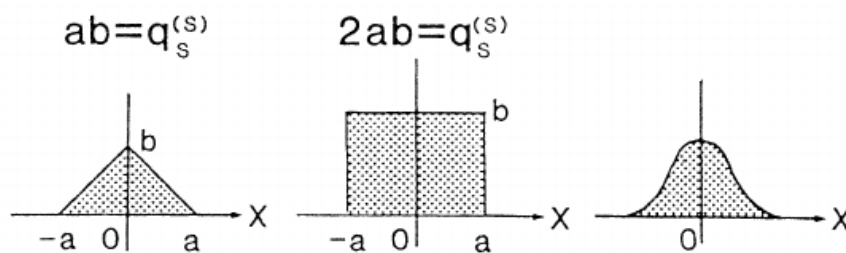


Figura 2.4 - Formas das superpartículas: triangular (esquerda), retangular (centro) e gaussiana (direita).

Fonte: Matsumoto (1985) [29].

Vários métodos foram desenvolvidos para a designação das densidades de carga e corrente para as superpartículas nas vizinhanças da grade espacial. Um dos métodos é o ponto de grade mais próximo - NGP (*nearest grid point*), no qual é contado o número de partículas em uma determinada distância e a carga total é designada ao ponto da grade mais próximo [28]. Ainda, outros métodos de ponderação conhecidos são o nuvem em célula - CIC (*cloud-*

in-cell), ou partícula em célula - PIC (*particle in cell*). Esses dois métodos designam a carga das partículas proporcionalmente à distância dos dois pontos adjacentes da grade.

2.2.2 Equações utilizadas

São resolvidas as equações de continuidade e de Maxwell para o campo elétrico $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ e magnético $\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.5)$$

onde $\mathbf{J} = (J_x, J_y, J_z)$, c e μ_0 são, respectivamente, a densidade de corrente, a velocidade da luz e a permeabilidade magnética [30].

É assumido um sistema unidimensional ao longo do eixo x , de tal forma que o campo elétrico E_x deve satisfazer a condição inicial dada pela equação de Poisson, Equação (2.4), que é automaticamente satisfeita se a equação (2.2) é resolvida corretamente no tempo e \mathbf{J} satisfaz a equação de continuidade. Assim,

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (2.6)$$

onde ρ e ϵ_0 são a densidade de carga e a permissividade elétrica, respectivamente. Ainda, o campo magnético deve satisfazer a condição inicial (2.5), que garante que B_x seja constante no espaço e no tempo, pois não há termo B_x nas equações (2.2) e (2.3). Dessa forma, a equação (2.5) é escrita como

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \frac{\partial B_x}{\partial x} = 0. \quad (2.7)$$

Em simulações, o espaço e o tempo são discretizados. O passo temporal Δt e o espaçamento da grade Δx devem ser pequenos comparados às quantidades físicas do sistema [28]. Duas condições que evitam instabilidade numérica são

$$\Delta x > v_{max} \Delta t, \quad (2.8)$$

$$\Delta x \leq 3\lambda_D, \quad (2.9)$$

onde $\lambda_D = v_{the}/\omega_p$ é o comprimento de Debye. A primeira é conhecida como Condição de Courant-Fredericks-Lewi (CFL), que garante que a distância percorrida pelas partículas com velocidade máxima v_{max} em um passo temporal Δt não seja maior do que um espaçamento da grade Δx . A segunda condição é uma condição empírica [28] que evita instabilidade numérica devido à grade espacial.

Um dos métodos mais utilizados para a discretização espaço-temporal das equações é o método de diferenças finitas centradas [33]. Sendo f uma função contínua que varia lentamente em um intervalo Δx , a derivada nos dá informação sobre a variação local da função. Uma boa aproximação da primeira derivada da função no ponto j , df/dx , e da segunda derivada, d^2f/dx^2 , segundo o método de diferenças finitas centradas é escrita como:

$$\frac{df_j}{dx} = \frac{f_{j+1} - f_{j-1}}{2\Delta}, \quad (2.10)$$

$$\frac{d^2f_j}{dx^2} = \frac{f_{j+1} - 2f_j + f_{j-1}}{\Delta^2}. \quad (2.11)$$

As equações básicas de movimento para uma partícula, representada pelo sub-índice i , com carga q e massa m são escritas como:

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = v_{xi}, \quad (2.12)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \frac{q}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \quad (2.13)$$

onde $\mathbf{F}_i = q_i(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B})$ é a força de Lorentz atuando sobre a partícula.

Escrevendo as equações (2.12) e (2.13) pelo método de diferenças finitas centradas, temos:

$$\frac{\mathbf{x}^{t+\Delta t} - \mathbf{x}^t}{\Delta t} = \mathbf{v}^{t+\Delta t/2}, \quad (2.14)$$

$$m \frac{\mathbf{v}^{t+\Delta t/2} - \mathbf{v}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \mathbf{F}^t. \quad (2.15)$$

A posição das partículas é avançada seguindo o método de *leap-frog* [28], representado na Figura (2.5). O método avança \mathbf{v}^t e \mathbf{x}^t para $\mathbf{v}^{t+\Delta t}$ e $\mathbf{x}^{t+\Delta t}$, mesmo que \mathbf{v} e \mathbf{x} não sejam calculados ao mesmo tempo. A posição e a velocidade devem ser defasados em $t/2$ para que a força \mathbf{F} possa ser calculada em $t = 0$.

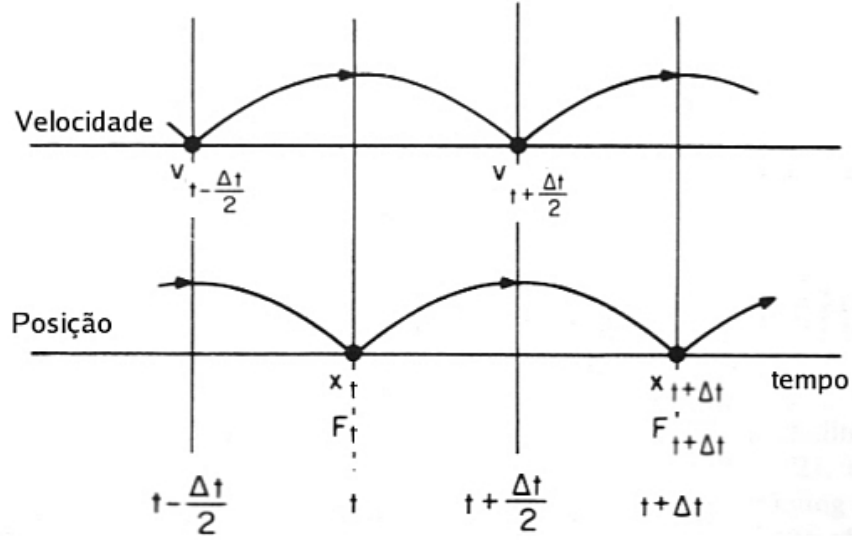


Figura 2.5 - Esquema do método de *leap-frog*, que mostra a centralização da força \mathbf{F} enquanto avança \mathbf{v} e de \mathbf{v} enquanto avança \mathbf{x} .

Fonte: Adaptada de Birdsall et al. (1991) [28].

A velocidade das partículas é calculada através da integração da equação (2.13), escrita como

$$\frac{\mathbf{v}^{t+\Delta t/2} - \mathbf{v}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \frac{q_s}{m_s} \left(\mathbf{E}^t + \frac{\mathbf{v}^{t+\Delta t/2} + \mathbf{v}^{t-\Delta t/2}}{2} \times \mathbf{B}^t \right). \quad (2.16)$$

Mesmo no caso unidimensional, temos as três componentes da velocidade $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$. A força $q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ é responsável pela rotação de \mathbf{v} , não alterando sua magnitude. No entanto, o termo $q\mathbf{E}$ altera a magnitude de \mathbf{v} . Assim, são seguidos quatro passos para obter a velocidade das partículas, método conhecido como Buneman-Boris [28]. O método é representado pelas equações (2.17) a (2.20):

$$\mathbf{v}^- = \mathbf{v}^{t-\Delta t/2} + (q/m)_s \mathbf{E}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.17)$$

$$\mathbf{v}^0 = \mathbf{v}^- + \mathbf{v}^- \times (q/m)_s \mathbf{B}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.18)$$

$$\mathbf{v}^+ = \mathbf{v}^- + \frac{2}{1 + ((q/m)_s B^t \Delta t/2)^2} \mathbf{v}^0 \times \mathbf{B}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.19)$$

$$\mathbf{v}^{t+\Delta t/2} = \mathbf{v}^+ + (q/m)_s \mathbf{E}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.20)$$

onde s representa a espécie das partículas e \mathbf{E} e \mathbf{B} os campos elétrico e magnético interpolados a partir de valores obtidos nos pontos da grade.

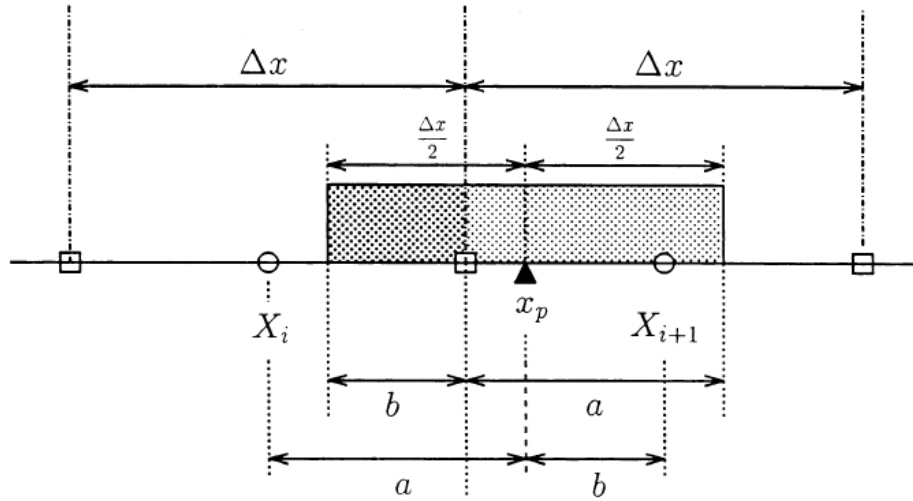


Figura 2.6 - Método de distribuição da área no cálculo da densidade de carga.

Fonte: Adaptada de Omura (1993) [30].

A densidade de carga é calculada a partir das superpartículas, consideradas com forma retangular e com tamanho de um espaçamento da grade Δx [30], como mostra a Figura (2.6). Uma superpartícula na posição x_p possui uma distribuição de carga $q/\Delta x$ no intervalo

$$x_p - \Delta x/2 \leq x_p < x_p + \Delta x/2. \quad (2.21)$$

Por outro lado, cada ponto da grade em X_i possui um território que cobre um intervalo

$$X_i - \Delta x/2 \leq X_i < X_i + \Delta x/2. \quad (2.22)$$

Assim, uma superpartícula dentro do intervalo $X_i \leq x_p < X_{i+1}$ possui distribuição de carga nos territórios dos pontos adjacentes da grade X_i e X_{i+1} . Em outras palavras, a carga da superpartícula é dividida para os pontos adjacentes da grade, proporcionalmente à área compartilhadas pelos pontos da grade. Numericamente, escrevemos:

$$\rho(X_{j+1}) = \frac{Q(x_p - X_j)}{\Delta x}, \quad (2.23)$$

$$\rho(X_j) = \frac{q(X_{j+1} - x_p)}{\Delta x}. \quad (2.24)$$

A partir da equação de continuidade é calculada a densidade de corrente, que pelo método

de diferenças finitas torna-se

$$\rho_i^{t+\Delta t} - \rho_i^t = -(J_{i+1/2}^{t+\Delta t/2} - J_{i-1/2}^{t+\Delta t/2}) \frac{\Delta t}{\Delta x}. \quad (2.25)$$

Assumindo que a partícula não se mova mais de um espaçamento na grade Δx em um passo temporal Δt , ou seja, $x_p(t + \Delta t) - x_p(t) < \Delta x$, onde x_p é a posição da partícula no instante t , consideramos duas situações para o cálculo da densidade de corrente. A primeira é considerar que $x_p(t)$ e $x_p(t + \Delta t)$ estão no mesmo ponto da grade, conforme a Figura (2.7). Nesse caso a densidade de corrente $J_{i+1/2}$ em $X_{i+1/2}$ é obtida calculando a quantidade de carga que passa no ponto $X_{i+1/2}$ em um passo Δt , ou seja:

$$J_{i+1/2} = \frac{q_A - q_B}{\Delta t}, \quad (2.26)$$

onde

$$q_A = q \frac{X_i - x_p(t)}{\Delta x}, \quad q_B = q \frac{X_i - x_p(t + \Delta t)}{\Delta x}. \quad (2.27)$$

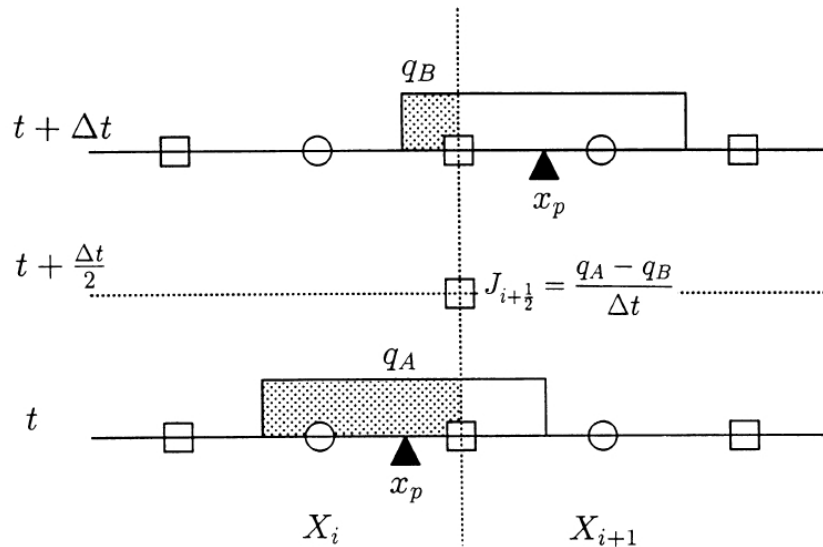


Figura 2.7 - Método de conservação da carga no cálculo da densidade de corrente no caso em que $x_p(t)$ e $x_p(t + \Delta t)$ estão no mesmo ponto da grade.

Fonte: Omura (1993) [30].

Outro caso é quando consideramos que $x_p(t)$ e $x_p(t + \Delta t)$ estão em pontos da grade diferentes, como mostra a Figura (2.8). Nesse caso o movimento das partículas contribui

para as correntes em $X_{i+1/2}$ e $X_{i+3/2}$, assim:

$$J_{i+1/2} = \frac{q_A}{\Delta t}, \quad J_{i+3/2} = -\frac{q_B}{\Delta t}. \quad (2.28)$$

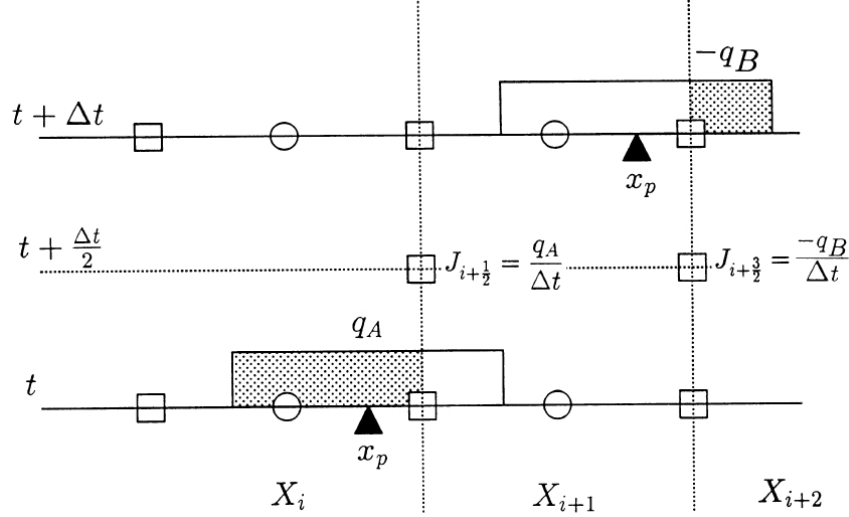


Figura 2.8 - Método de conservação da carga no cálculo da densidade de corrente no caso em que $x_p(t)$ e $x_p(t + \Delta t)$ estão em pontos da grade diferentes.

Fonte: Omura (1993) [30].

Os campos elétrico e magnético são calculados integrando as equações (2.29) e (2.30), respectivamente,

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c^2 \nabla \times \mathbf{B} - \mu_0 c^2 \mathbf{J}, \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}. \quad (2.30)$$

A equação (2.29), considerando um sistema unidimensional, é escrita como

$$\frac{E_{x,i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{x,i+1/2}^t}{\Delta t} = -\frac{1}{\epsilon_0} J_{x,i+1/2}^{t+\Delta/2}, \quad (2.31)$$

$$\frac{E_{y,i+1}^{t+\Delta t} - E_{y,i+1}^t}{\Delta t} = -c^2 \frac{B_{z,i+1/2}^{t+\Delta/2} - B_{z,i-1/2}^t}{\Delta x} - \frac{1}{\epsilon_0} J_{y,i+1}^{t+\Delta/2}, \quad (2.32)$$

$$\frac{E_{z,i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{z,i+1/2}^t}{\Delta t} = c^2 \frac{B_{y,i+1}^{t+\Delta/2} - B_{y,i}^{t+\Delta/2}}{\Delta x} - \frac{1}{\epsilon_0} J_{z,i+1/2}^{t+\Delta/2}. \quad (2.33)$$

Da mesma forma, a equação (2.30) fica

$$\frac{B_{y,i}^{t+\Delta t/2} - B_{y,i}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \frac{E_{z,i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{z,i-1/2}^{t+\Delta t}}{\Delta x}, \quad (2.34)$$

$$\frac{B_{z,i+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{z,i+1/2}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = -\frac{E_{y,i+1}^{t+\Delta t} - E_{y,i}^{t+\Delta t}}{\Delta x}. \quad (2.35)$$

2.2.3 Grades Espacial e Temporal

No código utilizado são definidas uma grade espacial e outra temporal. Na grade espacial são definidos pontos inteiros em $j\Delta x$ e pontos intermediários em $(j + 1/2)\Delta x$, onde $j = 1, 2, 3, \dots, N_x$, como mostra o quadro esquerdo da Figura (2.9). As componentes E_y , B_y , J_y e ρ são definidas sobre as j -ésimas posições da grade espacial, $j\Delta x$. Já as componentes E_z , B_z , J_x e J_z são definidas sobre as $(j + \frac{1}{2})\Delta x$ -ésimas.

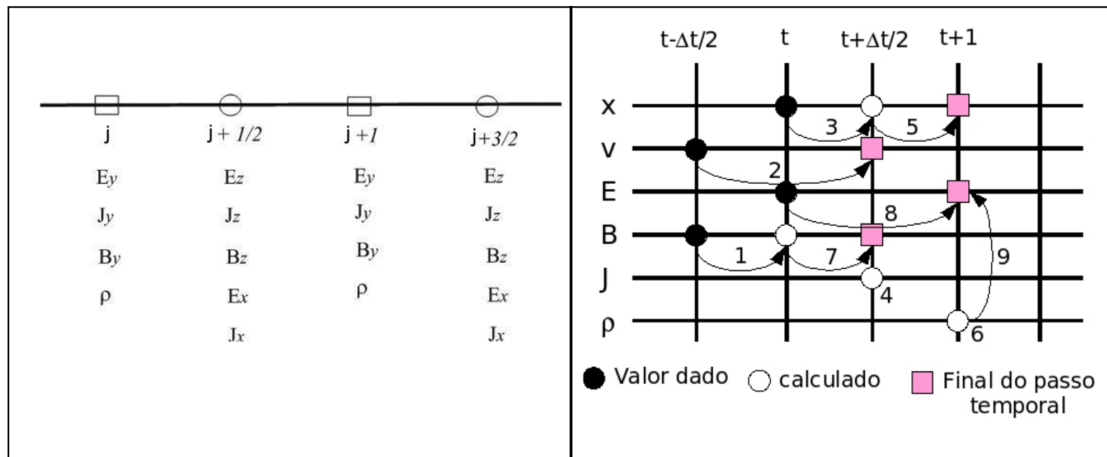


Figura 2.9 - Grade espacial (quadro esquerdo) e grade temporal (quadro direito).

Fonte: Adaptada de Omura (1993) [30].

As quantidades que definem os campos e as partículas são avançadas no tempo segundo a sequência mostrada no quadro direito da Figura (2.9). O campo elétrico \mathbf{E} é calculado nos passos temporais inteiros t e o campo magnético \mathbf{B} calculado em passos temporais intermediários $(n + 1/2)\Delta t$, onde $n = 1, 2, 3, \dots, N_t$. No entanto, o campo magnético é avançado em dois passos de $\Delta t/2$, para que o valor em $\Delta t/2$ possa ser usado para calcular a posição das partículas, as quais são calculadas nos pontos Δt . Da mesma forma, a posição também é avançada duas vezes com um passo $\Delta t/2$ para que a densidade de corrente \mathbf{J} possa ser calculada em passos temporais inteiros Δt . Ainda, a velocidade é avançada

em passos temporais inteiros Δt . A evolução temporal de todas as quantidades é feita seguindo o método de *leap-frog*.

3 FUNÇÕES DE DISTRIBUIÇÃO NÃO GIROTRÓPICAS EM PLASMAS ESPACIAIS

3.1 Introdução

O estudo de simetrias é uma importante ferramenta para descrever fenômenos físicos, incluindo equações que são usadas para modelá-los. Isso também é válido para funções de distribuição de plasmas onde a simetria é discutida no espaço de fase, especialmente no espaço de velocidades.

Em um plasma magnetizado, onde $\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{x}$, quando a distribuição de partículas é simétrica no plano perpendicular às linhas de campo, a distribuição denomina-se girotrópica. Neste caso, a função de distribuição depende apenas das velocidades, isto é, $F = F(v_{\parallel}, v_{\perp})$, onde v_{\parallel} e v_{\perp} são, respectivamente, a velocidade paralela e perpendicular ao campo magnético. Se a simetria ao redor das linhas de campo é quebrada, a função de distribuição passa a depender também do ângulo de giro, $\phi = \tan^{-1}(v_z/v_y)$, e é conhecida como não girotrópica [16].

Distribuições não girotrópicas começaram a ser estudadas no início da década de 90. Até então, acreditava-se que a não girotropia estava relacionada apenas aos íons [34, 35]. Por possuírem raio de giro muito menor que dos íons, a observação da não girotropia nos elétrons era dificultada. Mas trabalhos mais recentes reportam a existência de distribuições de elétrons não girotrópicos na região acima do arco de choque terrestre [19, 20].

Importantes exemplos de distribuições não girotrópicas são encontrados em diversos processos em plasmas espaciais, tais como em ondas de choque não colisionais, onde foram encontradas populações não girotrópicas tanto de íons quanto de elétrons [19]. A interação do vento solar com cometas também pode levar íons a formarem distribuições não girotrópicas [21, 22].

A não girotropia ocorre devido a três condições: primeiro, quando a escala da não homogeneidade para interações em plasmas é menor do que o raio de giro das partículas carregadas correspondentes. Por exemplo, em regiões de fortes gradientes de campo magnético, como as regiões de transição de domínios magnéticos no arco de choque terrestre. Na região antes do choque o campo magnético dominante é o interplanetário, enquanto depois do choque o campo magnético terrestre é o que domina. Segundo, quando a escala temporal das variações é mais curta do que o período de giro, gerando uma rotação. Uma terceira situação importante é quando fontes e sumidouros de partículas estão presentes no espaço de fase, gerando uma diferença de densidade das partículas no plano perpendicular ao campo magnético [16].

Em um meio estável a não girotropia pode introduzir energia livre no sistema, propiciando a formação de instabilidades e o crescimento de ondas [34–36]. Mas se o sistema já possuir energia livre o suficiente, como por exemplo, devido a outras anisotropias também presentes, a não girotropia pode contribuir para o acoplamento dos modos paralelos de propagação [37].

3.2 Modelo Físico

Em um plasma não girotrópico, a função de distribuição não perturbada (F_0) é uma função do tipo $F_0 = F_0(v_{\parallel}, v_{\perp}, \phi)$, onde v_{\parallel} e v_{\perp} são as velocidades paralela e perpendicular ao campo magnético $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{x}$ e ϕ é o ângulo de giro [38]. São consideradas três espécies: elétrons e prótons do plasma de fundo girotrópico (sub-índices e e p , respectivamente) e um feixe de elétrons não girotrópico (sub-índice b), representados por $j = (e, p, b)$. A equação de Vlasov para a componente não perturbada, acrescida de termos de fontes e perdas, é escrita como

$$[\partial_t + \mathbf{v} \cdot \partial_{\mathbf{x}} + \frac{q_j}{m_j} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot \partial_{\mathbf{v}}] F_0 = q - l. \quad (3.1)$$

Onde q e l são os termos de fontes e perdas. Sabendo que $\Omega_j = \frac{q_j B_0}{m_j}$, onde Ω_0 é a frequência de giro, podemos reescrever a equação de Vlasov como

$$(\partial_t + \mathbf{v} \cdot \partial_{\mathbf{x}} - \Omega_j \partial_{\phi}) F_0 = q - l. \quad (3.2)$$

A equação (3.2) nos diz que é impossível um estado não girotrópico e não perturbado ser simultaneamente estacionário ($\partial_t = 0$), homogêneo ($\partial_{\mathbf{x}} = 0$) e livre de fontes e perdas ($q - l = 0$). Como o termo $\partial_{\phi} F_0$ é necessário, pela definição de não girotropia, devemos ter necessariamente $\partial_{\phi} F_0 \neq 0$ e portanto, deve haver um balanço entre os termos. Dessa forma, a equação (3.2) será usada para classificar alguns tipos de não girotropia.

Caso 1: Não girotropia estacionária e homogênea com fontes e perdas

Neste primeiro caso, o fato de a distribuição ser homogênea e estacionária nos leva a $\partial_t = \partial_{\mathbf{x}} = 0$, mas $q - l \neq 0$. A equação (3.2) então fica

$$-\Omega_j \partial_{\phi} F_0 = q - l. \quad (3.3)$$

Por integração, a solução para F_0 resulta em

$$F_0(\phi) = -\frac{1}{\Omega_j} \int_0^{\phi} (q(\phi') - l(\phi')) d\phi'. \quad (3.4)$$

A Figura (3.1) representa um esquema para esse tipo de distribuição. Esse tipo de não girotropia tem importância quando ocorrem processos de ionização ou recombinação de partículas no plasma.

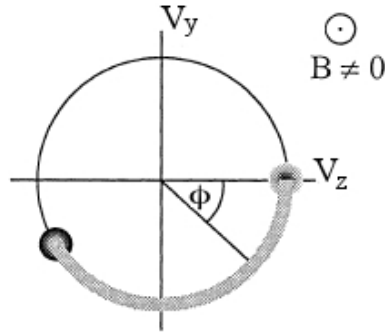


Figura 3.1 - Não girotropia estacionária e homogênea com fontes e perdas.

Fonte: Adaptada de Motschmann (1997) [35].

Caso 2: Não girotropia não estacionária e homogênea sem fontes e perdas

Diferentemente do caso anterior, agora temos uma distribuição não estacionária e sem termos de fontes e perdas, mas ainda homogênea. Dessa forma, o termo não girotrópico é balanceado pela derivada temporal, ou seja, $\partial_t \neq 0$, $\partial_x = 0$ e $q - l = 0$. A equação (3.2) fica

$$(\partial_t - \Omega_j \partial_\phi) F_0 = 0, \quad (3.5)$$

e a solução para F_0 é

$$F_0 = F_0(\phi + \Omega_j t). \quad (3.6)$$

Essa distribuição é chamada de distribuição não girotrópica giratória, a qual descreve um conjunto de partículas que gira com frequência Ω_0 . Esse tipo de distribuição ocorre logo após os processos de ionização, quando a distribuição das partículas inseridas ainda é diferente da distribuição básica do plasma [39]. Esquematicamente, pode ser observada na Figura (3.2).

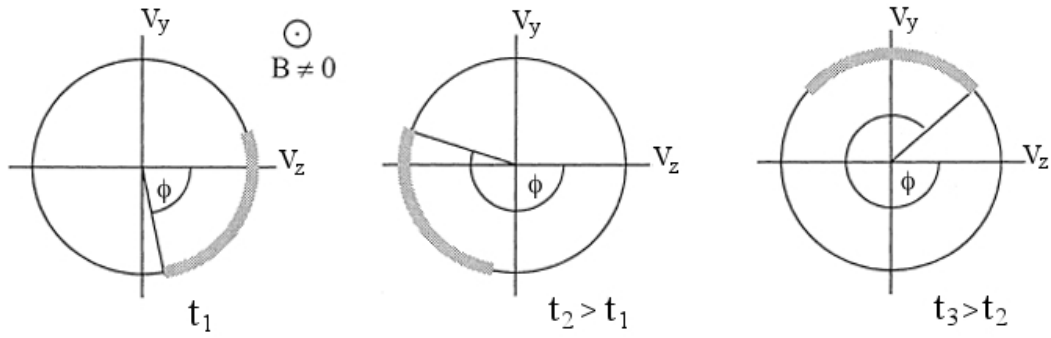


Figura 3.2 - Não girotropa giratória.

Fonte: Adaptada de Motschmann (1997) [35].

Caso 3: Não girotropa estacionária e não homogênea sem fontes e perdas

No terceiro caso, a distribuição não é homogênea, isso nos diz que $\partial_{\mathbf{x}} \neq 0$, mas $\partial_t = 0$ e $q - l = 0$. Assim, a equação (3.2) é escrita como

$$(\mathbf{v} \cdot \partial_{\mathbf{x}} - \Omega_j \partial_{\phi}) F_0 = 0. \quad (3.7)$$

Integrando, temos a expressão para F_0 , dada por

$$F_0 = F_0(x + \frac{v_{\perp}}{\Omega_j} \sin \phi, y - \frac{v_{\perp}}{\Omega_j} \cos \phi, z + \frac{v_{\parallel}}{\Omega_j} \phi). \quad (3.8)$$

A equação (3.8) descreve partículas que giram em conjunto com um raio de curvatura igual a $\frac{v_{\perp}}{\Omega_0}$ com dependência espacial. A representação pode ser vista na Figura (3.3). No eixo z , o campo magnético é nulo para $z < 0$ e para $z > 0$ é não nulo. Dessa forma, as partículas se movem em linha reta em $z < 0$ até chegar na região de campo não nulo, onde sofrem uma deflexão e giram até voltar a região de campo nulo. Enquanto se movem na região magnetizada, formam uma distribuição não girotrópica [35].

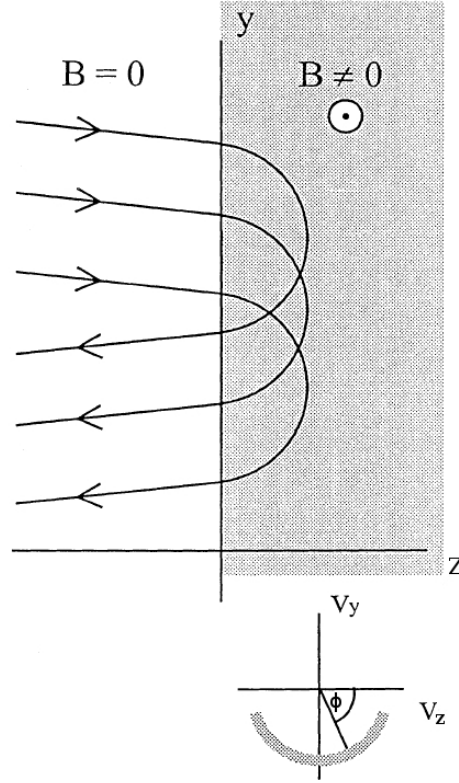


Figura 3.3 - Não girotropia estacionária e não homogênea sem fontes e perdas.

Fonte: Adaptada de Motschmann (1997) [35].

Neste trabalho consideramos uma distribuição não girotrópica giratória, com função de distribuição não perturbada do tipo $F_0(v_x, v_\perp, \phi + \Omega_b t)$. A função de distribuição para as espécies girotrópicas é do tipo bi-Maxwelliana com velocidade de deriva, tal que

$$\begin{aligned}
 F_{0j}(v_x, v_\perp) &= \text{Maxw}(v_{tl}, V_{dl}, A_l) \\
 &= \frac{1}{A_l(\sqrt{\pi}v_{tl})^3} e^{-(v_x - V_{dl})^2/v_{tl}^2} e^{-v_\perp^2/(A_l v_{tl}^2)},
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

onde $l = e, p$, anisotropia na temperatura $A_l = T_{\perp l}/T_{\parallel l}$ e velocidade térmica $v_{tl} = (2T_{\parallel l}/m_l)^{1/2}$.

A distribuição não girotrópica tem dependência do ângulo de giro e é periódica, com período 2π . Assim:

$$\begin{aligned}
 F_{0b} &= F_{0b}(v_x, v_\perp, \phi + \Omega_b t) \\
 &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n(v_x, v_\perp) \exp[-in(\phi + \Omega_b t)],
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

onde os coeficientes de Fourier, G_n , são obtidos de

$$G_n = \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} F_{0b} \exp[-in(\phi + \Omega_b t)] d(\phi + \Omega_b t). \quad (3.11)$$

A função de distribuição, então, é definida por

$$\begin{aligned} F_{0b}(v_x, v_\perp, \phi + \Omega_b t) &= 2\pi \text{Maxw}(v_x, V_{bd}, A_b) \Phi(\phi) \\ &= \text{Maxw}(v_x, V_{bd}, A_b) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi_n \exp[-in(\phi)]. \end{aligned} \quad (3.12)$$

sendo

$$\Phi_n = 2\pi \int_{\Phi} d(\phi + \Omega_b t) \exp[-in(\phi + \Omega_b t)], \quad (3.13)$$

com $\Phi_0 = 1$, $\Phi \geq 0$, $\Phi_n = \Phi_{-n}^*$, onde o asterisco denota o complexo conjugado.

A fim de obter a relação de dispersão, são realizados os mesmos procedimentos de Brinca et al. (1992) [37]. A equação da onda é escrita como

$$\begin{pmatrix} m_{++} & m_{+x} & m_{+-} \\ m_{x+} & m_{xx} & m_{x-} \\ m_{-+} & m_{-x} & m_{--} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_+(\omega, k) \\ \mathbf{E}_x(\omega - \Omega_b, k) \\ \mathbf{E}_-(\omega - 2\Omega_b, k) \end{pmatrix} = 0, \quad (3.14)$$

onde \mathbf{E}_s representam as amplitudes complexas do campo elétrico das ondas. Os elementos da matriz $[m_{rs}]$, para $j = e, p, b$ são

$$m_{++} = k^2 c^2 - \omega^2 - \sum_j \omega_{pj}^2 \left[\frac{(\omega - kV_{dj})}{kv_{tj}} Z(\zeta_{j1}) - \frac{1}{2}(A_j - 1)Z'(\zeta_{j1}) \right], \quad (3.15)$$

$$m_{+x} = \frac{\sqrt{\pi A_b}}{4} \omega \omega_{pb}^2 \frac{\Phi_1}{kv_{tb}} Z'(\zeta_b), \quad (3.16)$$

$$m_{x+} = -\frac{\sqrt{\pi A_b}}{2} \frac{\omega_{pb}^2}{\omega} \frac{\Phi_{-1}}{kv_{tb}} Z'(\zeta_b), \quad (3.17)$$

$$m_{+-} = -\frac{\Phi_2}{4} A_b \omega_{pb}^2 \frac{\omega}{\omega - 2\Omega_b} Z'(\zeta_b), \quad (3.18)$$

$$m_{xx} = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{k^2 v_{tj}^2} Z'(\zeta_b), \quad (3.19)$$

$$m_{x-} = -\frac{\sqrt{\pi A_b}}{2} \frac{\omega_{pb}^2}{\omega - 2\Omega_b} \frac{\Phi_1}{kv_{tb}} Z'(\zeta_b), \quad (3.20)$$

$$m_{-+} = \frac{\Phi_{-2}}{2} A_b \omega_{pb}^2 \frac{(\omega - 2\Omega_b)}{\omega} Z'(\zeta_b), \quad (3.21)$$

$$m_{-x} = \frac{\sqrt{\pi A_b}}{4} (\omega - 2\Omega_b) \omega_{pb}^2 \frac{\Phi_{-1}}{k v_{tb}} Z'(\zeta_b), \quad (3.22)$$

$$m_{--} = k^2 c^2 - (\omega - 2\Omega_b)^2 - \sum_j \omega_{pj}^2 \left[\frac{(\omega - 2\Omega_b - kV_{dj})}{k v_{tj}} Z(\zeta_{j3}) - \frac{1}{2} (A_j - 1) Z'(\zeta_{j3}) \right]. \quad (3.23)$$

Os argumentos ζ_{jn} nas equações (3.15) - (3.23) são definidos por:

$$\zeta_{j1} = \frac{\omega - \Omega_j - kV_{dj}}{k v_{tj}}, \quad \zeta_{j3} = \frac{\omega + \Omega_j - kV_{dj} - 2\Omega_b}{k v_{tj}},$$

Ainda,

$$Z(\zeta) = \pi^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-x^2)}{(x - \zeta)} dx \quad (3.24)$$

é a função de dispersão do plasma, também conhecida como Função de Fried-Conte [40] e sua derivada $Z'(\zeta)$.

Sabendo que $m_{++} = d_L(\omega, k) = 0$ satisfaz a relação de dispersão para o modo circularmente polarizado à esquerda (modo L), $m_{--} = d_R(\omega - 2\Omega_b, k) = 0$ para o modo circularmente polarizado à direita (modo R) e $m_{xx} = d_{ES}(\omega - \Omega_b, k) = 0$ para o modo eletrostático longitudinal, sendo os mesmos os modos fundamentais em um plasma magnetizado com propagação paralela ao campo magnético ambiente [2]. A não girotropia é responsável pela existência dos termos fora da diagonal principal da matriz $[m_{rs}]$, que fazem o acoplamento entre as componentes $\mathbf{E}_+(\omega, k)$, $\mathbf{E}_x(\omega - \Omega_b, k)$ e $\mathbf{E}_-(\omega - 2\Omega_b, k)$.

Este trabalho tem como base o estudo teórico que resolveu numericamente a relação de dispersão a fim de buscar condições necessárias para a ocorrência de instabilidades [17]. Fazendo o gráfico das soluções de $m_{--} = m_{++} = m_{xx} = 0$, as regiões onde as curvas se interceptam são as possíveis regiões onde podem ocorrer instabilidades e acoplamento entre os modos. Os parâmetros utilizados são baseados em observações de distribuições não girotrópicas de elétrons na região acima do arco de choque terrestre [19] e são apresentados na tabela (3.1).

Onde $T_{e,p,b}$, v , $m_{e,p}$, $N_{e,b}$ são a temperatura, velocidade, massa e densidade das espécies, respectivamente.

Tabela 3.1 - Parâmetros físicos representativos do arco de choque terrestre.

Parâmetro	Valor	Parâmetro	Valor
T_b	40 eV	N_b	$1,0 \times 10^5 \text{ m}^{-3}$
T_e	$1,0 \times 10^5 \text{ K}$	N_e	$2,0 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$
v_x	$2,4 \times 10^4 \text{ km/s}$	m_e	$9,1 \times 10^{-31} \text{ kg}$
v_y	$-1,77 \times 10^4 \text{ km/s}$	m_p	$m_e \times 1836$
v_z	$2,1 \times 10^4 \text{ km/s}$	T_p	T_e

A tabela (3.2) apresenta os parâmetros normalizados pela velocidade da luz no vácuo $|c|$ e frequência ciclotrônica $|\Omega_b|$.

Tabela 3.2 - Parâmetros normalizados para $\Omega_b = 88\text{kHz}$.

Parâmetro	Valor	Parâmetro	Valor
ω_{pe}	0,907	$v_{th(p)}$	$1,4 \times 10^4$
ω_{pb}	0,203	V_{de}	0,0
ω_{pp}	0,021	V_{db}	0,1067
Ω_e	-1,0	V_{dp}	0,0
Ω_b	-1,0	A_e	1,0
Ω_p	$5,45 \times 10^{-4}$	A_b	1,0
$v_{th(e)}$	0,0058	A_p	1,0
$v_{th(b)}$	0,0125	n_b	$1,0 \times 10^5$

onde $\omega_{p(e,b,p)}$, $\Omega_{(e,p,b)}$, $v_{th(e,b,p)}$, $V_{d(e,b)}$, $A_{(e,p,b)}$ e n_b são, respectivamente, a frequência de plasma, frequência ciclotrônica, velocidade térmica, velocidade de deriva, anisotropia ($A_{(e,p,b)} = T_{\perp}/T_{\parallel}$) e densidade das espécies.

A Figura (3.4) apresenta as possíveis regiões de acoplamento entre os modos LCP e RCP (região *I*) e os modos LCP e ES (região *II*). Essa figura é a mesma apresentada em Simões Jr. et al. (2011) [17] e serve de referência para a definição dos possíveis parâmetros utilizados nas simulações PIC. Como já citado anteriormente, esse trabalho tem como referência todo o tratamento teórico que já foi realizado considerando a não girotropia dos elétrons. Com base nesse resultado, foram realizadas simulações computacionais nessas regiões com o objetivo de analisar instabilidades relacionadas à não girotropia dos elétrons.

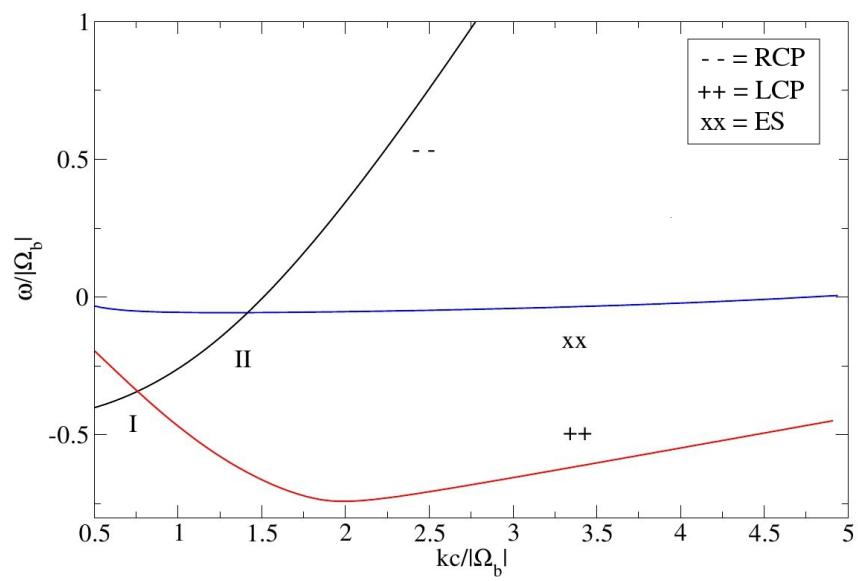


Figura 3.4 - Plano Brillouin, utilizando os parâmetros mostrados na tabela (3.2). As regiões de possível acoplamento entre os modos são as regiões *I* e *II*.

Fonte: Simões Jr. et al. (2011) [17].

4 SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS DE ELÉTRONS COM FUNÇÃO DE DISTRIBUIÇÃO NÃO GIROTROPICA

4.1 Introdução

Neste capítulo serão apresentadas as simulações realizadas com o objetivo de analisar a influência da não girotropia em plasmas espaciais. Serão apresentadas aqui simulações para os casos girotrópico e não girotrópico, utilizando o mesmo conjunto de parâmetros, com o objetivo de analisar a diferença entre eles. Os parâmetros utilizados são os mesmos da Tabela (3.2), normalizados pela velocidade da luz $|c| = 20$ e frequência ciclotrônica $|\Omega_b| = 1$. Uma vez que todas as quantidades são normalizadas para a simulação, as unidades apresentadas são arbitrárias. As simulações foram realizadas com passo temporal $\Delta t = 0,001$ com 524288 passos temporais, que implica em um total de $524,288 \Omega_{ce}t$. Para a grade espacial foram considerados 4096 pontos na grade, com um espaçamento $\Delta x = 0,1$.

Foram realizadas simulações considerando um caso com distribuição girotrópica e outros casos com distribuição não girotrópica, a fim de comparar as diferenças e semelhanças entre ambos. No caso não girotrópico foi analisada a influência de parâmetros tais como ângulo de não girotropia, ângulo de arremesso, anisotropia e um caso onde foi analisada a propagação de ondas perpendicular ao campo magnético.

4.2 Distribuição girotrópica

No primeiro caso apresentado é considerado um feixe de elétrons e um plasma de fundo, ambos girotrópicos. A Figura (4.1) representa o espaço de velocidades $v_y \times v_z$ das partículas, perpendicularmente ao campo magnético \mathbf{B}_0 no instante inicial da simulação. As partículas em vermelho representam o feixe girotrópico e em preto está representado o plasma de fundo.

A Figura (4.2) apresenta a evolução temporal das energias elétrica, magnética, cinética e total durante o tempo de simulação, que foi de $524,288 \Omega_{ce}t$. Observa-se que a energia total permanece constante, isso indica que não houve instabilidade numérica durante a simulação, uma vez que não foram considerados termos de fontes e perdas no sistema. Podemos ver também que há uma troca entre as energias elétrica e cinética. A energia elétrica começa a crescer em $\Omega_{ce}t = 18,657$ e atinge um pico com energia $W_E = 0,00163$ em $\Omega_{ce}t = 81,5$, com uma taxa de crescimento de $\gamma_{W_E} = 0,0627$. Esse crescimento está associado à geração de ondas de Langmuir devido à instabilidade feixe-plasma e consequente formação dos vórtices no espaço de fase. Nesse processo as partículas se aproximam umas das outras dando origem a um potencial elétrico e aumento da energia elétrica e consequentemente diminuindo a energia cinética devido ao freamento das partículas [41].

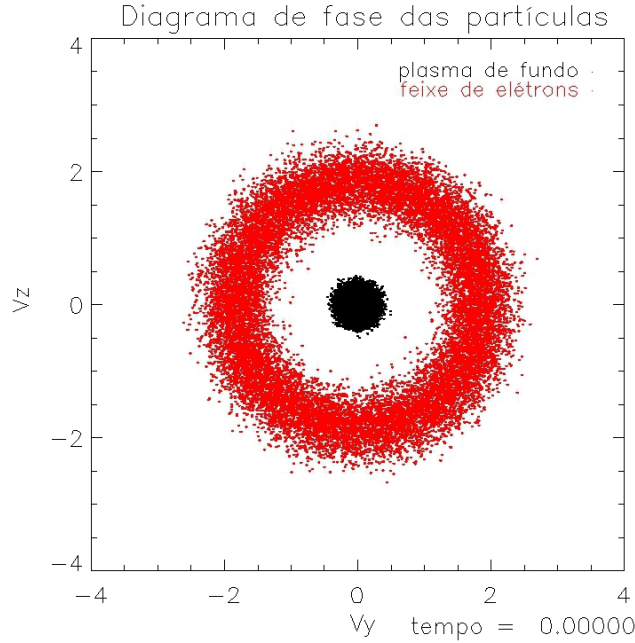


Figura 4.1 - Espaço de velocidades $v_y \times v_z$ das partículas com distribuição girotrópica. O plasma de fundo é representado em preto e o feixe em vermelho.

O espaço de fase e a formação dos vórtices estão representados na Figura (4.3). Observa-se também que a energia magnética permanece constante durante todo o tempo de simulação para o caso girotrópico.

O diagrama $\omega \times k$ mostra os modos de propagação que estão presentes no plasma. Para melhor identificar esses modos são apresentadas as relações de dispersão teóricas. O diagrama de cores representa a intensidade da componente.

Na Figura (4.4) é apresentado o diagrama $\omega \times k$ da componente E_x . A relação de dispersão de Bohm-Gross, $\omega = \omega_{pe}^2 + 3v_{the}^2 k^2$, é representada no gráfico pela linha preta seguida de três pontos. O gráfico ainda mostra os valores da frequência de ciclotron, $|\Omega_{ce}| = 1$, com a linha preta seguida de um ponto e da frequência de plasma, $\omega_{pe}/\Omega_{ce} = 0,907$, com a linha tracejada preta. Nessa figura é possível observar a presença de ondas de Langmuir para frente (forward), na direção de k positivo, e para trás (backward), para k negativo. Ainda, é possível observar o modo de feixe modificado que se propaga para a frente. Também podemos identificar na Figura (4.4) os harmônicos do modo fundamental, com frequências próximas a $\omega = 2\omega_{pe}$, $\omega = 3\omega_{pe}$ e $\omega = 4\omega_{pe}$.

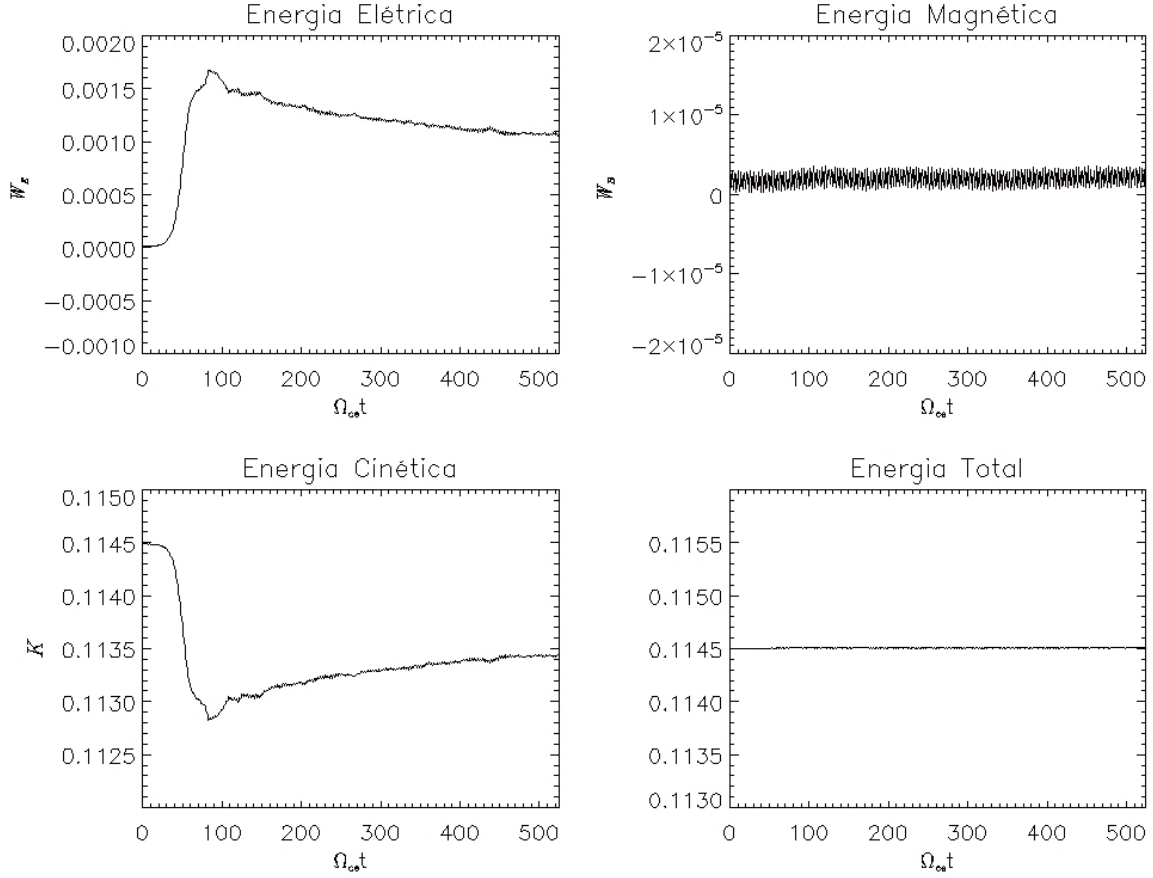


Figura 4.2 - Evolução temporal das energias elétrica, magnética, cinética e total para o caso girotrópico.

A Figura (4.5) mostra o diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z , com propagação para frente (forward) e para trás (backward). Através das curvas de relação de dispersão teóricas podemos identificar os modos presentes: circularmente polarizado à direita (RCP - *right-hand circularly polarized*), de alta e baixa frequência, e circularmente polarizado à esquerda (LCP - *left-hand circularly polarized*). Esses modos estão representados, respectivamente, pelas relações de dispersão (4.1) e (4.2).

$$\eta_R^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \Omega_{ce})}, \quad (4.1)$$

$$\eta_L^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \Omega_{ce})}, \quad (4.2)$$

onde $\eta = \frac{kc}{\omega}$ representa o índice de refração do meio [2].

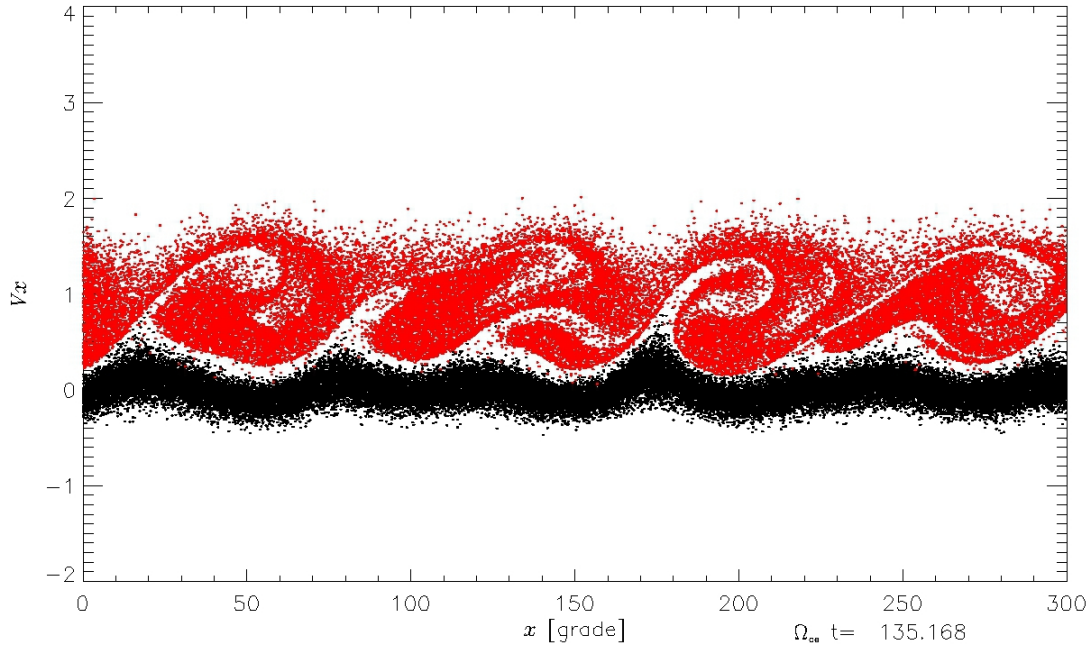


Figura 4.3 - Espaço de fase $x \times v_x$ das partículas em $135,168 \Omega_{ce} t$ e a formação de vórtices, para o caso girotrópico. Para uma melhor visualização, foram mostrados aqui apenas os primeiros 300 pontos da grade espacial.

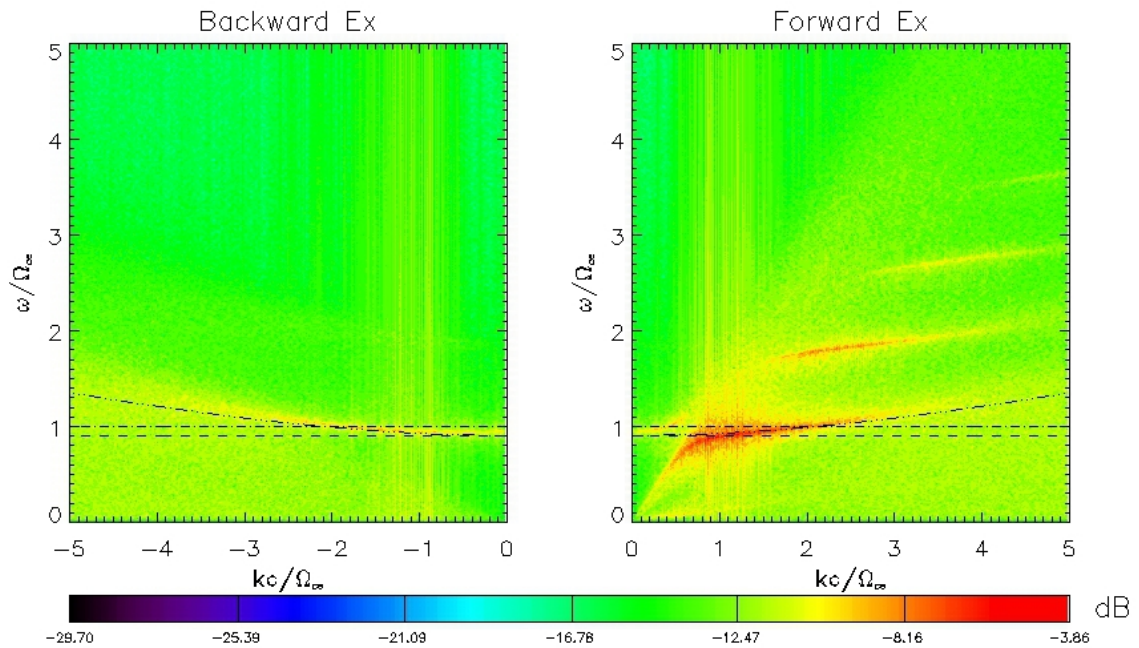


Figura 4.4 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x no caso girotrópico.

Lembrando que o modo LCP ocorre para frequências $\omega \geq \omega_0$, onde

$$\omega_0 = \frac{1}{2}[-|\Omega_{ce}| + (\Omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2)^{1/2}], \quad (4.3)$$

enquanto o modo RCP de alta frequência ocorre para $\omega \geq \omega_1$, com

$$\omega_1 = \frac{1}{2} [|\Omega_{ce}| + (\Omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2)^{1/2}] = \omega_0 + \Omega_{ce}. \quad (4.4)$$

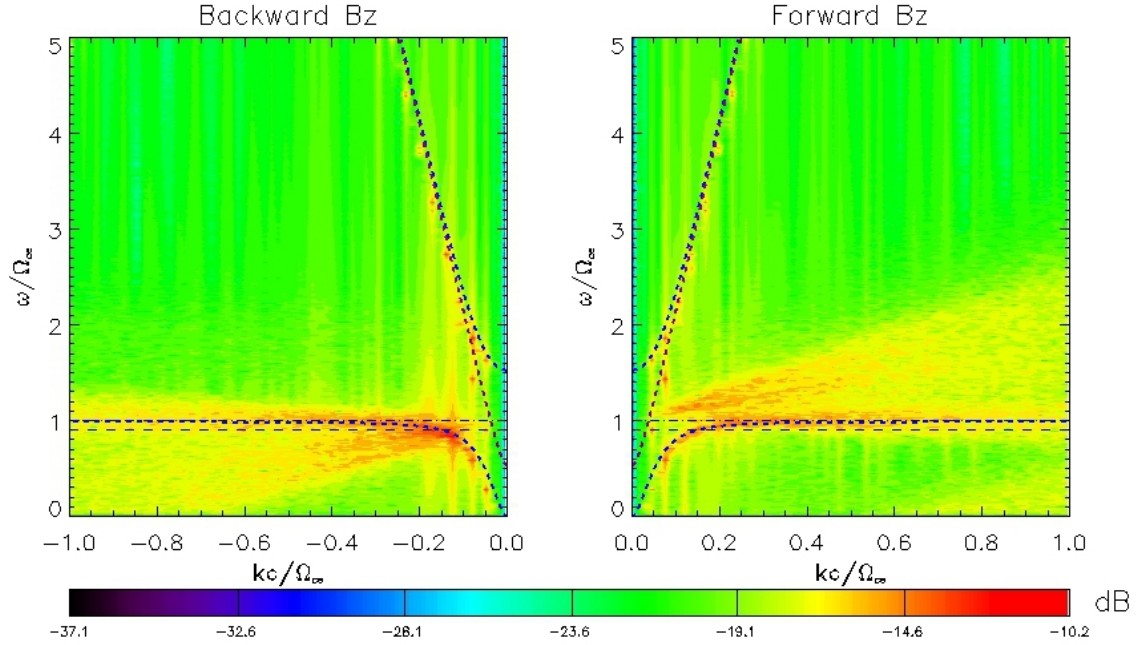


Figura 4.5 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso girotrópico.

Para os parâmetros numéricos utilizados obtemos $\omega_0 = 0,536$ e $\omega_1 = 1,536$. O modo RCP de baixa frequência é conhecido como modo whistler e ocorre apenas para frequências menores que Ω_{ce} . Os modos RCP e LCP estão representados pelas curvas tracejadas azul e roxa, respectivamente. Observa-se o modo RCP de alta frequência começando em $\omega_1 = 1,536$ e tendendo para uma onda eletromagnética, o modo whistler (RCP de baixa frequência) começando em $\omega_{pe}/\Omega_{ce} = 0$ e tendendo para $|\Omega_{ce}| = 1$. Ainda, temos o modo LCP começando em $\omega_0 = 0,536$ e tendendo também para uma onda eletromagnética. O gráfico ainda mostra os valores da frequência de ciclotron, $|\Omega_{ce}| = 1$, com a linha preta seguida de um ponto e da frequência de plasma, $\omega_{pe}/\Omega_{ce} = 0,907$, com a linha tracejada preta.

4.3 Distribuição não girotrópica

A fim de analisar a dependência do ângulo de giro $\phi = \tan^{-1}(v_z/v_y)$, foram realizadas simulações variando apenas o ângulo ϕ , com intervalos a cada 45° . Todos os outros

parâmetros permaneceram os mesmos da Tabela (3.2). Serão mostrados aqui os resultados para 45° , 135° , 225° e 315° .

Primeiramente são apresentados os espaços de velocidades $v_y \times v_z$ no instante inicial para os quatro casos, como mostrados na Figura (4.6).

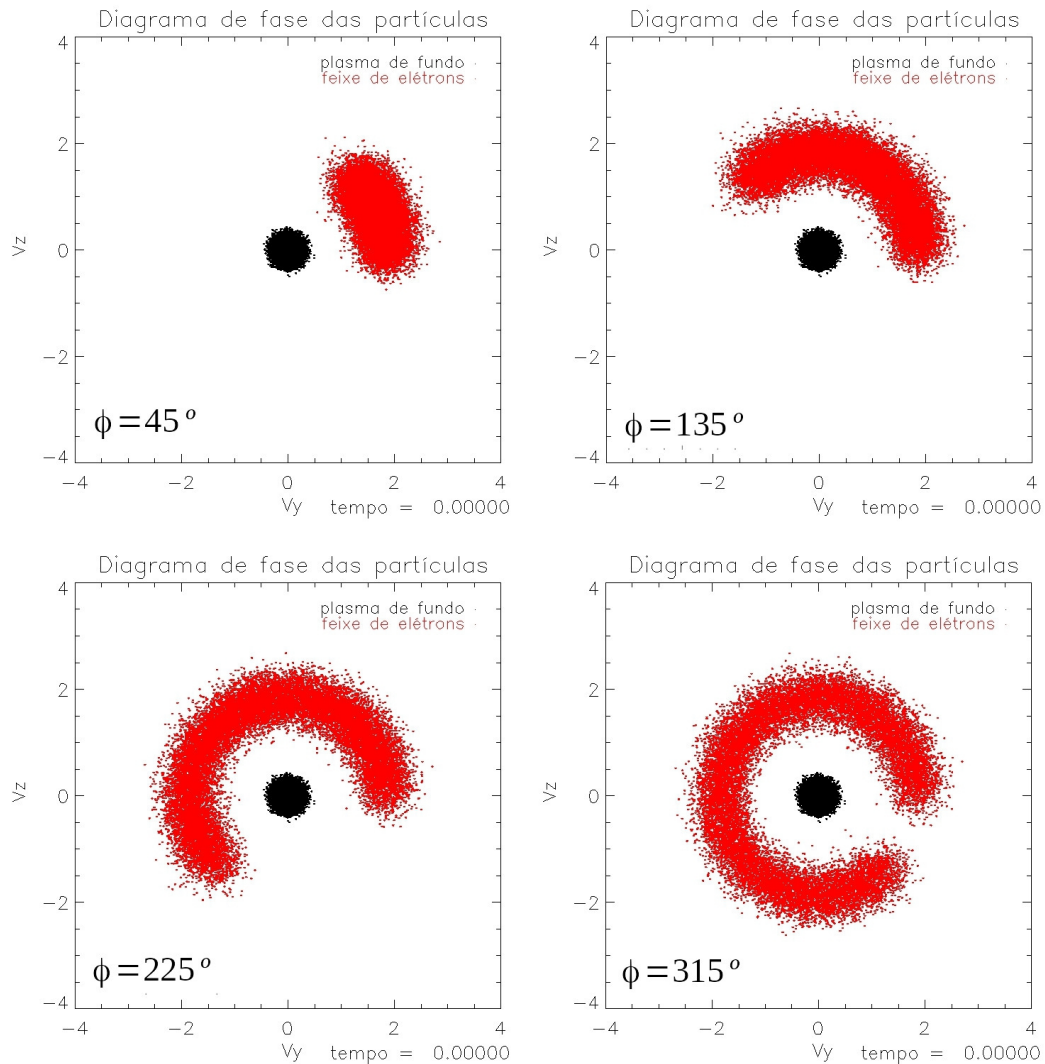


Figura 4.6 - Espaço de velocidades $v_y \times v_z$ para o caso não girotrópico.

A Figura (4.7) apresenta a evolução das energias para o ângulo de $\phi = 45^\circ$. Nota-se que as energias elétrica e cinética não diferem significativamente do caso girotrópico e o mesmo acontece para todos os ângulos, entretanto, quando observamos a energia magnética vemos que a não girotropia provoca uma alteração no comportamento dessa energia. É possível observar que há um crescimento da energia magnética entre 50 e 120 períodos de cíclotron.

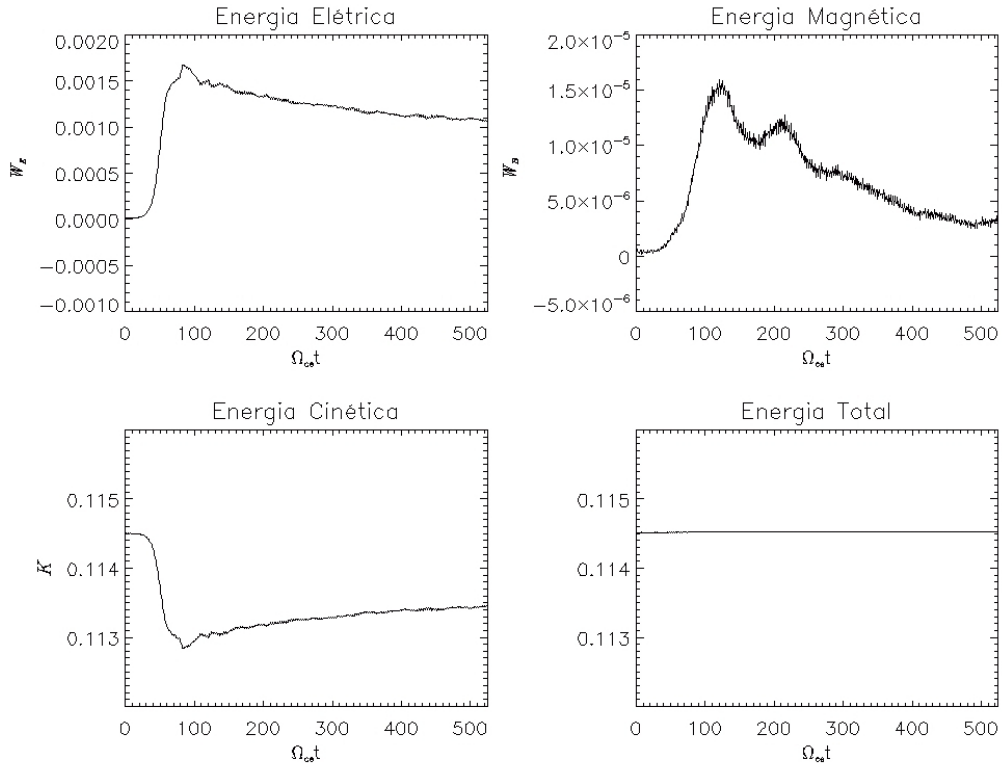


Figura 4.7 - Evolução temporal das energias para o caso não girotrópico com ângulo de $\phi = 45^\circ$.

Analisando a evolução da energia magnética no caso não girotrópico, para os diferentes ângulos estudados, observa-se que há uma dependência do aumento da energia magnética em função do ângulo de não girotropia. Também podemos observar que essa variação na energia está associada à emissão de ondas eletromagnéticas no plasma.

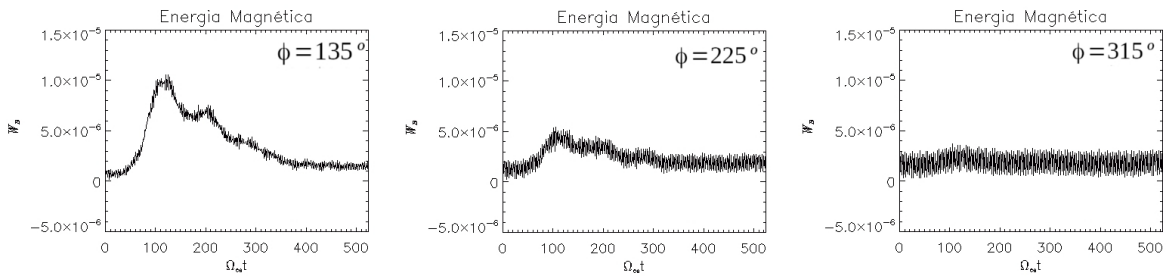


Figura 4.8 - Evolução temporal das energias magnéticas para o caso não girotrópico com ângulos $\phi = 135^\circ$, $\phi = 225^\circ$ e $\phi = 315^\circ$.

A Figura (4.8) mostra as energias magnéticas para os ângulos $\phi = 135^\circ$, $\phi = 225^\circ$ e $\phi = 315^\circ$. Nesse gráfico fica evidente a contribuição da não girotropia, pois à medida que ângulo ϕ tende para 2π a energia das componentes eletromagnéticas tende para o valor

do caso girotrópico. Também podemos observar que em todos os casos o pico da energia magnética ocorre entre 100 e 120 períodos de cíclotron.

A Figura (4.9) mostra o diagrama $\omega \times k$ da componente eletrostática E_x para o ângulo de $\phi = 45^\circ$. Comparando com o caso girotrópico nota-se que a não girotropia não influencia na propagação de ondas eletrostáticas no sistema. As curvas teóricas mostradas são as mesmas já citadas no caso girotrópico.

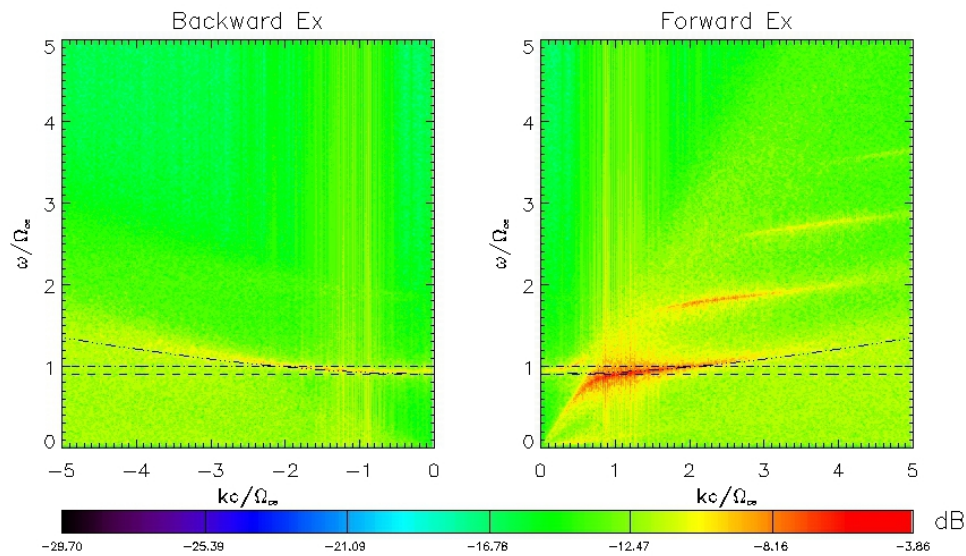


Figura 4.9 - Diagrama $\omega \times k$ da componente E_x para o caso não girotrópico, com ângulo de $\phi = 45^\circ$

Analisando o diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z , Figura (4.10), caso não girotrópico, observamos novamente a emissão dos modos fundamentais RCP e LCP, representados pelas mesmas curvas teóricas vistas anteriormente. No entanto, em função da não girotropia observamos a presença de outro modo de propagação que ocorre para frequências $\omega > \Omega_{ce}$ para o modo *forward* e $\omega < \Omega_{ce}$ para o modo *backward*. Esse modo, que chamaremos de modo NG (Não Girotrópico), não foi observado no caso girotrópico, portanto verifica-se que se trata de uma emissão eletromagnética que ocorre exclusivamente devido à introdução da distribuição não girotrópica. Observa-se que para ângulos menores de ϕ , maior é a intensidade da componente, ou seja, quanto mais a distribuição se aproxima de uma distribuição girotrópica, menos intensa é a emissão. Como visto na Figura (4.5), o modo NG é inexistente para o caso girotrópico e muito fraco para o ângulo $\phi = 315^\circ$, como pode ser visto na Figura (4.10 d).

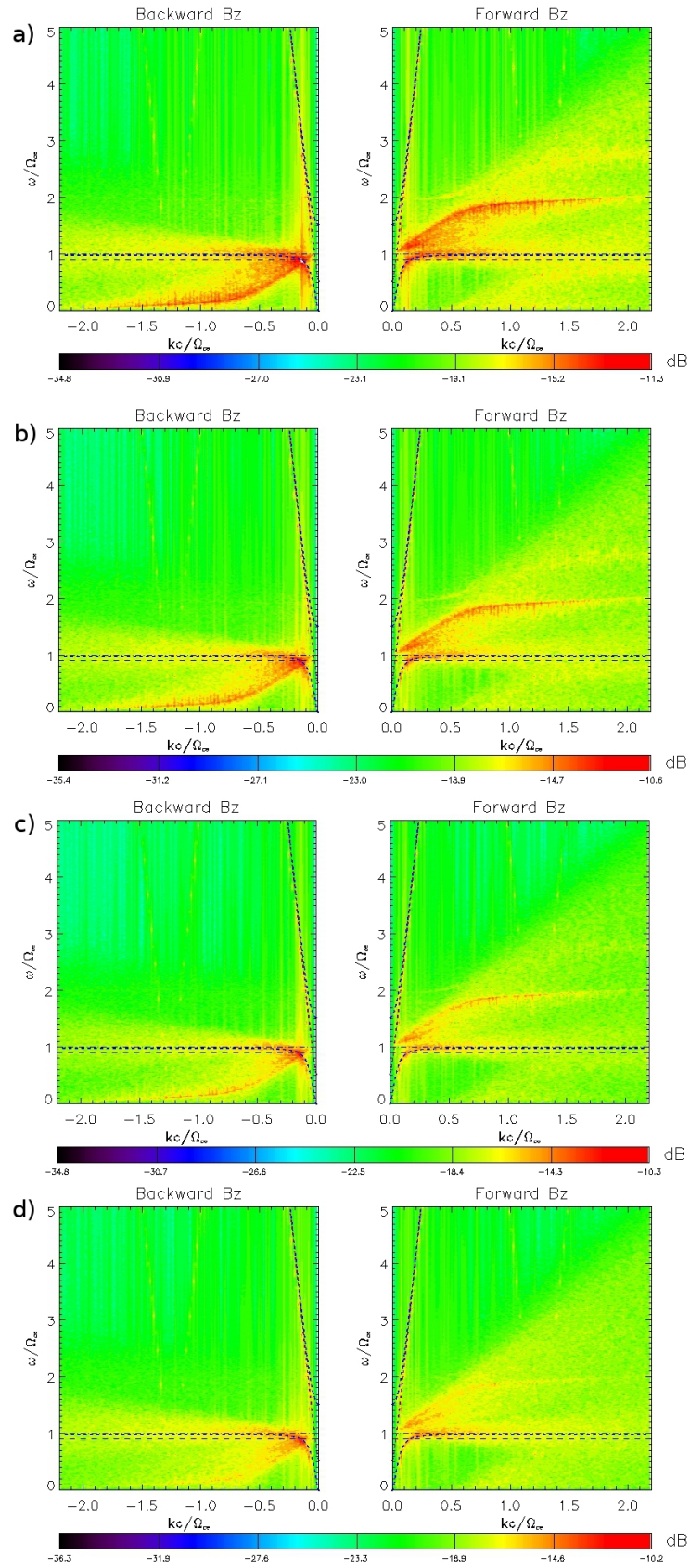


Figura 4.10 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso não girotrópico, para a) $\phi = 45^\circ$, b) $\phi = 135^\circ$, c) $\phi = 225^\circ$ e d) $\phi = 315^\circ$.

A fim de investigar a origem do modo NG foram realizadas diversas simulações analisando parâmetros tais como frequência de plasma, frequência ciclotrônica, ângulo de arremesso (*pitch angle*) e direção de propagação em relação ao campo magnético. Em todas essas simulações foi considerada uma não girotropia de 90° , variando apenas o parâmetro em questão.

4.4 Variação das frequências de plasma e de cíclotron

Como a não girotropia está relacionada ao giro das partículas em torno do campo magnético, um fator importante para a compreensão dos fenômenos relacionados à não girotropia é a frequência ciclotrônica. Dessa forma, realizamos simulações nas quais foram consideradas $\Omega_{ce} > \omega_{pe}$ e $\Omega_{ce} < \omega_{pe}$, conforme indica a Tabela (4.1).

Tabela 4.1 - Valores das frequências de plasma e ciclotrônica para os casos apresentados nessa seção.

	Caso 1 (padrão)	Caso 2	Caso 3
ω_{pe}	0,907	0,756	0,907
Ω_{ce}	1,0	1,0	0,75
ϕ	90°	90°	90°

Nos casos apresentados anteriormente foi considerada $\Omega_{ce} > \omega_{pe}$, uma vez que temos $\Omega_{ce} = 1,0$ e $\omega_{pe} = 0,907$. Porém não foram apresentados resultados onde o ângulo de não girotropia é igual a $\phi = 90^\circ$, os quais serão mostrados agora com o objetivo de comparar com os casos posteriores. Assim, esse será chamado de caso 1, ou caso padrão.

A evolução temporal da energia magnética para os 3 casos apresentados é mostrada na Figura (4.11). Podemos notar que no caso 1 a energia magnética cresce entre 50 e 100 períodos de cíclotron e tem um pico entre 100 e 120 períodos de cíclotron, assim como foi observado na Figura (4.8) onde foram considerados os mesmos valores para as frequências. Já no caso 2, onde foi modificada a frequência de plasma, o pico de energia ocorre entre 120 e 140 períodos de cíclotron. No caso onde foi modificada a frequência ciclotrônica, caso 3, a energia magnética cresce entre 100 e 220 períodos de cíclotron e o pico entre 220 e 250 períodos de cíclotron.

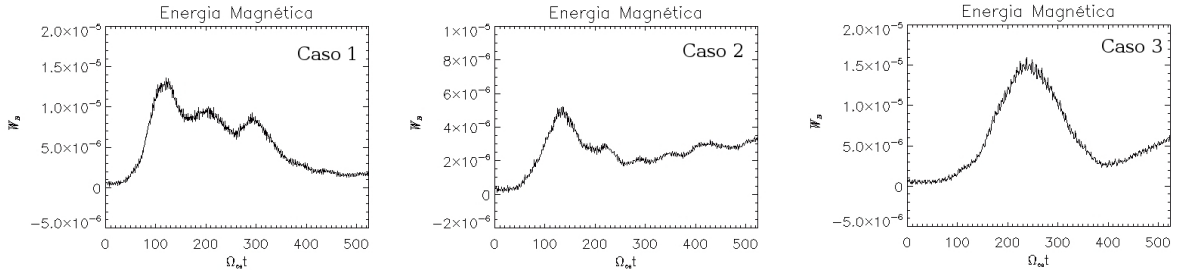


Figura 4.11 - Evolução temporal das energias magnéticas para os casos 1, 2 e 3.

A Figura (4.12) apresenta o diagrama $\omega \times k$ para os casos apresentados. Em todos os casos pode-se identificar a presença dos modos fundamentais LCP e RCP de alta e baixa frequência, ambos representados pelas curvas teóricas, além do modo NG que ocorre para frequências $\omega > \Omega_{ce}$ para o modo *forward* e $\omega < \Omega_{ce}$ para o modo *backward*.

Observando a propagação para frente (*forward*) nota-se que para $0 > kc/\Omega_{ce} > 0,7$ o modo NG se comporta linearmente, enquanto para $kc/\Omega_{ce} > 0,7$ o modo tende para aproximadamente $2\Omega_{ce}$ no caso padrão. Assim, inicialmente foi pensado que o modo NG poderia estar associado a um harmônico da frequência ciclotrônica, uma vez que nesse caso $\Omega_{ce} = 1,0$. Entretanto, no caso 2, o modo NG tende para uma frequência $\omega < 2\Omega_{ce}$, embora nesse caso a frequência ciclotrônica seja a mesma do caso padrão. Já no caso 3, onde foi mantida a mesma frequência de plasma do caso padrão e modificada a frequência ciclotrônica, o modo NG agora tende para uma frequência acima de $2\Omega_{ce}$, uma vez que nesse caso $2\Omega_{ce} = 1,5$.

Dessa forma foi descartada a possibilidade do modo NG estar relacionado a uma emissão que ocorre para harmônicos da frequência ciclotrônica, pois quando foi modificado o valor de Ω_{ce} o modo NG não tendeu sempre para seu harmônico.

No caso 3, podemos observar que há uma transição do modo de propagação para trás, em $\omega \approx 0,0$ e $k > 0,5$. Esse modo aparece subitamente com propagação para frente em $k > 0,5$. Até o momento não temos uma explicação física para esse comportamento, entretanto, numericamente esse comportamento surge pelo fato de considerarmos os valores absolutos da frequência para realizar as transformadas de Fourier no espaço e no tempo.

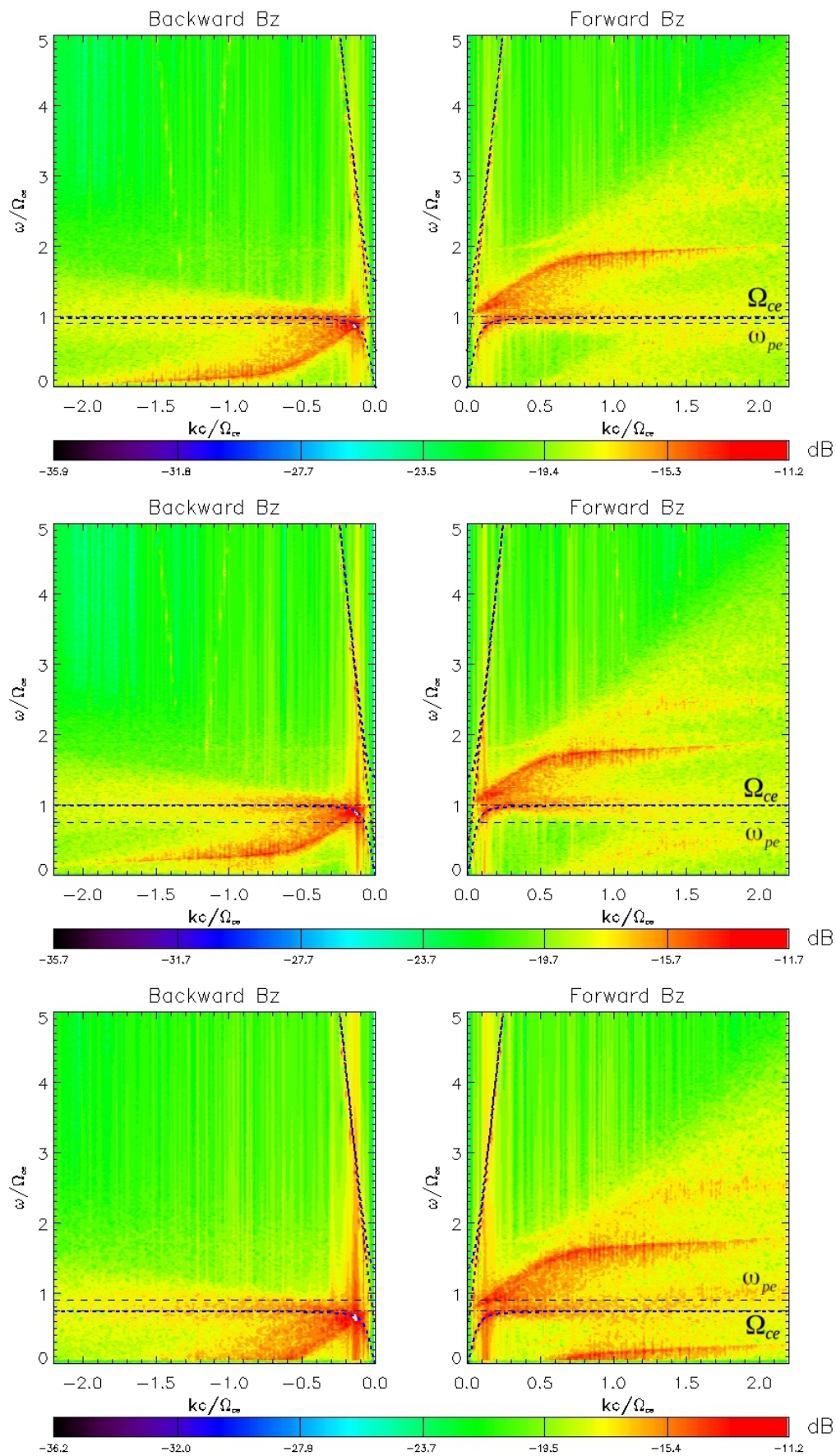


Figura 4.12 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z para os casos 1 (acima), 2 (centro) e 3 (abaixo).

4.5 Variação do *pitch angle*

Como o plasma é um gás eletricamente neutro composto predominantemente por partículas carregadas, é fundamental o papel das forças eletromagnéticas para entender o comportamento do plasma [3]. O estudo do movimento de partículas carregadas em plasmas sujeitos a campos eletromagnéticos é importante, uma vez que facilita a obtenção de informações em fenômenos macroscópicos relacionados ao comportamento coletivo de um grande número de partículas [2].

Nesta seção serão mostradas as simulações realizadas com o objetivo de analisar a influência do ângulo de arremesso, do inglês *pitch angle*, nos modos fundamentais de propagação paralela. O ângulo de arremesso é definido como o ângulo entre a direção do movimento da partícula e o campo magnético \mathbf{B} , sendo escrito como

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \right), \quad (4.5)$$

onde v_{\perp} e v_{\parallel} são, respectivamente, as velocidades perpendicular e paralela da partícula em relação à linha de campo magnético.

Inicialmente o *pitch angle* utilizado nas simulações foi de $\alpha = 60^{\circ}$. Assim, para analisar o quanto o *pitch angle* influencia nos modos fundamentais de propagação, foram realizadas diversas simulações mudando apenas o *pitch angle*. Os valores das frequências de plasma e ciclotrônica foram os mesmos do caso padrão, $\omega_{pe} = 0,907$ e $\Omega_{ce} = 1,0$, respectivamente. Para o *pitch angle*, foram utilizados ângulos de $\alpha = 0^{\circ}$, $\alpha = 30^{\circ}$, $\alpha = 75^{\circ}$ e $\alpha = 90^{\circ}$.

4.5.1 *Pitch angle* $\alpha = 0^{\circ}$

Como visto anteriormente, o *pitch angle* depende da razão entre as velocidades perpendicular e paralela em relação ao campo magnético. Assim, para *pitch angle* igual a $\alpha = 0^{\circ}$ as partículas possuem apenas velocidade paralela, enquanto a componente perpendicular é nula. Dessa forma, $v_{\perp} = 0$ e $v_{\parallel} \neq 0$ e as partículas se movem em linha reta ao longo da linha de campo magnético.

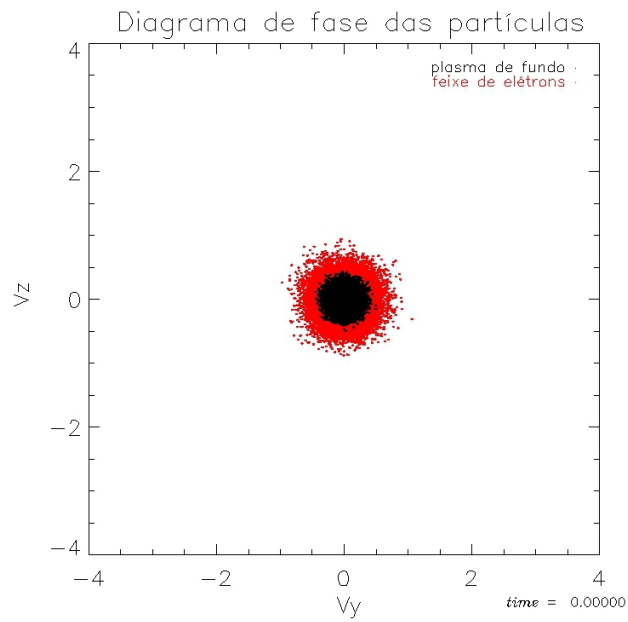


Figura 4.13 - Espaço de velocidades $v_y \times v_z$ das partículas para *pitch angle* igual a $\alpha = 0^\circ$ no instante inicial da simulação.

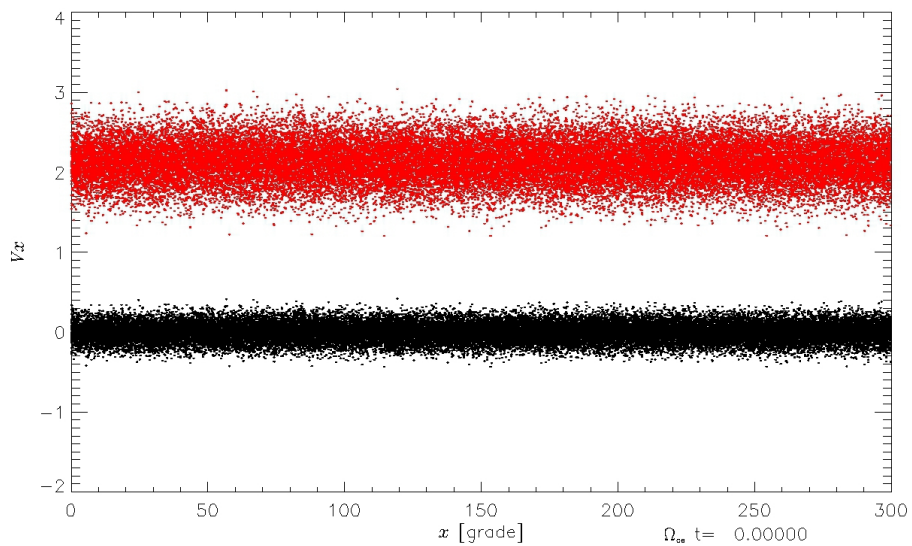


Figura 4.14 - Espaço de fase $x \times v_x$ das partículas para *pitch angle* igual a $\alpha = 0^\circ$ no instante inicial da simulação.

A Figura (4.13) mostra o espaço de velocidades $v_y \times v_z$ das partículas e a Figura (4.14) o espaço $x \times v_x$, ambos no instante inicial da simulação. Podemos ver que os resultados estão de acordo com a teoria. Como o campo magnético é considerado na direção x , para *pitch angle* $\alpha = 0^\circ$, podemos ver que a maior parte das partículas se concentra na região próxima a $v_\perp = 0$ (Figura (4.13)) e na região onde $v_x \neq 0$ (Figura (4.14)).

O diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z é mostrado na Figura (4.15). Podemos observar os modos fundamentais de propagação LCP e RCP de alta e baixa frequência, enquanto o modo NG é inexistente nesse caso. Nota-se apenas uma fraca emissão na faixa de frequências onde o modo NG foi observado nos casos mostrados anteriormente.

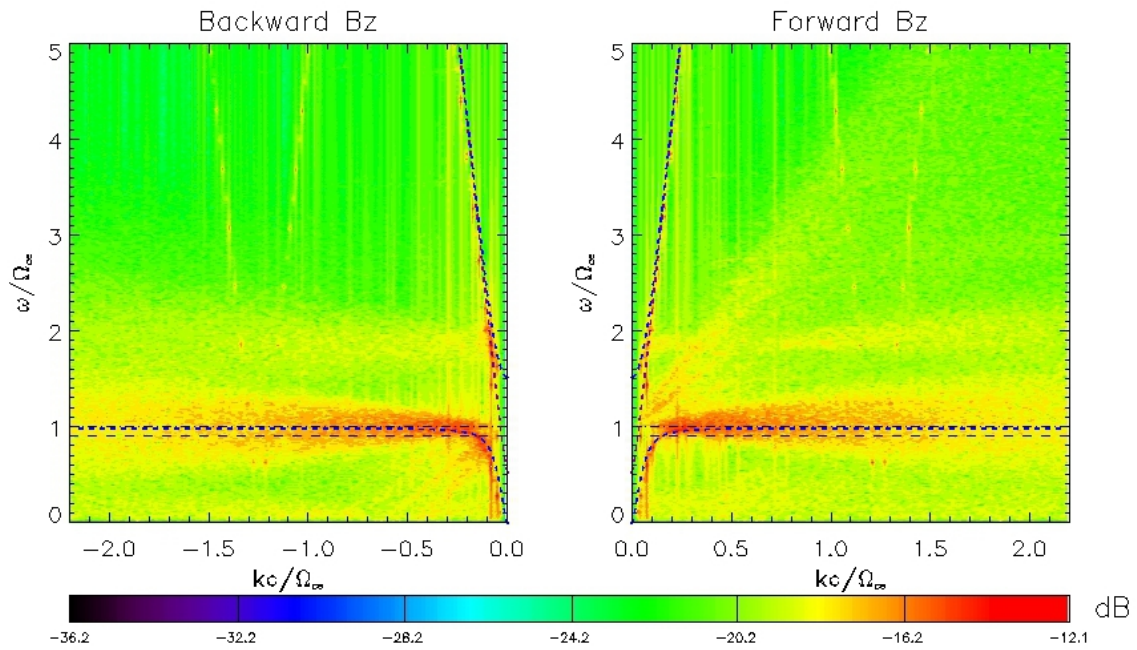


Figura 4.15 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso de *pitch angle* igual a $\alpha = 0^\circ$.

4.5.2 *Pitch angle* $\alpha = 30^\circ$ e $\alpha = 75^\circ$

No próximo caso apresentado serão mostrados os resultados para *pitch angle* iguais a $\alpha = 30^\circ$ e $\alpha = 75^\circ$ respectivamente. Nesses casos, assim como no caso padrão de $\alpha = 60^\circ$, a velocidade das partículas possui componentes tanto paralelas (v_x) quanto perpendiculares (v_y e v_z). Assim, o movimento das partículas é em forma de arco em torno da linha de campo magnético.

A Figura (4.16) mostra o espaço de velocidades $v_y \times v_z$ para *pitch angle* iguais a $\alpha = 30^\circ$ e $\alpha = 75^\circ$. O espaço de fase $x \times v_x$ para os mesmos ângulos está representado na Figura

(4.17). Nota-se que, como esperado pela definição do *pitch angle*, quanto menor o ângulo, maior é a componente paralela da velocidade e menor a componente perpendicular. Já para *pitch angle* maiores, a velocidade paralela diminui e a perpendicular aumenta. Isso é observado nas Figura (4.16) e (4.17), mostrando a confiabilidade dos resultados.

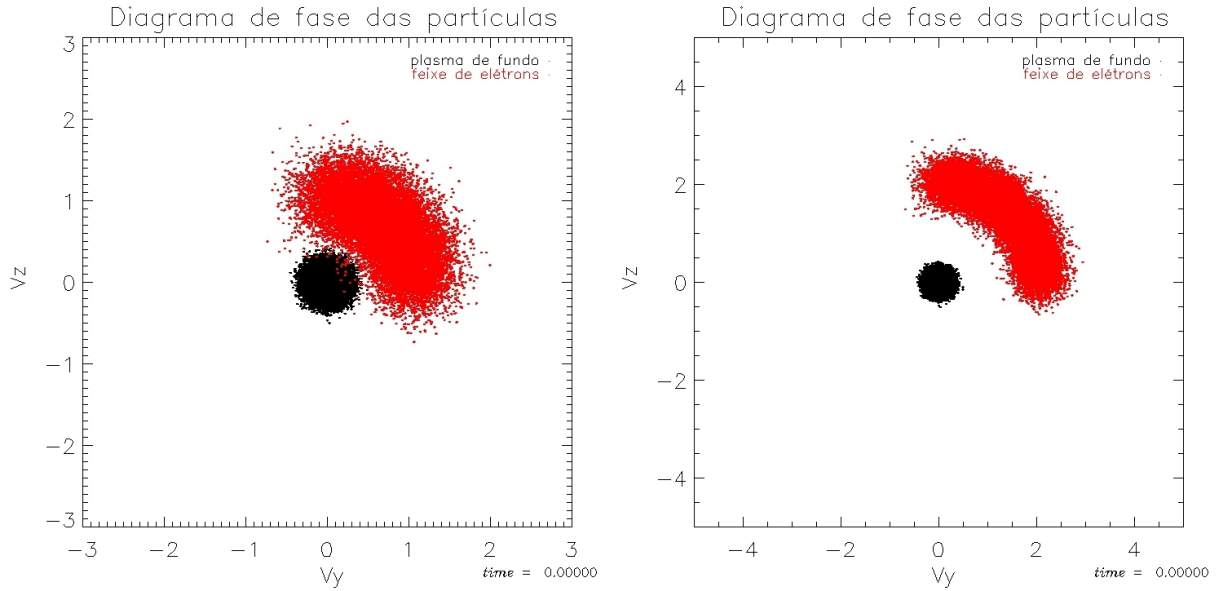


Figura 4.16 - Espaço de velocidades $v_y \times v_z$ das partículas para *pitch angle* igual a $\alpha = 30^\circ$ (esquerda) e $\alpha = 75^\circ$ (direita) no instante inicial da simulação.

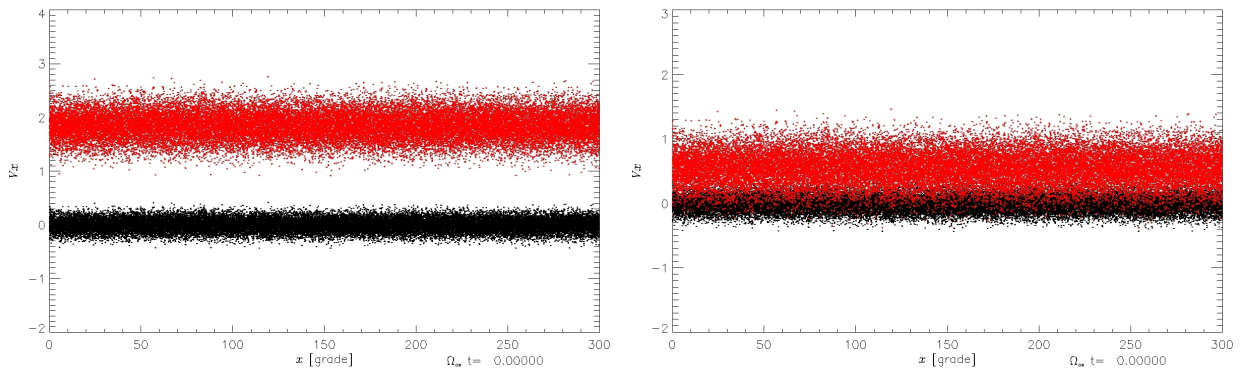


Figura 4.17 - Espaço $v_x \times x$ das partículas para *pitch angle* igual a $\alpha = 30^\circ$ (esquerda) e $\alpha = 75^\circ$ (direita) no instante inicial da simulação.

A Figura (4.18) mostra o diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z para *pitch angle* $\alpha = 30^\circ$ e $\alpha = 75^\circ$ respectivamente. Observa-se a presença do modo NG, além dos modos normais LCP e RCP. Ainda, podemos notar que para pequeno número de onda, o modo NG se

propaga com velocidade de grupo menor conforme o aumento do *pitch angle*. Na Figura (4.18) podemos ver que a “inclinação” do modo NG é menor quando o *pitch angle* é $\alpha = 75^\circ$. Essa inclinação está associada à velocidade de grupo $v_g = \partial\omega/\partial k$. Portanto, verifica-se que o *pitch angle* está relacionado à velocidade de propagação do modo NG, enquanto o ângulo de não girotropia (ângulo de giro ϕ) está relacionado à intensidade do modo.

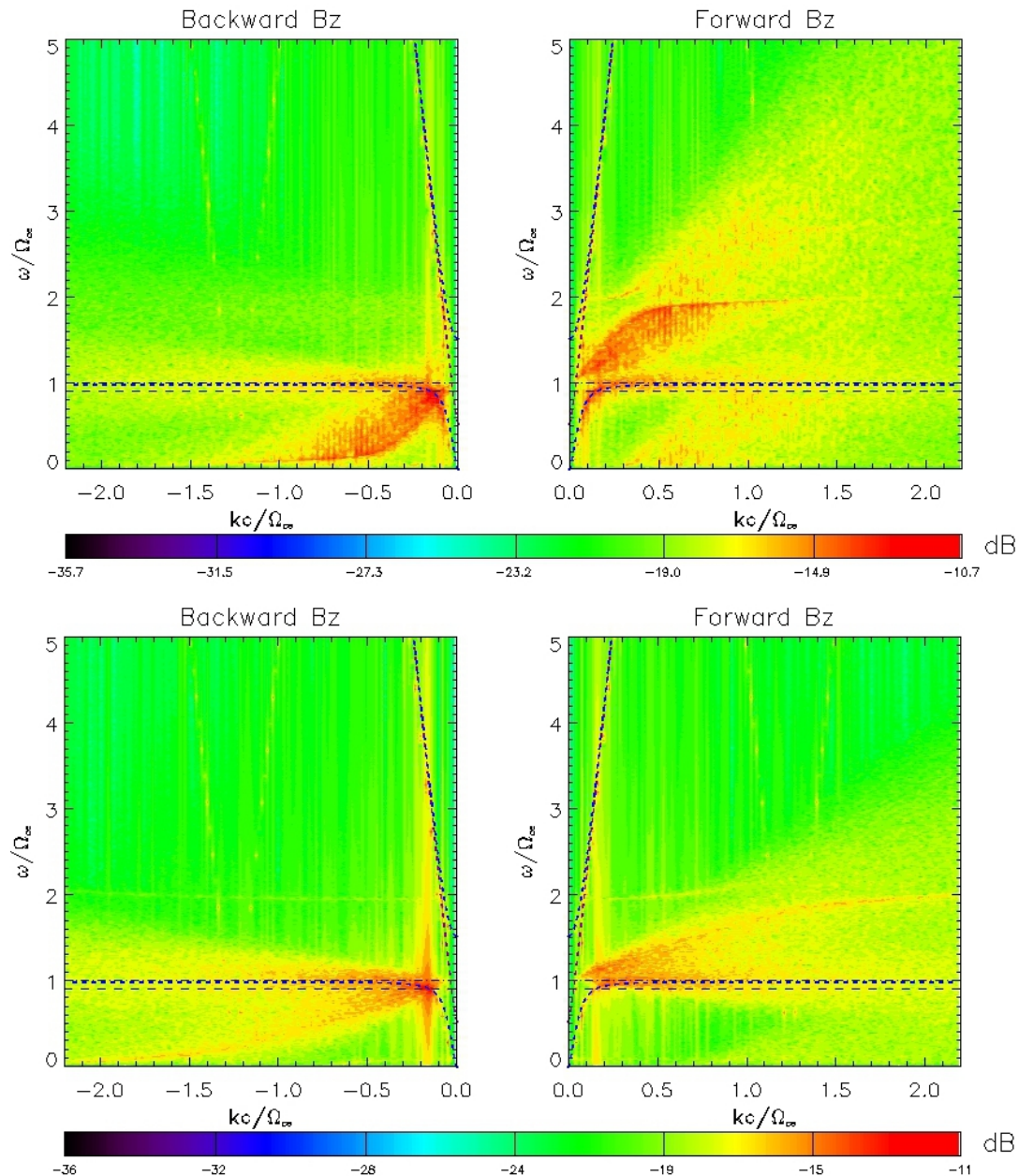


Figura 4.18 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso de *pitch angle* igual a $\alpha = 30^\circ$ (acima) e $\alpha = 75^\circ$ (abaixo).

4.5.3 Pitch angle $\alpha = 90^\circ$

No caso em que o *pitch angle* é igual a $\alpha = 90^\circ$, significa dizer que as partículas possuem apenas a componente perpendicular da velocidade, ou seja, velocidade paralela nula. Dessa forma, as partículas apenas giram em torno da linha de campo magnético, sem se mover ao longo de \mathbf{B} .

As Figuras (4.19) e (4.20) mostram, respectivamente, o espaço de velocidades $v_y \times v_z$ e o espaço de fase $x \times v_x$ das partículas. Como podemos observar, a maior parte das partículas se concentra nas regiões onde $v_\perp \neq 0$ (Figura 4.19) e $v_x = 0$ (Figura 4.20).

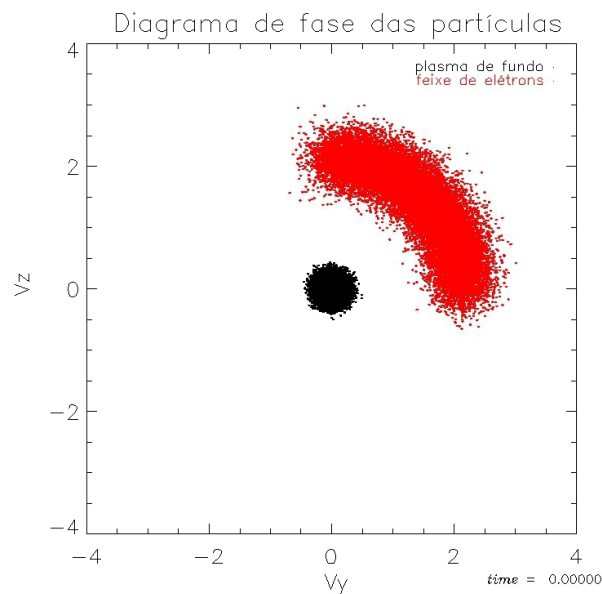


Figura 4.19 - Espaço de velocidades $v_y \times v_z$ das partículas para *pitch angle* igual a $\alpha = 90^\circ$ no instante inicial da simulação.

O diagrama $\omega \times k$ da componente B_z é mostrado na Figura (4.21), onde podemos observar a presença dos modos normais LCP e RCP de alta e baixa frequência, mas o modo NG novamente não é observado, como no caso de *pitch angle* igual a $\alpha = 0^\circ$.

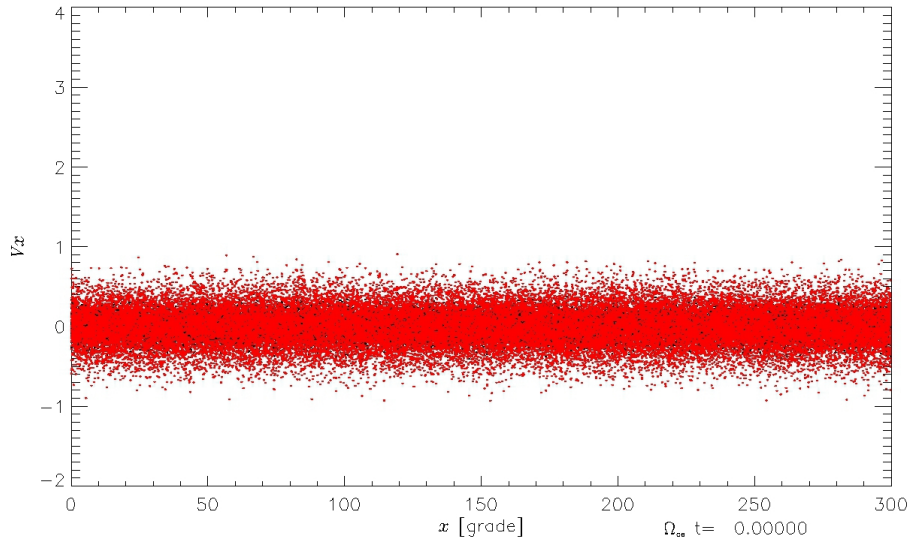


Figura 4.20 - Espaço de fase $x \times v_x$ das partículas para *pitch angle* igual a $\alpha = 90^\circ$ no instante inicial da simulação.

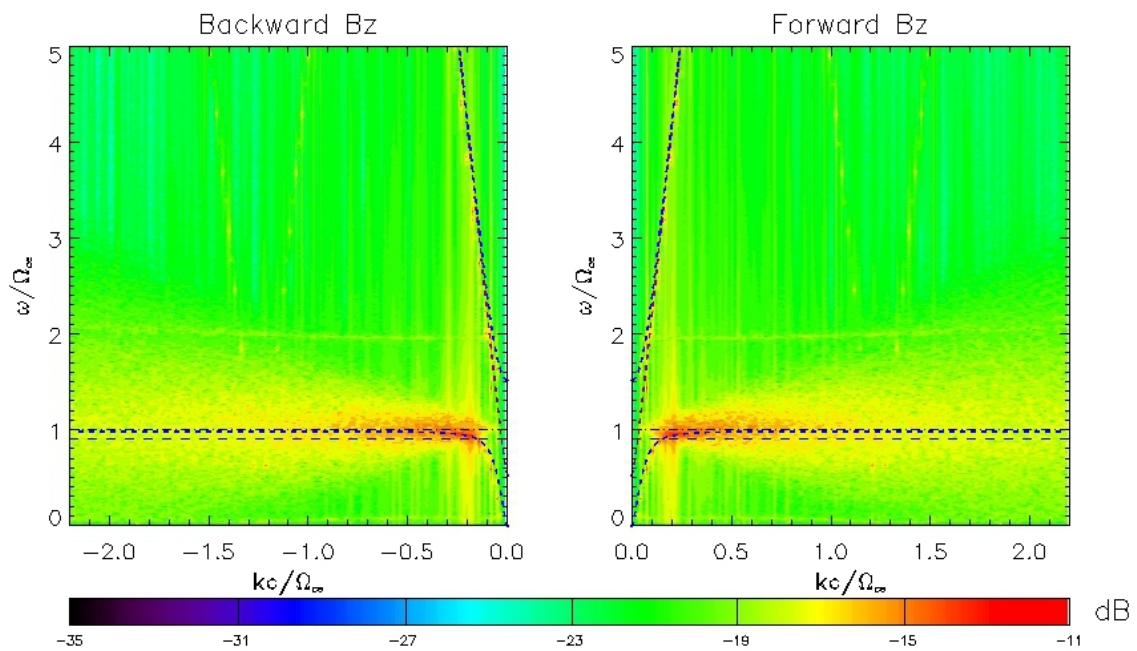


Figura 4.21 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso de *pitch angle* igual a $\alpha = 90^\circ$.

4.6 Propagação perpendicular

Vários trabalhos relacionam instabilidades associadas à não girotropia com a propagação de ondas paralelas [34–38]. Embora o foco desse trabalho também seja a propagação de ondas paralelas, a fim de conhecer melhor os resultados e analisar a influência da não girotropia no sistema foi realizada uma simulação observando propagação de ondas

perpendicularmente ao campo magnético ($k_{\parallel} = 0$).

Quando se considera propagação perpendicular, observa-se a presença dos modos fundamentais conhecidos como ordinário e extraordinário, representados pelas relações de dispersão (4.6) e (4.7), respectivamente [2].

$$\eta_O^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad (4.6)$$

$$\eta_X^2 = \frac{(\omega^2 - \omega_0^2)(\omega^2 - \omega_1^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_{uh}^2)}, \quad (4.7)$$

onde ω_0 e ω_1 são os mesmos definidos pelas equações (4.3) e (4.4). Ainda, ω_{uh} é conhecida como frequência híbrida superior e definida através da frequência (4.8). No nosso caso, $\omega_{uh} = 1,35$.

$$\omega_{uh} = (\omega_{pe}^2 + \Omega_{ce}^2)^{1/2}. \quad (4.8)$$

Além dos modos ordinário e extraordinário, existem também os chamados modos de Bernstein [42], os quais estão associados à frequência ciclotrônica, Ω_{ce} . Existe um modo de Bernstein relacionado com cada harmônico da frequência ciclotrônica de cada espécie de partículas.

A Figura (4.22) apresenta o diagrama $\omega \times k$ da componente B_y , onde é possível identificar o modo extraordinário através da curva teórica azul. Ainda, através da Figura (4.23) pode-se identificar o modo ordinário na componente B_z , representado pela curva marrom. Em ambas as componentes nota-se a presença dos modos de Bernstein, com frequências $\omega = n\Omega_{ce}$, onde $n = 1, 2, 3, \dots$. Observa-se que os modos fundamentais não sofrem modificações devido à não girotopia.

A análise da propagação perpendicular de ondas não nos levou a resultados que possam nos ajudar a identificar a origem do modo NG, pois nota-se que a não girotopia não possui influência nos modos de propagação perpendicular.

Dessa forma, observamos que a não girotopia tem influência apenas na propagação de ondas paralelas no plasma. Apesar disso, a análise desse caso de propagação perpendicular foi importante, pois podemos ter certeza de que o código utilizado nesse trabalho está funcionando corretamente, visto que os resultados estão de acordo com a teoria.

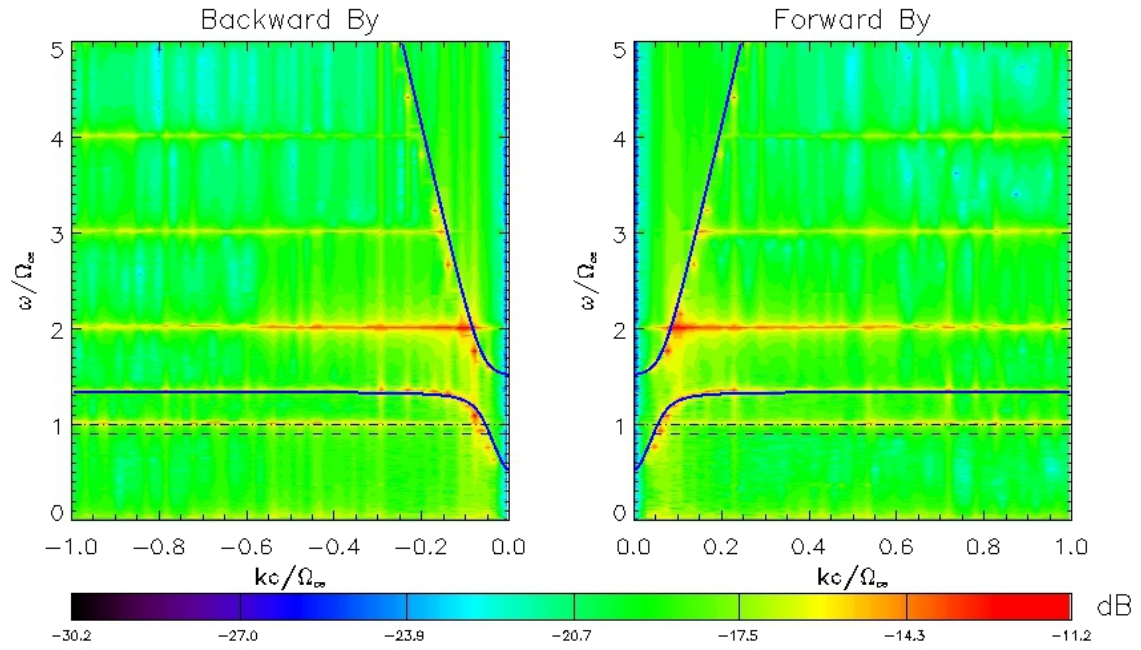


Figura 4.22 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_y para propagação perpendicular. Observa-se a presença do modo extraordinário, representado pela linha azul, e os modos de Bernstein a cada harmônico de Ω_{ce} .

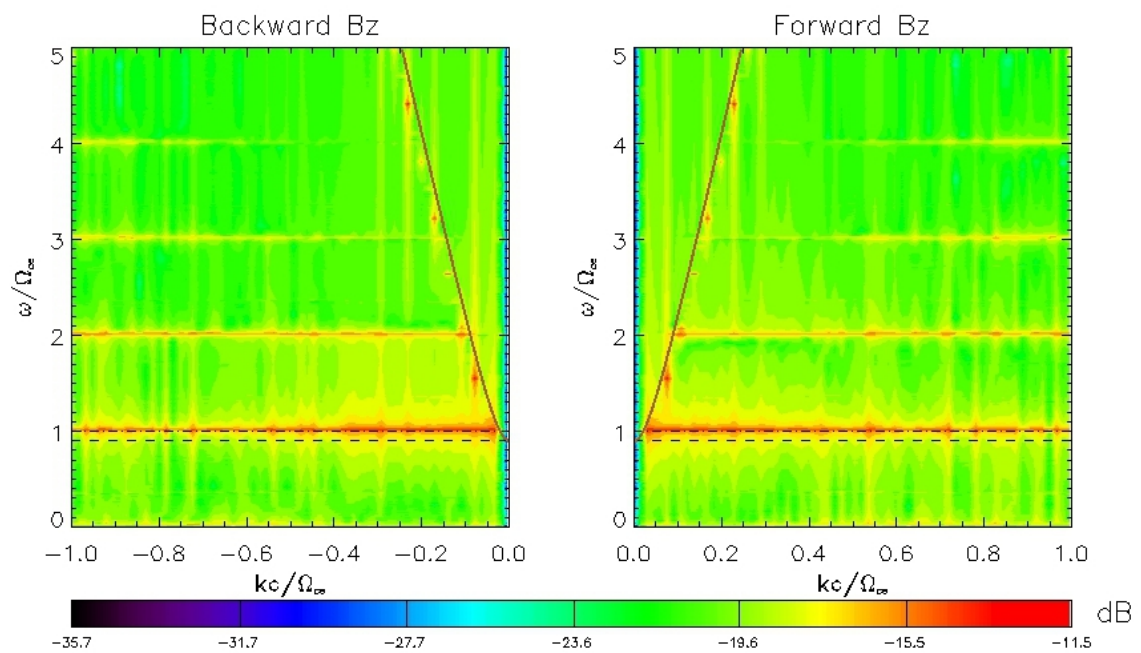


Figura 4.23 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z para propagação perpendicular. Observa-se a presença do modo ordinário, representado pela linha marrom, e os modos de Bernstein a cada harmônico de Ω_{ce} .

4.7 Curva teórica para o modo NG

Estudando a origem do modo NG e em busca de uma relação de dispersão teórica, foi observado que, para número de onda grande, uma curva teórica que melhor se ajustou ao modo é representada pela relação (4.9) para propagação para frente e pela relação (4.10) para propagação para trás. A Figura (4.24) mostra o diagrama $\omega \times k$ para $\phi = 90^\circ$, nosso caso padrão, a curva teórica para o modo NG está representada pela linha tracejada longa. Nota-se que para número de onda grande, o modo NG segue o comportamento da curva teórica para todos os ângulos ϕ estudados.

$$\omega = (\omega_{pe}^2 + 3k^2v_{the}^2)^{1/2} + \Omega_{ce}, \quad (4.9)$$

$$\omega = -(\omega_{pe}^2 + 3k^2v_{the}^2)^{1/2} + \Omega_{ce}, \quad (4.10)$$

onde v_{the} é a velocidade térmica das partículas, ω_{pe} a frequência de plasma e Ω_{ce} a frequência ciclotrônica. Na componente *backward* a frequência do modo NG tende para zero à medida que o valor absoluto do número de onda cresce.

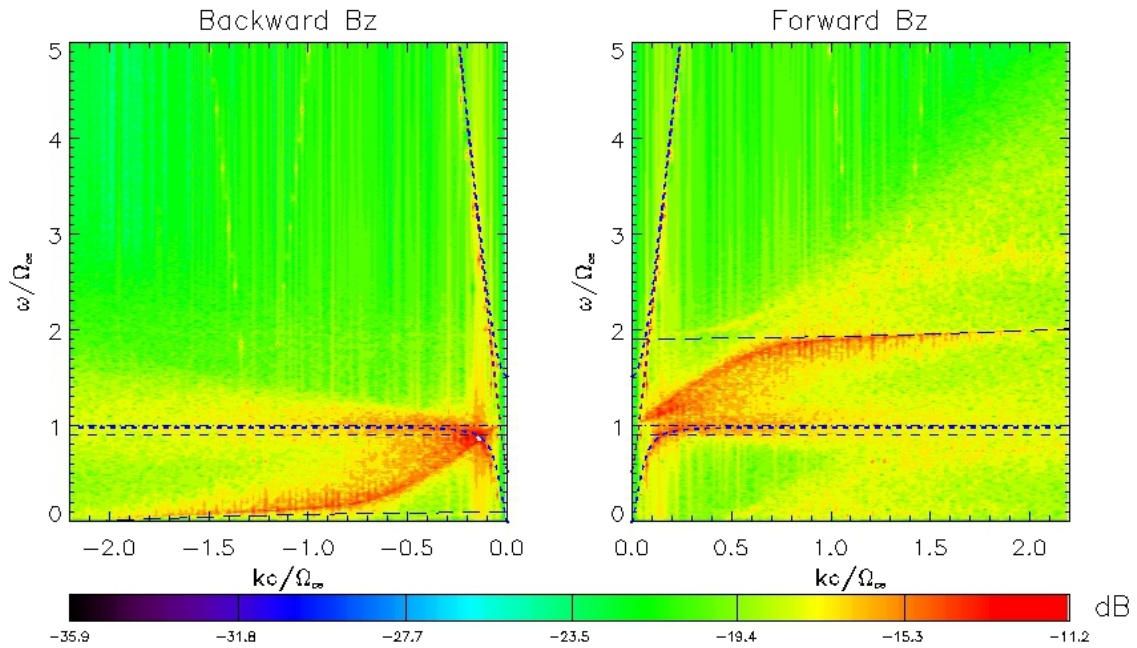


Figura 4.24 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso não girotrópico, para $\phi = 90^\circ$, mostrando a curva teórica que melhor se ajustou ao modo NG.

Como sabemos, $\omega = (\omega_{pe}^2 + 3k^2v_{the}^2)^{1/2}$ é conhecida como relação de Bohm Gross. Dessa forma, para número de onda grande, o modo NG parece se comportar como se fosse uma

onda de Langmuir somada à frequência ciclotrônica. Isso nos mostra que essa emissão está relacionada ao giro das partículas ao redor do campo em função da dependência explícita na frequência ciclotrônica, dessa forma a não girotropia possui uma forte contribuição na intensidade da emissão. As relações (4.9) e (4.10) foram deduzidas por um simples ajuste de curvas, mesmo que elas contenham a relação de dispersão de Bohm-Gross, não significa que o modo NG seja eletrostático. Esse é um modo definitivamente eletromagnético, pois está presente nas componentes eletromagnéticas do plasma, onde $\mathbf{B} \neq 0$.

A Figura (4.25) apresenta o diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z para os casos mostrados anteriormente onde o *pitch angle* foi variado do caso padrão de $\alpha = 60^\circ$ para $\alpha = 30^\circ$ e $\alpha = 75^\circ$. Ainda, essa Figura mostra as curvas teóricas para o modo NG, de acordo com as relações (4.9) e (4.10). Observa-se que a curva se ajusta para número de onda $|k| > 0,5$ no caso em que $\alpha = 30^\circ$ e para $|k| > 1,5$ quando $\alpha = 75^\circ$.

Vimos também que ao variar os valores das frequências de plasma e ciclotrônica (casos 2 e 3) o modo NG tende para faixas de frequências diferentes do caso padrão. A Figura (4.26) nos mostra que para $|k| > 0,7$ a curva teórica também se ajusta nos três casos de acordo com as as relações (4.9) e (4.10).

Assim, nossos resultados mostram que a curva teórica representada pelas relações (4.9) e (4.10) se ajustou para todos os casos em que o modo NG está presente, embora ainda não haja uma explicação para esse tipo de comportamento. Podemos afirmar que o código está funcionando corretamente, uma vez que os modos fundamentais de propagação RCP e LCP não foram modificados e se ajustam corretamente às curvas teóricas em todos os casos, tanto na propagação para frente quanto para trás.

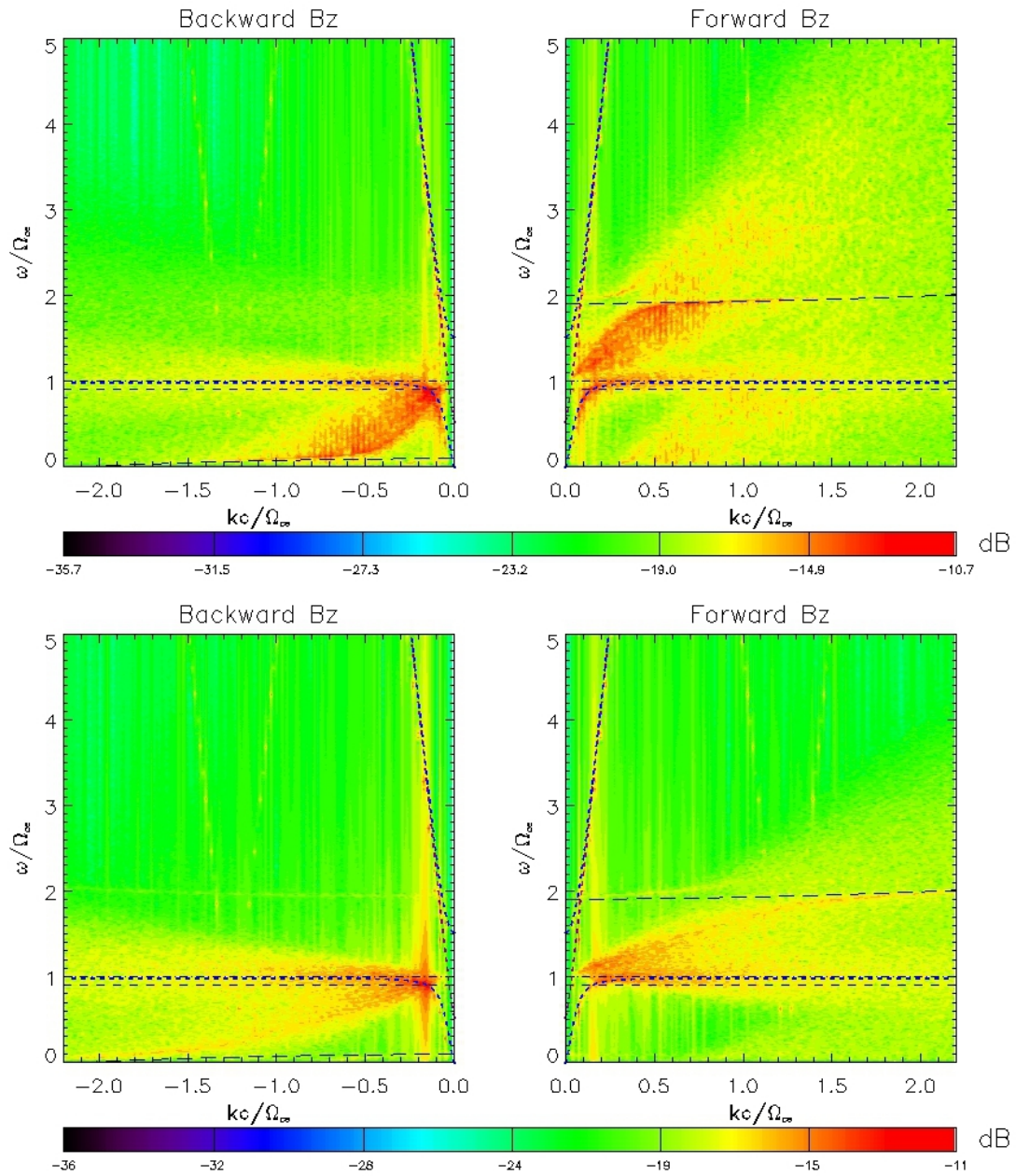


Figura 4.25 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso não girotrópico, para *pitch angle* $\alpha = 30^\circ$ (acima) e $\alpha = 75^\circ$ (abaixo), mostrando a curva teórica que melhor se ajustou ao modo NG. Os valores das frequências de plasma e ciclotrônica são $\omega_{pe} = 0,907$ e $\Omega_{ce} = 1,0$, respectivamente.

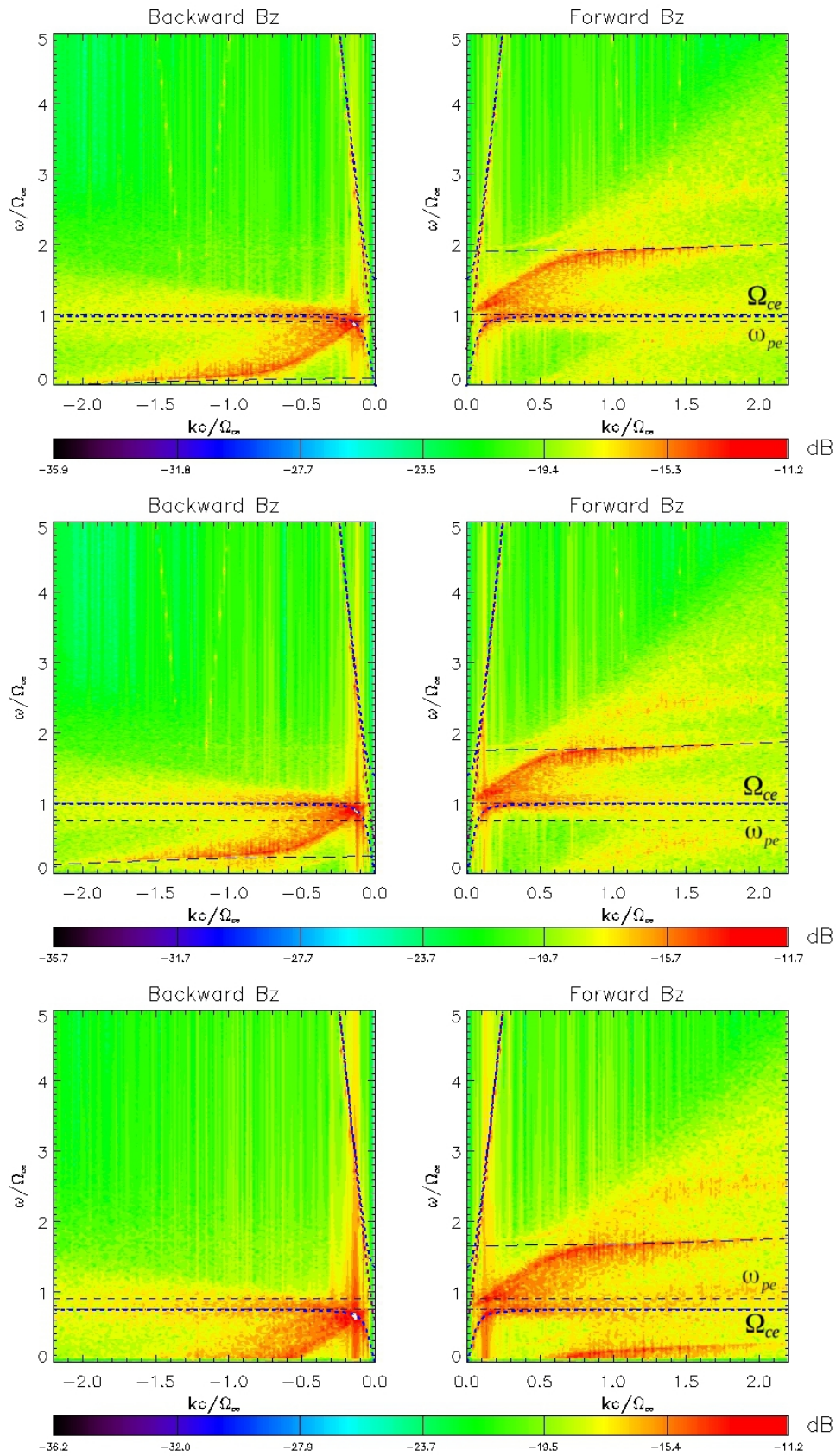


Figura 4.26 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente B_z no caso não girotrópico, para os casos 1 (acima), 2 (centro) e 3 (abaixo), mostrando a curva teórica que melhor se ajustou ao modo NG. Lembrando que no caso 1, $\omega_{pe} = 0,907$ e $\Omega_{ce} = 1,0$; no caso 2, $\omega_{pe} = 0,756$ e $\Omega_{ce} = 1,0$; no caso 3 $\omega_{pe} = 0,907$ e $\Omega_{ce} = 0,75$.

5 CONCLUSÕES

5.1 Discussões e perspectivas

Vários trabalhos associam funções de distribuição não girotrópicas com geração de instabilidades e crescimento de ondas em plasmas, onde a não girotropia tem papel importante na propagação de ondas paralelas [34–38]. Nesse trabalho foram realizadas simulações PIC considerando elétrons não girotrópicos a fim de analisar a influência da não girotropia no sistema.

Foram realizadas simulações considerando distribuição girotrópica e não girotrópica. Observamos uma variação na energia magnética do sistema no caso não girotrópico, quando comparado com o caso girotrópico. Essa variação da energia magnética está associada à emissão de ondas eletromagnéticas no plasma.

Através da análise do diagrama $\omega \times k$ da componente B_z para os casos girotrópico e não girotrópico foram observados os modos fundamentais de plasma com propagação paralela ao campo magnético ambiente, RCP e LCP. Esse trabalho teve como foco as componentes eletromagnéticas, uma vez que não foi observada diferença na componente eletrostática E_x quando comparados os casos. Dessa forma, foi observado que a não girotropia está associada à emissão de ondas eletromagnéticas, representada por um modo que chamamos de NG, que não foi observado para o caso girotrópico. Podemos afirmar então que a não girotropia de fato está associada a alterações das componentes eletromagnéticas com propagação paralela, uma vez que os modos fundamentais de propagação perpendicular não foram modificados com a introdução da não girotropia no sistema.

Foi estudada a influência de diversos parâmetros no sistema, a fim de obter mais informações a respeito do modo NG. Observamos que esse modo possui uma forte dependência do ângulo de giro, ϕ , o qual está relacionado à intensidade da emissão. Nesse caso, à medida que o ângulo de giro tende a 2π , ou seja, à medida que a distribuição tende para um caso girotrópico, a emissão do modo NG se torna muito fraca e tende a desaparecer, tal como observado no caso girotrópico.

Outro fator importante é a dependência do ângulo de arremesso (*pitch angle*), α , na emissão do modo NG. Foi observada uma relação entre esse ângulo e a velocidade de propagação do modo. Nota-se que os modos fundamentais LCP e RCP não foram modificados pela variação do *pitch angle* nem do ângulo de giro, apenas o modo NG sofreu alterações no seu comportamento.

Uma possível explicação para o comportamento dessa emissão é que se trata de algum

modo relacionado ao movimento das partículas em outra dimensão. Uma maneira de verificar é realizando simulações em duas dimensões (2D) e analisando diagnósticos como o espaço de fase das partículas, uma vez que a simulação unidimensional limita a visualização de determinados diagnósticos.

O próximo passo será o desenvolvimento e implementação de um código bidimensional, o qual auxiliará na análise de diagnósticos mais profundos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] PARKS, G. K. **Physics of space plasmas: an introduction**. 2. ed. Berkeley: Westview Press, 2004. 597 p. 21, 22
- [2] BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of Plasma Physics**. 3. ed. New York: Springer, 2004. 678 p. 21, 28, 45, 51, 61, 68
- [3] KIVELSON, M. G.; RUSSELL, C. T. **Introduction to space physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 568 p. 21, 61
- [4] COSTA JR., E.; SIMÕES JR., F. J. R.; CARDOSO, F. R.; ALVES, M. V. Solar wind and geomagnetic activity. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, SciELO Brasil, v. 33, n. 4, p. 4301–4301, 2011. 21, 22
- [5] SIMÕES JR., F. J. R. **Simulação Computacional de Emissões Eletromagnéticas em Plasmas Espaciais**. Tese (Doutorado) — INPE - 15344-TDI/1380, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Maio 2008. 21, 22, 26
- [6] SIBECK, D. G. **2008 Themis Science Nuggets - Flux Ropes at the Earth's Magnetopause**. 2008. Disponível em: http://www.igpp.ucla.edu/public/THEMIS/SCI/Pubs/Nuggets/FTE_nugget/themis_nugget.html. Acesso em: 12 de fev 2015. 21
- [7] GOLDMAN, M. V. Strong turbulence of plasma waves. **Reviews of modern physics**, APS, v. 56, n. 4, p. 709, 1984. 22
- [8] GURNETT, D. A.; ANDERSON, R. R.; TOKAR, R. L. Plasma oscillations and the emissivity of type iii radio bursts. In: **Radio physics of the sun**. New York: Springer, 1980. v. 86, p. 369–378. 23
- [9] PECHHACKER, R.; TSIKLAURI, D. The effect of electron beam pitch angle and density gradient on solar type iii radio bursts. **Physics of Plasmas**, v. 19, n. 11, p. 112903, 2012. 23
- [10] TRIVELPIECE, A. W.; KRALL, N. A. **Principles of plasma physics**. New York: McGraw-Hill Englewood Cliffs, 1973. 23
- [11] TSIKLAURI, D. An alternative to the plasma emission model: Particle-in-cell, self-consistent electromagnetic wave emission simulations of solar type iii radio bursts. **Physics of Plasmas**, v. 18, n. 5, p. 052903, 2011. 23

- [12] SCHMITZ, H.; TSIKLAURI, D. The effect of initial conditions on the electromagnetic radiation generation in type iii solar radio bursts. **Physics of Plasmas**, v. 20, n. 6, p. 062903, 2013. 23
- [13] PECHHACKER, R.; TSIKLAURI, D. Electron cyclotron maser emission mode coupling to the z-mode on a longitudinal density gradient in the context of solar type iii bursts. **Physics of Plasmas**, v. 19, n. 11, p. 110702, 2012. 23
- [14] ASCHWANDEN, M. **Physics of the solar corona: an introduction with problems and solutions**. Chichester: Springer Science & Business Media, 2006. 23
- [15] GURNETT, D. A. **The University of Iowa Type-III Radio Bursts Produced by the Oct. 28 and Nov. 4, 2003, X17 and X28 Solar Flares as detected by the Cassini Radio and Plasma Wave Science Instrument**. 2003. Disponível em: <http://www-pw.physics.uiowa.edu/space-audio/typeIII.html>. Acesso em: 12 de fev 2015. 23
- [16] ROMEIRAS, F. J.; BRINCA, A. L. On the stability of perpendicular electrostatic modes in stationary nongyrotropic plasmas. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 104, n. A6, p. 12407–12413, 1999. 24, 39
- [17] SIMÕES JR., F.; ALVES, M.; CARDOSO, F.; JR., E. C. Influence of electron nongyrotropy and anisotropy on parallel wave propagation: Numerical solution of dispersion relation. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier Science, v. 73, 2011. 24, 45, 46, 47
- [18] GURGIOLO, C.; GOLDSTEIN, M. L.; NARITA, Y.; GLASSMEIER, K.-H.; FAZAKERLEY, A. N. A phase locking mechanism for nongyrotropic electron distributions upstream of the earth's bow shock. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, American Geophysical Union, v. 110, 2005. 24
- [19] ANDERSON, K. A.; LIN, R. P.; GURGIOLO, C.; PARKS, G. K.; POTTER, D. W.; WERDEN, S.; REME, H. A component of nongyrotropic (phase-bunched) electrons upstream from the earth's bow shock. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 90, n. A11, p. 10809–10814, 1985. 24, 39, 45
- [20] GURGIOLO, C.; LARSON, D.; LIN, R. P.; WONG, H. K. A gyrophase-bunched electron signature upstream of the earth's bow shock. **Geophysical research letters**, Wiley Online Library, v. 27, n. 19, p. 3153–3156, 2000. 24, 39
- [21] MOTSCHMANN U.; GLASSMEIER, K. H. Nongyrotropic distribution of pickup ions at comet p/grigg-skjellerup: A possible source of wave activity. **Journal of**

- Geophysical Research: Space Physics**, American Geophysical Union, v. 98, 1993. 24, 39
- [22] CAO, J. B.; MAZELLE, C.; BELMONT, G.; REME, H. Nongyrotropy of heavy newborn ions at comet grigg-skjellerup and corresponding instability. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 100, n. A12, p. 23379–23388, 1995. 24, 39
- [23] YOON, P. H.; ZIEBELL, L. F.; WU, C. S. Self-consistent pitch angle diffusion of newborn ions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 96, n. A4, p. 5469–5478, 1991. 24
- [24] ZIEBELL, L. F.; YOON, P. H.; WU, C. S.; WINSKE, D. Pitch angle diffusion of newborn ions due to intrinsic turbulence in the solar wind. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 95, n. A10, p. 17075–17083, 1990. 24
- [25] HARADA, Y.; MACHIDA, S.; SAITO, Y.; YOKOTA, S.; ASAMURA, K.; NISHINO, M.; TSUNAKAWA, H.; SHIBUYA, H.; TAKAHASHI, F.; MATSUSHIMA, M. et al. Nongyrotropic electron velocity distribution functions near the lunar surface. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 117, n. A7, 2012. 24
- [26] PRITCHETT, P. L. Particle-in-cell simulation of plasmas-a tutorial. In: **Space Plasma Simulation**. New York: Springer, 2003. v. 615, p. 1–24. 25
- [27] WINSKE, D.; OMIDI, N. A nonspecialist's guide to kinetic simulations of space plasmas. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 101, n. A8, p. 17287–17303, 1996. 25, 26, 27, 28
- [28] BIRDSALL, C. K.; LANGDON, A. B. **Plasma Physics via Computer Simulation**. 2. ed. Bristol: Institute of Physics Publishing, 1991. 479 p. 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32
- [29] MATSUMOTO, H.; SATO, T. Computer simulation of space plasmas. In: **Computer Simulation of Space Plasmas**. Tokyo: Terra Scientific Publishing Co., 1985. v. 1. 27, 29
- [30] OMURA, Y.; MATSUMOTO, H. Kempo1: Technical guide to one-dimensional electromagnetic particle code. **Computer Space Plasma Physics**, Terra Scientific Publishing Co., p. 21–65, 1993. 27, 30, 33, 34, 35, 36
- [31] HOCKNEY, R. W. **Particle models in plasma physics**. New York, 1969. 29

- [32] MORSE, R. L.; NIELSON, C. W. Numerical simulation of warm two-beam plasma. **Physics of Fluids**, AIP Publishing, v. 12, n. 11, p. 2418–2425, 1969. 29
- [33] POTTER, D. E. **Computational Physics**. Nova Jersey: Books on Demand, 1973. (Wiley-Interscience Publications). 31
- [34] BRINCA, A. L.; ÁGUA, L. B. D.; WINSKE, D. On the stability of nongyrotropic ion populations: A first (analytic and simulation) assessment. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, American Geophysical Union, v. 98, 1993. 39, 40, 67, 75
- [35] MOTSCHMANN, U.; KAFEMANN, H.; SCHOLER, M. Nongyrotropy in magnetoplasmas: simulation of wave excitation and phase-space diffusion. **Annales Geophysicae**, v. 15, n. 6, p. 603–613, 1997. 39, 40, 41, 42, 43, 67, 75
- [36] BRINCA, A. L. A first assessment of the free energy in nongyrotropic plasmas. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, Elsevier Science, v. 62, 2000. 40, 67, 75
- [37] BRINCA, A. L.; ÁGUA, L. Borda de; WINSKE, D. Nongyrotropy as a source of instability and mode coupling. **Geophysical research letters**, Wiley Online Library, v. 19, n. 24, p. 2445–2448, 1992. 40, 44, 67, 75
- [38] MOTSCHMANN, U.; GLASSMEIER, K.-H. Dispersion and wave excitation in nongyrotropic plasmas. **Journal of plasma physics**, Cambridge Univ Press, v. 60, n. 01, p. 111–132, 1998. 40, 67, 75
- [39] MOTSCHMANN, U.; GLASSMEIER, K. H.; BRINCA, A. L. Nongyrotropic particle distributions in space plasmas. v. 17, n. 5, p. 613–622, 1999. 41
- [40] FRIED, B. D.; CONTE, S. D. The plasma dispersion function. **The Plasma Dispersion Function, New York: Academic Press, 1961**, v. 1, 1961. 45
- [41] AKIMOTO, K.; OMURA, Y.; MATSUMOTO, H. Rapid generation of langmuir wave packets during electron beam–plasma instabilities. **Physics of Plasmas**, AIP Publishing, v. 3, n. 7, p. 2559–2563, 1996. 49
- [42] MELROSE, D. B. **Instabilities in Space and Laboratory Plasmas**. 1. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1986. 280 p. 68