



Ministério da  
Ciência e Tecnologia



INPE-15344-TDI/1380

## SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DE EMISSÕES ELETROMAGNÉTICAS EM PLASMAS ESPACIAIS

Fernando Jaques Ruiz Simões Júnior

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada  
pela Dr<sup>a</sup> Maria Virginia Alves, aprovada em 6 de junho de 2008.

Registro do documento original:  
<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2008/04.22.20.20>>

INPE  
São José dos Campos  
2008

**PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE  
Gabinete do Diretor (GB)  
Serviço de Informação e Documentação (SID)  
Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970  
São José dos Campos - SP - Brasil  
Tel.:(012) 3945-6911/6923  
Fax: (012) 3945-6919  
E-mail: [pubtc@sid.inpe.br](mailto:pubtc@sid.inpe.br)

**CONSELHO DE EDITORAÇÃO:****Presidente:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

**Membros:**

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr<sup>a</sup> Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

**BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Jefferson Andrade Ancelmo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Simone A. Del-Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

**REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Marilúcia Santos Melo Cid - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva e Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

**EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Viveca Sant'Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da  
Ciência e Tecnologia



INPE-15344-TDI/1380

## SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DE EMISSÕES ELETROMAGNÉTICAS EM PLASMAS ESPACIAIS

Fernando Jaques Ruiz Simões Júnior

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada  
pela Dr<sup>a</sup> Maria Virginia Alves, aprovada em 6 de junho de 2008.

Registro do documento original:  
<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2008/04.22.20.20>>

INPE  
São José dos Campos  
2008

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

S51s Simões Júnior, Fernando Jaques Ruiz.  
/ Fernando Jaques Ruiz Simões Júnior. – São José dos Campos: INPE, 2008.  
160p. ; (INPE-15344-TDI/1380)

1. Plasma. 2. Instabilidade. 3. Clima espacial. 4. Ondas de plasma. 5. Simulação. I. Título.

CDU 533.951

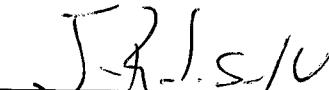
---

Copyright © 2008 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, microfilmico, reprográfico ou outros, sem a permissão escrita da Editora, com exceção de qualquer material fornecido especificamente no propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2008 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, microfilming, recording or otherwise, without written permission from the Publisher, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

Aprovado (a) pela Banca Examinadora  
em cumprimento ao requisito exigido para  
obtenção do Título de Doutor(a) em  
Geofísica Espacial

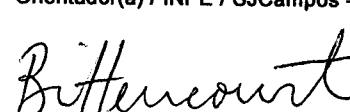
Dr. Jonas Rodrigues de Souza

  
Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dra. Maria Virgínia Alves

  
Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. José Augusto Bittencourt

  
Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Severino Luiz Guimarães Dutra

  
Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

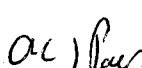
Dr. Rudi Gaelzer

  
Convidado(a) / UFPel / Pelotas - RS

Dr. Sérgio Roberto Lopes

  
Convidado(a) / UFPR / Curitiba - PR

Dr. Antonio Carlos de Jesus Paes

  
Convidado(a) / IEAv/CTA / São José dos Campos - SP

Aluno (a): Fernando Jaques Ruiz Simões Júnior

São José dos Campos, 06 de junho de 2008



*“Quem não sabe o que procura, não percebe quando encontra”.*

CRESCI OUVINDO MEU PAI FALAR ESTA FRASE.



*À minha querida esposa Letícia e meu bebê que está  
chegando ...*



## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço a minha esposa, amiga e companheira Letícia, que esteve ao meu lado em todos os momentos.

A meus pais por sempre acreditar na importância do estudo.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq, pelo auxílio financeiro de quatro anos de bolsa de doutorado. Também gostaria de agradecer à Fundação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES, pelo auxílio financeiro para viagens e congressos.

Agradeço especialmente à minha orientadora Dra. Virgínia Alves, que sempre acreditou em meu trabalho. Pela sua orientação, dedicação, incentivo e amizade.

Ao Laboratório Associado de Plasma - LAP pela oportunidade de estudo e utilização de suas instalações. A todo o pessoal do LAP pela amizade e companheirismo.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE pela oportunidade de estudo e utilização de suas instalações.

Ao curso de Geofísica Espacial por fornecer o conhecimento acadêmico necessário para desenvolver este trabalho.

Aos professores e pesquisadores do INPE pelo conhecimento compartilhado.

Aos meus amigos de sala, Junior, Flavia e Cristiane que aguentaram minhas doíderas durante estes anos e por compartilhar as doíderas e amizade de vocês comigo.

Aos doutores Gerson Otto Ludwig, José Augusto Bittencourt e Rudi Gaelzer pelas valiosas discussões e dicas para realizar este trabalho.

Ao Dr. Antonio Lopes Padilha que mesmo de forma indireta zelou pelo desenvolvimento do meu doutorado e manutenção da minha bolsa.



## RESUMO

Atualmente sabemos que feixes de elétrons desempenham um importante papel no mecanismo de emissões de rádio que são comumente observadas na região acima do arco de choque terrestre e explosões solares tipo II e III. Feixes de elétrons que são injetados de volta no vento solar, a partir do arco de choque terrestre, são uma possível fonte das ondas de plasma observadas pelos satélites nesta região. Pesquisas recentes sugerem que múltiplos feixes de elétrons podem ser injetados em um determinado período de tempo. Estes múltiplos feixes tendem a perder suas identidades individuais para formar um único feixe. No arco de choque terrestre, observações têm mostrado que partículas energéticas possuem algum grau de organização na fase de giro. Isto é, a distribuição de velocidades das partículas no plano perpendicular ao campo magnético ambiente depende do ângulo de giro das partículas. Na primeira parte deste trabalho, resolvemos numericamente a relação de dispersão não girotrópica utilizando parâmetros de plasma baseados em medidas observacionais que mostram o agrupamento de fase dos elétrons acima do arco de choque terrestre. A importância da não girotropia na função de distribuição não está completamente compreendida. Para antecipar o comportamento não girotrópico, resolvemos numericamente a relação de dispersão girotrópica paralela que mostra as possíveis regiões de acoplamento quando a não girotropia é introduzida. Encontramos que a não girotropia pode fazer o acoplamento dos modos mesmo quando o sistema é isotrópico. Para uma determinada não girotropia, a taxa de crescimento apresenta dependência na razão entre as freqüências de plasma e ciclotrônica, bem como na anisotropia da temperatura, conhecida como um importante fator na determinação das instabilidades. Na segunda parte deste trabalho utilizamos um código de partículas eletromagnético (KEMPO 1D modificado) para simular dois feixes de elétrons que são injetados no plasma em diferentes instantes de tempo. O primeiro feixe perturba o plasma ambiente introduzindo ondas de Langmuir através de interação feixe de plasma. Em seguida, o outro feixe é injetado no sistema e interage com o primeiro e com as ondas de Langmuir para produzir radiação eletromagnética. As condições iniciais para os feixes de elétrons e para o plasma ambiente são baseadas em observações do vento solar e região do antichoque terrestre. Em nosso modelo, consideramos que o primeiro e o segundo feixe de elétrons, em  $t = 0$ , ocupam todo o sistema; isto é necessário para evitar efeitos numéricos nas grades de contorno e permitir a possibilidade de utilizarmos o modelo mais simples. Os resultados mostraram que o primeiro feixe pode produzir harmônicos da freqüência de plasma e o segundo feixe modifica a emissão dos harmônicos gerados pelo primeiro feixe. O segundo feixe de elétrons interage rapidamente com o intenso campo elétrico das ondas de Langmuir fazendo o acoplamento de fase com o primeiro feixe. Um aumento da energia das componentes eletromagnéticas e da energia cinética também é observado.



# COMPUTATIONAL SIMULATION OF ELECTROMAGNETIC EMISSION IN SPACE PLASMAS

## ABSTRACT

It is by now well known that electron beams play an important role in generating radio emissions such as commonly observed by spacecraft upstream of the Earth's bow shock and type II and III radio bursts. Electron beams streaming back from Earth's bow shock into the solar wind have been proposed as a possible source for the electron plasma waves observed by spacecraft in the electron foreshock. Recent research suggests that multiple electron beams could be injected over a period of time. They tend to lose their individual identity to form just a single beam. In Earth's Bow Shock, particle observations have shown that high energy particles have some degree of gyrophase organization. Namely, the velocity distribution of the particle populations in the plane perpendicular to the ambient magnetic field depends on the gyrophase angle. In the first part of this work we solve numerically the nongyrotropic parallel dispersion relation using plasma parameters based on observational data that show a component of phase-bunched electrons upstream from the Earth's bow shock. The importance of nongyrotropic electron distribution in the upstream of the Earth's bow shock is not fully understood. To anticipate the nongyrotropic behavior, we solve numerically the gyroscopic parallel dispersion equation that shows the potential regions of strong coupling when the electron nongyrotropy is introduced. We find that the nongyrotropy can lead to a coupling between modes even when the temperature anisotropy is equal to 1. For a given nongyrotropic angle, the growth rate presents a dependence on the ratio between electron cyclotron and electron plasma frequencies as well as on the temperature anisotropy, known as an important player on determining the growth rates and the regions where instabilities occur. In the second part of this thesis we use an electromagnetic PIC code (KEMPO 1D, modified) to simulate two beams which are injected into a plasma at different times. The first beam disturbs the background plasma and generates Langmuir waves by electron beam-plasma interaction. Subsequently, another beam is inserted in the system and interacts with the first one and with the Langmuir waves to produce electromagnetic radiation. The initial conditions for the background plasma and the electron beams are based on the solar wind and electron foreshock observations. In our model we consider that the first and the second beams (for simple and multiple injections) are, at  $t=0$ , fully injected into the system, i.e., the beam occupies all the system; this is necessary to avoid grid effects at the boundaries and gives the possibility of using a simpler model. The results of our simulation show that the first beam can produce electrostatic harmonics of plasma frequency while the second beam modifies the harmonics emission that are produced by the first one. The second beam interacts very fast with the Langmuir waves due to the strong electric field and the phase coupling with the first beam. An increasing of electromagnetic and kinetic energies is also observed.



# SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>LISTA DE FIGURAS</b>	
<b>1 INTRODUÇÃO . . . . .</b>	<b>23</b>
1.1 Motivação . . . . .	23
1.2 Emissões de Rádio Solar Tipo III . . . . .	26
1.3 Ondas de Langmuir e Eletromagnéticas na Região do Arco de Choque Terrestre	29
<b>2 INFLUÊNCIA DA NÃO GIROTROPIA E ANISOTROPIA DOS ELÉTRONS EM PROPAGAÇÃO DE ONDAS PARALELAS: SOLUÇÕES NUMÉRICAS DA RELAÇÃO DE DISPERSÃO . . . . .</b>	<b>33</b>
2.1 Introdução . . . . .	33
2.2 Modelo Físico . . . . .	35
2.3 Relação de Dispersão Paralela . . . . .	37
2.4 Solução Numérica . . . . .	40
2.5 Discussão . . . . .	51
<b>3 SIMULAÇÃO POR PARTÍCULAS . . . . .</b>	<b>55</b>
3.1 Introdução . . . . .	55
3.2 Equações Utilizadas e Formalismo do Código . . . . .	60
3.3 Discretização Espaço - Temporal . . . . .	64
3.4 Grade Espacial . . . . .	65
3.5 Grade Temporal . . . . .	66
3.6 Normalização e Sistema de Unidades . . . . .	67
3.7 Código de Simulação Modificado . . . . .	69
<b>4 SIMULAÇÃO ELETROMAGNÉTICA UNIDIMENSIONAL DE MÚLTIPLOS FEIXES DE ELÉTRONS E EMISSÃO DE RADIAÇÃO</b> <b>73</b>	
4.1 Introdução . . . . .	73
4.2 Modelo de Simulação . . . . .	75
4.3 Simulações Computacionais . . . . .	78
4.4 Caso Padrão . . . . .	78
4.5 Primeiro Caso ( $v_{db2-P} = v_{db1}$ ) . . . . .	92
4.6 Segundo Caso ( $v_{db2-S} = 0,5 v_{db1}$ ) . . . . .	107
4.7 Terceiro Caso ( $v_{db2-T} = 1,5v_{db1}$ ) . . . . .	119

4.8 Componentes Eletromagnéticas . . . . .	133
4.9 Discussões . . . . .	137
<b>5 CONSIDERAÇÕES FINAIS E TRABALHOS FUTUROS . . . . .</b>	<b>141</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>	<b>143</b>
<b>A APÊNDICE A - CÓDIGO DE SIMULAÇÃO BIDIMENSIONAL . .</b>	<b>153</b>

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Representação esquemática dos agentes geoefetivos e sua assinatura característica, a emissão de rádio. . . . .	24
1.2 Representação esquemática da geração de ondas de Langmuir e emissão de ondas de rádio do tipo III no meio interplanetário a partir de um feixe de elétrons energéticos de origem solar. . . . .	28
1.3 Esquema da variação da freqüência local do plasma no meio interplanetário como função da posição em unidades astronômicas (UA). . . . .	29
1.4 Esquema do acoplamento entre o Sol e a Terra, com as regiões de emissão da radiação tipo II e III e região do choque terrestre. . . . .	30
2.1 Modelo físico, distribuição não girotrópica no espaço de fase para um determinado instante de tempo. A parte central representa o plasma ambiente, girotrópico, e a parte externa o feixe de elétrons não girotrópico. . . . .	37
2.2 Possíveis contornos de integração no plano complexo $v_x$ para (a) $I\{\omega\} > 0$ , (b) $I\{\omega\} = 0$ e (c) $I\{\omega\} < 0$ . . . . .	40
2.3 Plano Brillouin para $m_{++} = m_{xx} = m_{--} = 0$ , utilizando os valores apresentados na Tabela 2.2. As regiões de possível acoplamento entre os modos são $I, II$ . . . . .	42
2.4 Soluções numéricas para a relação de dispersão geral, não girotrópica, nas regiões $I$ e $II$ previamente mencionadas. No topo da figura estão os resultados para a região $I$ da Figura (2.3); os painéis da esquerda são as freqüências reais e a parte imaginária é mostrada nos painéis da direita. A parte de baixo da figura apresenta as soluções para a região $II$ marcada na Figura (2.3). . . . .	43
2.5 Soluções numéricas para a relação de dispersão geral, não girotrópica, nas regiões $I$ e $II$ previamente mencionadas. Neste gráfico consideramos o feixe de elétrons não girotrópico e anisotropia $A_b = 4$ . No topo da figura estão os resultados para a região $I$ da Figura (2.3); os painéis da esquerda são as freqüências reais e a parte imaginária é mostrada nos painéis da direita. A parte de baixo da figura apresenta as soluções para a região $II$ marcada na Figura (2.3). . . . .	44
2.6 Plano Brillouin para $m_{++} = m_{xx} = m_{--} = 0$ , onde $\Omega_b = 106,5 kHz$ , $\phi = 49^\circ$ , freqüências normalizadas $\omega_{pe} = 0,0756$ , $\omega_{pb} = 0,169$ sem anisotropia, $A_b = 1$ ; os outros parâmetros são apresentados na Tabela 2.1. As regiões de potencial acoplamento são identificadas por $I, II, III$ . . . . .	45

2.7	Soluções numéricas para a relação de dispersão geral não girotrópica para as regiões $I$ , $II$ e $III$ previamente mencionadas. A freqüência de cíclotron do feixe é $\Omega_b = 106,5\text{kHz}$ , o ângulo de não girotropia e as freqüências normalizadas são $\phi = 49^0$ , $\omega_{pe} = 0,0756$ , $\omega_{pb} = 0,169$ , respectivamente, neste caso consideramos o sistema isotrópico, $A_b = 1$ . . . . .	46
2.8	Soluções numéricas para a relação de dispersão geral não girotrópica para as regiões $I$ e $II$ previamente mencionadas. Neste caso consideramos $\phi = 49^0$ e $A_b = 4$ para o feixe de elétrons; todos os outros valores são os mesmos usados para obter a Figura (2.6). . . . .	47
2.9	Soluções numéricas para a relação de dispersão geral não girotrópica para as regiões $I$ e $II$ previamente mencionadas. Neste caso consideramos $\phi = 40^0$ ; todos os outros valores são os mesmos usados para obter a Figura (2.8). . . . .	48
2.10	Variação da taxa de crescimento em função do ângulo $\phi$ . Neste caso utilizamos $A_b = 4$ e todos os outros parâmetros são os mesmos da Figura (2.8), as regiões que os quadros representam estão explicadas no texto. . . . .	48
2.11	Variação da taxa de crescimento em função da anisotropia do feixe. Neste caso utilizamos $\phi = 180^0$ para a região $I$ e $\phi = 270^0$ para a região $II$ , respectivamente.	50
3.1	Diagrama mostrando os passos básicos na configuração da uma simulação cinética, o ciclo onde ocorre a evolução temporal e a análise de diagnóstico pós-cálculo. . . . .	57
3.2	Diagrama espaço - tempo mostrando as regiões onde os códigos MHD, híbrido e via partículas podem ser aplicados, baseado em parâmetros típicos da magnetosfera, apresentados no texto . . . . .	58
3.3	Ciclo típico de um passo temporal em um programa de simulação: as partículas são numeradas por $i = 1, 2, 3, \dots, N_{total}$ ; os índices da grade são indicados por $j$ que representam vetores em 2 e 3 dimensões. . . . .	59
3.4	Esquema do método de integração “leap-frog”, mostrando a força $\mathbf{F}$ centrada no tempo enquanto avança a velocidade $\mathbf{v}$ , e $\mathbf{v}$ enquanto avança a posição $\mathbf{x}$ . .	61
3.5	Método de distribuição da área no cálculo da densidade de carga. . . . .	64
3.6	Método de conservação de carga no cálculo da densidade de corrente. . . . .	65
3.7	Grade espacial utilizada no código KEMPO, para calcular os campos, densidade e densidade de corrente das partículas . . . . .	66
3.8	Evolução do passo temporal utilizada no código KEMPO para calcular as quantidades de interesse na simulação. . . . .	67
4.1	Representação do sistema por funções de distribuição para os quatro casos estudados. A) Caso padrão. B) Primeiro caso. C) Segundo caso. D) Terceiro caso. . . . .	77

4.2	Evolução temporal da energia do campo elétrico total (quadro superior esquerdo), campo magnético total (quadro superior direito), energia cinética total (quadro inferior esquerdo) e energia total do sistema, soma das energias elétrica, magnética e cinética (quadro inferior direito) para o caso padrão. . . . .	79
4.3	Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ( $E_y^2 + E_z^2$ ) durante a simulação do caso padrão. . . . .	80
4.4	Espaço de fase das partículas, $x \times v_x$ , para diferentes instantes de tempo durante as simulações do caso padrão. As figuras são descritas no texto. . . . .	82
4.5	Densidade de partículas do plasma ambiente e primeiro feixe de elétrons, caso padrão. Continua. . . . .	83
4.6	Variação espacial da componente $E_x$ do campo elétrico para o caso padrão. Continua. . . . .	85
4.7	Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução espaço temporal da componente $x$ do campo elétrico ( $E_x$ ). As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação do caso padrão. . . . .	88
4.8	Diagrama $\omega - k$ para diferentes intervalos de tempo durante as simulações do caso padrão: a) $\omega_{pe}t = 0 - 80$ , b) $\omega_{pe}t = 80 - 160$ , c) $\omega_{pe}t = 160 - 240$ , d) $\omega_{pe}t = 240 - 327,68$ . Os detalhes são descritos no texto. . . . .	89
4.9	Variação espacial (4.9(a)) e temporal (4.9(b)) da componente eletrostática do campo elétrico para o caso padrão. . . . .	91
4.10	Espectro de potência para a componente $E_x$ do campo elétrico, caso padrão. .	92
4.11	Evolução temporal da energia elétrica (quadro esquerdo) e da energia cinética (quadro direito), quando o segundo feixe é injetado no sistema perturbado (primeiro caso). . . . .	94
4.12	Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ( $E_y^2 + E_z^2$ ) após a injeção do segundo feixe. . . . .	94
4.13	Espaço de fase das partículas, $x \times v_x$ , para diferentes instantes de tempo durante as simulações do primeiro caso. As figuras são descritas no texto. . . . .	95
4.14	Densidade de partículas do plasma ambiente (base), primeiro (meio) e segundo feixe de elétrons (topo), primeiro caso ( $v_{db2-P} = v_{db1}$ ). Continua. . . . .	96
4.15	Variação espacial da componente $E_x$ do campo elétrico, em diferentes instantes de tempo, para o primeiro caso. Continua. . . . .	101
4.16	Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução espaço temporal da componente $x$ do campo elétrico ( $E_x$ ) para o primeiro caso. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação. . . . .	103
4.17	Diagrama $\omega - k$ para diferentes intervalos de tempo durante as simulações do primeiro caso: a) $\omega_{pe}t = 0 - 80$ , b) $\omega_{pe}t = 80 - 160$ , c) $\omega_{pe}t = 160 - 240$ , d) $\omega_{pe}t = 240 - 327,68$ . Os detalhes são descritos no texto. . . . .	104

4.18 Variação espacial em $\omega_{pe}t = 57,6$ , (4.18(a)) e temporal para $nx = 600$ , (4.18(b)) da componente eletrostática do campo elétrico para o primeiro caso. . . . .	105
4.19 Espectro de potência obtido a partir das variações do campo elétrico para o primeiro caso. . . . .	106
4.20 Evolução temporal da energia elétrica (quadro esquerdo), energia cinética (quadro direito). Neste caso $v_{db2-S} = 0,5 v_{db1}$ (segundo caso). . . . .	107
4.21 Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ( $E_y^2 + E_z^2$ ) durante a simulação após a injeção do segundo feixe (segundo caso). . . . .	108
4.22 Espaço de fase das partículas, $x \times v_x$ , para diferentes instantes de tempo durante as simulações do segundo caso. As figuras são descritas no texto. . . . .	109
4.23 Densidade de partículas do plasma ambiente (base), primeiro (meio) e segundo feixe de elétrons (topo), segundo caso ( $v_{db2-S} = 0,5v_{db1}$ ). Continua. . . . .	110
4.24 Variação espacial da componente $E_x$ do campo elétrico para o segundo caso em diferentes instantes de tempo. Continua. . . . .	113
4.25 Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução espaço temporal da componente $x$ do campo elétrico ( $E_x$ ) para o segundo caso. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação. . . . .	115
4.26 Diagrama $\omega - k$ para diferentes intervalos de tempo durante as simulações do segundo caso: a) $\omega_{pe}t = 0 - 80$ , b) $\omega_{pe}t = 80 - 160$ , c) $\omega_{pe}t = 160 - 240$ , d) $\omega_{pe}t = 240 - 327,68$ . Os detalhes são descritos no texto. . . . .	116
4.27 Variação espacial da componente $E_x$ do campo elétrico em instantes diferentes durante a simulação do segundo caso. Instante inicial (4.27(a)), instante no qual ocorre o mínimo na energia elétrica do sistema (4.27(b)) e instante final da simulação (4.27(c)). . . . .	117
4.28 Espectro de potência para as ondas do sistema na simulação do segundo caso. . . . .	118
4.29 Evolução temporal da energia elétrica (quadro à esquerda), energia cinética (quadro à direita). Neste caso o segundo feixe tem velocidade de deriva maior que o primeiro feixe (terceiro caso). . . . .	120
4.30 Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ( $E_y^2 + E_z^2$ ) durante a simulação do terceiro caso, após a injeção do segundo feixe de elétrons.	120
4.31 Espaço de fase das partículas, $x \times v_x$ , para diferentes instantes de tempo durante as simulações do terceiro caso. As figuras são descritas no texto. . . . .	121
4.32 Densidade de partículas do plasma ambiente (base), primeiro (meio) e segundo feixe de elétrons (topo), terceiro caso ( $v_{db2-T} = 1,5v_{db1}$ ). Continua. . . . .	123
4.33 Variação espacial da componente $E_x$ do campo elétrico, em diferentes instantes de tempo para o terceiro caso. Continua. . . . .	127
4.34 Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução espaço temporal da componente $x$ do campo elétrico ( $E_x$ ) para o terceiro caso. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação. . . . .	129

4.35 Diagrama $\omega \times k$ para diferentes intervalos de tempo durante as simulações do terceiro caso: a) $\omega_{pe}t = 0 - 80$ , b) $\omega_{pe}t = 80 - 160$ , c) $\omega_{pe}t = 160 - 240$ , d) $\omega_{pe}t = 240 - 327,68$ . Os detalhes são descritos no texto. . . . .	130
4.36 Variação espacial da componente $E_x$ do campo elétrico em instantes diferentes durante a simulação do terceiro caso. Instante inicial (4.36(a)), instante no qual ocorre o mínimo na energia elétrica do sistema (4.36(b)) e instante final da simulação (4.36(c)). . . . .	132
4.37 Variação temporal da componente $E_x$ do campo elétrico para o terceiro caso em $nx = 600$ . . . . .	133
4.38 Espectro de potência para as ondas do sistema no terceiro caso. . . . .	133
4.39 Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução espaço temporal da componente $y$ do campo elétrico ( $E_y$ ) para o caso padrão. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação. . . . .	135
4.40 Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução espaço temporal da componente $y$ do campo elétrico ( $E_y$ ) para o primeiro caso. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação. . . . .	135
4.41 Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução espaço temporal da componente $y$ do campo elétrico ( $E_y$ ) para o segundo caso. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação. . . . .	136
4.42 Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução espaço temporal da componente $y$ do campo elétrico ( $E_y$ ) para o terceiro caso. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação. . . . .	136
A.1 Grade espacial 2D (esquerda) e representação da evolução temporal (direita). .	153
A.2 Distribuição de carga e corrente nos pontos da grade, a área total da grade é definida pela soma das sub-áreas $S_1 + S_2 + S_3 + S_4$ . . . . .	155
A.3 Modelo de fluxograma para um programa de simulação por partículas. . . . .	160



# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 Motivação

A variabilidade do campo magnético do Sol é determinante na origem de vários fenômenos que são objeto de investigação do que se convencionou chamar de interação Sol-Terra e clima espacial “space weather” (KANE, 2006). Eventos solares eruptivos - principalmente explosões solares (flares) e ejeções coronais de massa (CMEs - coronal mass ejections) são os principais geradores dos fenômenos relacionados com o clima espacial sendo chamados de ”agentes geoefetivos”.

Esquematicamente, o Sol e sua atmosfera estendida podem ser divididos em um número de camadas de acordo com os processos físicos dominantes em cada região. Uma das camadas mais externas da atmosfera solar é a coroa, que se estende a partir da superfície solar até o meio interplanetário e a heliosfera.

Da coroa solar emana um fluxo contínuo de plasma conhecido como vento solar. O vento solar, permeado pelo campo magnético interplanetário (IMF - interplanetary magnetic field), carrega parte da energia solar e preenche o espaço interplanetário. O campo magnético terrestre atua como obstáculo ao vento solar; como resultado da interação do vento solar com o campo magnético terrestre forma-se uma região característica em torno da Terra, conhecida como magnetosfera.

O vento solar pode ser dito rápido ou lento, de acordo com sua velocidade e com a região onde se origina. O fluxo rápido está associado aos buracos coronais e regiões de linhas de campo magnético abertas no Sol, enquanto que os fluxos lentos são provenientes de regiões de linhas de campo magnético fechadas, concentradas, principalmente, em regiões próximas ao equador solar.

Existem ainda os eventos transitentes. Dentre os transitentes solares destacam-se as ejeções coronais de massa e as explosões solares, as quais estão associadas à rápida liberação de energia na forma de radiação eletromagnética, principalmente raios - X e UV, ocorrendo na coroa solar (FORBES, 2000). CMEs e explosões solares ocorrem com maior freqüência em regiões ativas (RA) do Sol, onde o campo magnético é bastante intenso e ocorrem emergência (submergência) de fluxo, cancelamento de fluxo e reconexão magnética.

Como conseqüência do vento solar e dos eventos transitentes, diferentes estruturas de plasma podem ser encontradas no meio interplanetário: remanescentes interplanetários das CMEs, choques, feixes energéticos de partículas, regiões de interação entre fluxos rápidos e lentos, formadas quando esses fluxos emergem da mesma latitude rotacional do Sol,

flutuações e turbulência. A propagação dessas estruturas modifica tanto as propriedades do vento solar quanto aquelas do IMF.

Os agentes geoefetivos<sup>1</sup> gerados no Sol propagam-se no meio interplanetário e interagem com a magnetosfera terrestre. Dependendo da origem, explosão solar ou CMEs, pode-se observar a formação de ondas de choque no meio interplanetário que por sua vez aceleram partículas carregadas que emitem ondas de rádio. Outra possibilidade é que durante os eventos solares eruptivos, estruturas magnéticas com características específicas em relação ao campo magnético próprio, densidade e temperatura, sejam ejetados; estas nuvens de plasma transportariam campos magnéticos e durante sua propagação em direção a Terra produziriam ondas de choque, acelerando partículas (WARMUTH; MANN, 2005), dando origem à emissão de rádio com freqüências próximas a freqüência local de plasma e seus harmônicos.

A importância de estudar os mecanismos de geração de emissões de rádio no meio interplanetário está no fato de que todos os fenômenos acima citados podem ter como consequência a aceleração de partículas carregadas e a emissão de rádio, como representado na Figura (1.1).

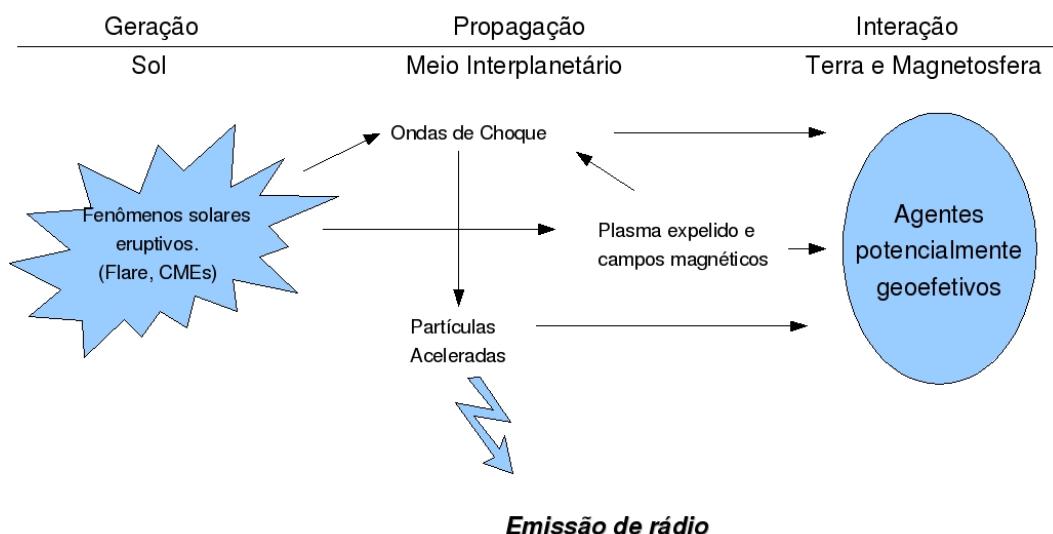


Figura 1.1 - Representação esquemática dos agentes geoefetivos e sua assinatura característica, a emissão de rádio.

Fonte: adaptada de Warmuth e Mann (2005, p. 52).

A importância de compreender o mecanismo de emissão de rádio no meio interplanetá-

<sup>1</sup>Estruturas que podem gerar distúrbios nas regiões do espaço vizinhas ao planeta terra.

rio está no fato de que esse tipo de emissão precede a chegada de partículas energéticas (íons e elétrons relativísticos), que podem gerar danos em sistemas tecnológicos na órbita terrestre, induzindo correntes elétricas nos componentes eletrônicos de satélites e naves espaciais e, em alguns casos, provocar a falha de sistemas de navegação, comunicação, etc. Estas partículas oferecem ainda grande risco à saúde de astronautas que não estejam devidamente protegidos em compartimentos específicos dentro de naves e estações espaciais (BAKER, 2005). Por este motivo, o alerta da chegada das estruturas geoefetivas é um dos principais aspectos do clima espacial.

Relatos de evidências observacionais de instabilidades e fenômenos não lineares associados a interações feixe-plasma em diversas regiões do espaço aparecem com freqüência na literatura especializada (MUSATENKO et al., 2007; THEJAPPA; MACDOWALL, 2000; KELLOGG, 2003; KHOTYAITSEV et al., 2001). Muitos trabalhos teóricos vêm sendo realizados na tentativa de formular uma teoria completa para o mecanismo de emissão de radiação eletromagnética a partir de feixes de elétrons gerados durante explosões solares, (YI et al., 2007; NULSEN et al., 2007; CAIRNS; WILLES, 2005). Simulações numéricas com o objetivo de explicá-las também são freqüentes (SAKAI; NAGASUGI, 2007; SAKAI et al., 2005; SAKAI et al., 2006; CAIRNS; NISHIKAWA, 1989; DUM, 1990a; MUSCHIETTI et al., 1995; WINSKE; OMIDI, 1996; GOLDMAN et al., 2000). Todavia, até o momento, não existe consenso sobre os mecanismos que produzem os intensos pacotes de ondas de Langmuir, com características impulsivas, freqüentemente observados nas regiões fonte de emissões de rádio interplanetárias.

Muitas informações sobre o meio interplanetário têm sido obtidas desde o início da exploração espacial nos anos 60s. Desde então, vários modelos foram construídos para o ambiente espacial e para os processos que aí ocorrem. As simulações numéricas por partículas desempenham um papel importante na investigação do meio interplanetário.

As simulações por partículas são utilizadas para estudar fenômenos para os quais a função de distribuição de partículas foge à Maxwelliana, isto é, sistemas onde feixes de partículas, presença de elétrons não térmicos e dimensões de poucos comprimentos de Debye são consideradas (BIRDSALL; LANGDON, 1991; MATSUMOTO; SATO, 1985; OMURA; MATSUMOTO, 1993). Estas simulações consistem em acompanhar individualmente o movimento não linear de um grande número de partículas carregadas, na presença de campos eletromagnéticos, de uma maneira auto-consistente, ou seja, levando-se em conta os campos externos e também as alterações nos campos geradas pelo movimento das próprias partículas. Este tipo de simulação desempenha um papel significativo na interpretação de efeitos cinéticos altamente não lineares, tais como instabilidade de ondas em plasmas, difusão, aquecimento e aceleração de partículas.

Embora similares às técnicas tradicionais usadas em laboratório, onde os parâmetros físicos são variados de maneira controlada, os experimentos computacionais fornecem algumas vantagens em relação aos experimentos tradicionais: informações detalhadas podem ser obtidas; os diagnósticos não são invasivos, ou seja, não perturbam o sistema; os efeitos podem ser considerados ou não, permitindo identificar qual é o agente causador mais significante para um determinado fenômeno observado e, principalmente, os experimentos podem ser reproduzidos de forma semelhante com a vantagem de possibilitar a investigação de fenômenos lineares, não lineares e dependentes do tempo.

Neste trabalho de doutoramento realizamos simulações computacionais para contribuir na compreensão dos mecanismos físicos envolvidos em um tipo específico de emissão de rádio conhecida como radiação solar tipo III e outro tipo de emissão de rádio que apresenta características muito semelhantes a anterior, que são produzidas na região do arco de choque terrestre. Estas duas formas de emissão tem como característica uma freqüência principal da ordem da freqüência local de plasma  $\omega_{pe}$  e harmônicos desta freqüência.

Compreender o mecanismo físico de algumas emissões eletromagnéticas no meio interplanetário pode auxiliar na melhoria de diagnósticos de previsão do clima espacial.

## 1.2 Emissões de Rádio Solar Tipo III

A propagação de um feixe de elétrons em um plasma, a geração de ondas de Langmuir e consequentemente as emissões de rádio constituem um dos fenômenos básicos da física de plasmas. Os feixes de elétrons emanados do Sol em fenômenos transientes desempenham um papel fundamental nas emissões de rádio, como as explosões solares de rádio tipo II e III.

Nas explosões de rádio tipo III, observações de satélites têm mostrado que feixes de elétrons acelerados durante as emissões solares interagem com o plasma do meio interplanetário podendo gerar ondas de Langmuir e emissões de rádio na coroa solar e no meio interplanetário (GURNETT et al., 1993; LIN et al., 1986). Hoje em dia, é sabido que as ondas de Langmuir são induzidas por feixes de elétrons através da instabilidade feixe-plasma (bump-on-tail). No entanto, vários mecanismos têm sido sugeridos como sendo os geradores da emissão de rádio, observada com freqüência próxima a freqüência local de plasma e um primeiro harmônico, chamada de fundamental e harmônica, respectivamente.

Algumas teorias foram sugeridas para descrever os possíveis mecanismos físicos que seriam os geradores da radiação eletromagnética, entre elas: espalhamento induzido de ondas de Langmuir por nuvens de íons (GINZBURG; ZHELEZNYAKOV, 1958); conversão direta devida a propagação e tunelamento das ondas de Langmuir através das inhomogeneidades

do plasma (GINZBURG; ZHELEZNYAKOV, 1959); coalescência incoerente (fases aleatórias) de ondas de Langmuir com ondas de baixa freqüência (KAPLAN; TSYTOVICH, 1968); colapso supersônico de pacotes de ondas de Langmuir fortemente turbulentos (GOLDMAN et al., 1980); conversão de ondas de Langmuir pelas flutuações de densidade produzidas por forte turbulência do plasma (KRUCHINA et al., 1980); e instabilidade de decaimento eletromagnético.

Acredita-se que as emissões tenham origem nas correntes geradas durante o colapso das ondas de Langmuir, nos quais efeitos de forte turbulência produzem campos intensos, que induzem ondas durante o processo de intensificação das ondas de Langmuir (ROBINSON, 1997).

As ondas de Langmuir ainda podem sofrer conversão de modos, quando direcionadas ao longo do aumento de densidade. Quando estes modos chegam em regiões onde a freqüência da onda é próxima a freqüência local do plasma, parte de sua energia é refletida na forma de ondas e outra parte é convertida em radiação eletromagnética. As ondas de Langmuir refletidas podem fundir-se com as ondas de Langmuir incidentes e produzir o primeiro harmônico eletromagnético (KELLOGG et al., 1999).

A emissão fundamental pode ser gerada via espalhamento das ondas de Langmuir por íons térmicos, enquanto que, o segundo harmônico pode ser produzido pela coalescência da onda de Langmuir induzida e uma outra onda de Langmuir espalhada pelos íons (GINZBURG; ZHELEZNYAKOV, 1958). Outra teoria para a geração da radiação foi sugerida recentemente (YOON et al., 2003); nesta teoria as ondas eletrostáticas com freqüência fundamental e harmônica são geradas por um mecanismo não linear que opera durante a fase de crescimento linear dos modos, obedecendo a relação de dispersão não linear que depende da interação do modo fundamental e dos harmônicos; simultaneamente, as ondas eletrostáticas podem ser convertidas em ondas eletromagnéticas na presença de modulações na densidade. No entanto, para gerar os níveis observados da emissão fundamental ou harmônica, para a maioria das explosões de rádio solares tipo III, seria necessário um processo não linear de três ondas no mecanismo acima discutido (LI et al., 2005b).

Melrose (1986) argumenta que o processo de emissão envolvendo íons térmicos não produziria os níveis de intensidade das emissões de rádio tipo III na coroa solar e sugere que o processo dominante da emissão possa envolver ondas íon-acústicas. Ele propõe que a emissão fundamental ocorra devido a um processo  $\mathbf{L} \pm \mathbf{S} \rightarrow \mathbf{F}$ , e a emissão do segundo harmônico como resultado de um processo de coalescência  $\mathbf{L} + \mathbf{L}' \rightarrow \mathbf{H}$ , onde  $\mathbf{L}$  representa a onda de Langmuir induzida pelo feixe (indutoras),  $\mathbf{S}$  a onda íon-acústica,  $\mathbf{L} \pm \mathbf{S} \rightarrow \mathbf{L}'$ , onde  $\mathbf{L}'$  é a onda de Langmuir produzida no processo de decaimento,  $\mathbf{F}$  e  $\mathbf{H}$  são as ondas

eletromagnéticas transversais com freqüência próxima a freqüência local de plasma e o segundo harmônico respectivamente (LI et al., 2005a).

O cenário associado com as emissões solares tipo III é mostrado na Figura (1.2). O feixe de elétrons é gerado na superfície do Sol, possivelmente como resultado da reconexão magnética que ocorre durante uma emissão solar (GOLDMAN, 1984). O resultado deste evento é um feixe de elétrons propagando-se ao longo das linhas de campo magnético na direção radial a partir do Sol. À medida que se afastam, encontram regiões onde a densidade vai tornando-se progressivamente menor e consequentemente, com freqüência de plasma menor (veja Figura (1.3)).

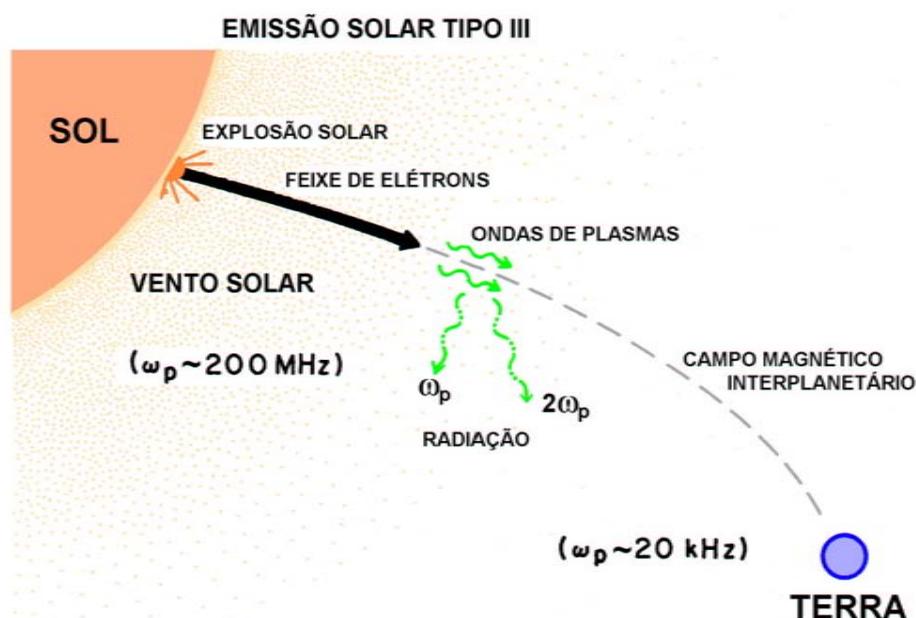


Figura 1.2 - Representação esquemática da geração de ondas de Langmuir e emissão de ondas de rádio do tipo III no meio interplanetário a partir de um feixe de elétrons energéticos de origem solar.

Fonte: adaptada de Goldman (1984, p. 389).

As ondas de plasma são convertidas não linearmente em radiação próxima a freqüência local do plasma e seus harmônicos. Como a freqüência diminui com a densidade, a freqüência da radiação observada em um determinado ponto no meio interplanetário diminui com uma função do tempo, de altos valores ( $\approx 200\text{MHz}$ ), quando a onda é gerada próxima

a superfície do Sol, até valores bem pequenos (dezenas de kHz), quando a onda é gerada próxima a Terra.

Nas últimas três décadas, muitos progressos foram feitos nos estudos numéricos das emissões eletromagnéticas associadas a feixes de elétrons e a geração de ondas de plasma (MUSCHIETTI; DUM, 1991). Mais recentemente, tem se feito progressos no estudo de processos envolvendo decaimento eletrostático (ZIEBELL et al., 2001), considerando plasmas mais realísticos e diferentes condições de feixes.

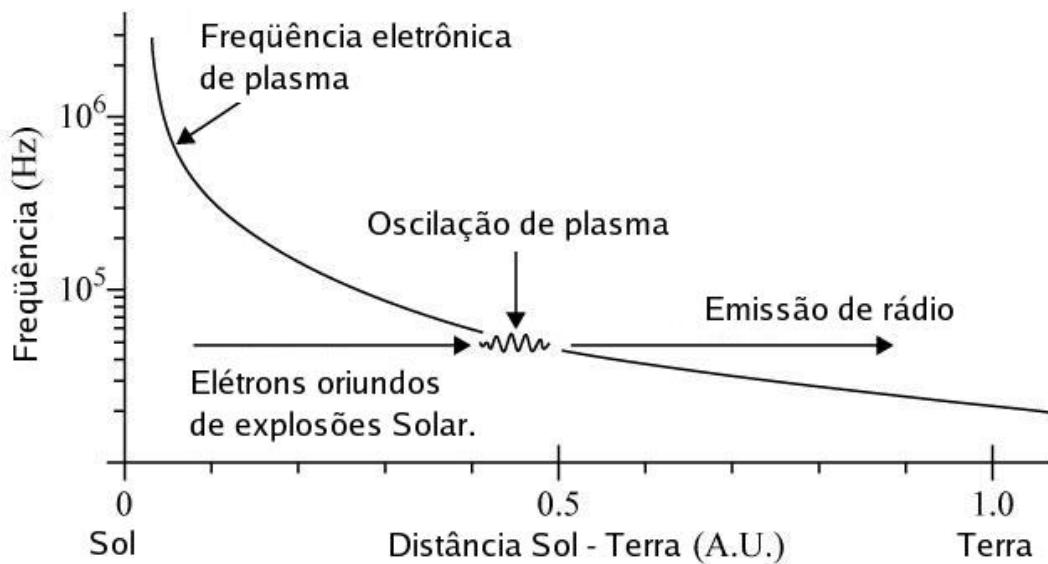


Figura 1.3 - Esquema da variação da freqüência local do plasma no meio interplanetário como função da posição em unidades astronômicas (UA).

Fonte: Gurnett (2008).

### 1.3 Ondas de Langmuir e Eletromagnéticas na Região do Arco de Choque Terrestre

Ondas eletromagnéticas com freqüência igual a freqüência fundamental e seu segundo harmônico são muito comuns na região do antechoque (foreshock) terrestre e de outros planetas, como Marte, Júpiter, Saturno, Urano e Netuno (KELLOGG, 2003).

De forma semelhante às emissões eletromagnéticas das explosões de rádio solar tipo II e III, estas ondas eletromagnéticas na região do choque terrestre são geradas a partir de ondas de Langmuir. Estas ondas são geradas por elétrons que podem ser descritos por uma função de distribuição com corcova (ou barriga) na cauda (bump-on-tail), resultado da modificação do plasma do vento solar pelo arco de choque terrestre. Intensas ondas de

Langmuir ocorrem próximo ao limite do arco de choque, sendo responsáveis pela emissão de radiação eletromagnética com freqüência igual e harmônica da freqüência local de plasma.

A Figura (1.4) mostra o esquema de acoplamento entre o Sol e a Terra (fora de escala), com a região do choque terrestre e as respectivas regiões onde as ondas são emitidas.

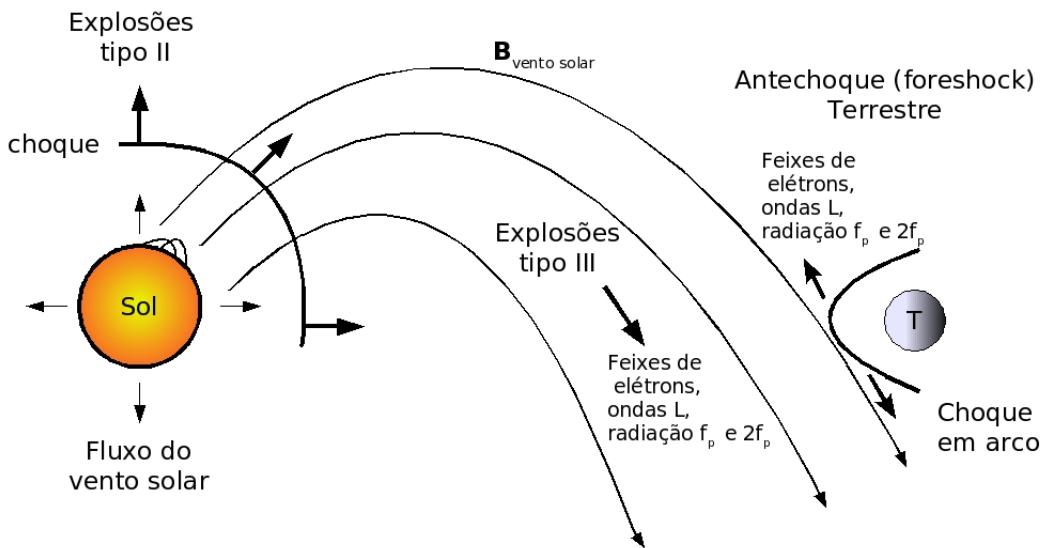


Figura 1.4 - Esquema do acoplamento entre o Sol e a Terra, com as regiões de emissão da radiação tipo II e III e região do choque terrestre.

A idéia geral é que os feixes de elétrons sejam criados apenas nas regiões onde a linha de campo magnético é tangencial ao choque. Outras partes do choque geram elétrons energéticos mas apenas os elétrons das regiões próximas à linha tangente é que possuem forma de feixe (KELLOGG, 2003). Estes feixes dão origem a ondas de Langmuir e estas seriam as responsáveis pela geração da radiação eletromagnética.

Yin et al. (1998) sugerem que o processo de geração da radiação no arco de choque terrestre ocorre quando uma onda eletrostática ao se propagar em uma região onde existe um gradiente de densidade crescente, encontra uma região em que sua freqüência é igual à freqüência local do plasma (ponto crítico). Neste ponto a onda é parcialmente refletida e parcialmente convertida em radiação eletromagnética com a mesma freqüência do plasma local, e que processos não lineares estão envolvidos na produção da radiação eletromagnética.

Nos últimos 30 anos, basicamente duas teorias estão sendo utilizadas e desenvolvidas para descrever o processo de emissão eletromagnética a partir das ondas de Langmuir: Teoria

de Forte Turbulência e Teoria de Fraca Turbulência (MELROSE, 1986)

A teoria de forte turbulência baseia-se nos processos físicos produzidos pela força ponderomotiva (CHEN, 1984). Esta força cria regiões de baixa densidade de plasma chamadas “cávitons” onde as ondas de Langmuir de alta freqüência são aprisionadas. Estas, possuem pacotes de ondas com densidade de energia várias ordens de grandeza maior que a densidade média do meio. Estes pacotes de onda podem produzir diretamente radiação eletromagnética próxima a freqüência local de plasma e seu harmônico (AKIMOTO et al., 1988). Algumas observações têm mostrado que estas ondas de Langmuir intensas ainda são muito fracas para produzir ondas eletromagnéticas a partir da descrição da teoria de forte turbulência (CAIRNS et al., 1998; KELLOGG et al., 1996).

Na teoria de turbulência fraca, a radiação é convertida diretamente a partir das ondas de Langmuir. Ela é baseada no acoplamento onda-onda de modos de Langmuir contrapropagantes isto é, ondas com propagação para frente e para trás. Em várias aproximações, o modo que se propaga para trás é produzido pelo espalhamento de íons, (MELROSE, 1986).

Alguns autores, a partir de trabalhos teóricos, sugerem que o processo de emissão seria mais bem descrito considerando múltiplas emissões de feixes de partículas (LI et al., 2002), e variação espacial do plasma de fundo (KELLOGG, 2003).

No primeiro caso, o primeiro feixe de elétrons seria responsável por perturbar o plasma de fundo, que antes de entrar em equilíbrio térmico com o feixe receberia uma nova injeção de partículas. Estas partículas por sua vez, encontrariam o sistema já perturbado com ondas de Langmuir que teriam sido geradas pelo feixe que as precedeu. Estas ondas interagindo com o segundo feixe dariam origem a radiação eletromagnética.

No segundo caso o feixe de partículas é injetado em um plasma de fundo com uma variação espacial da densidade. Ao entrar em contato com o plasma, o feixe sentiria este gradiente de densidade intensificando o processo de emissão eletromagnética. Estes dois trabalhos, Li et al. (2002) para o primeiro caso e Kellogg (2003) para o segundo caso, apresentam apenas resultados teóricos, sem realizar simulações computacionais.

Neste trabalho de doutorado, vamos utilizar recursos computacionais para simular múltiplas injeções de partículas em um plasma, situação que se aproxima mais das condições físicas nas regiões onde ocorrem as emissões eletromagnéticas. Utilizaremos o código KEMPO 1D (*Kyoto ElectroMagnetic Particle cOde*) (MATSUMOTO; OMURA, 1993) modificado para receber mais de uma injeção de partículas em instantes diferentes da simulação. O código e a técnica de simulação por partículas serão descritos nos próximos capítulos.

Basicamente, este trabalho de doutorado está dividido em duas grandes partes: na primeira parte apresentamos os resultados do estudo teórico da não girotropia<sup>2</sup> dos elétrons na região do arco de choque terrestre, que é um complemento de trabalhos previamente realizados no grupo de plasmas. Na segunda parte, apresentamos resultados referentes à injeção de múltiplos feixes de elétrons utilizando simulações computacionais. No capítulo 2 estudamos o efeito da não girotropia dos elétrons em propagações de ondas paralelas. Consideramos um feixe de elétrons com função de distribuição de velocidades não girotrópica que se propaga em um plasma girotrópico ambiente. No capítulo 3 apresentamos as técnicas utilizadas em um código de simulação por partículas bem como as equações básicas utilizadas. As modificações realizadas no código para simular a injeção de múltiplos feixes de elétrons via partículas também é apresentada. Os resultados das simulações de múltiplos feixes são apresentados no capítulo 4. No final dos capítulos 2 e 4 encontramos as conclusões referente aos resultados de cada um dos respectivos capítulos. No capítulo 5 realizamos as discussões finais e abordamos os trabalhos futuros desejados.

---

<sup>2</sup>A não girotropia é definida como a quebra de simetria da função de distribuição de velocidades no plano perpendicular às linhas de campo magnético. No próximo capítulo discutiremos em detalhes a não girotropia.

## 2 INFLUÊNCIA DA NÃO GIROTROPIA E ANISOTROPIA DOS ELÉTRONS EM PROPAGAÇÃO DE ONDAS PARALELAS: SOLUÇÕES NUMÉRICAS DA RELAÇÃO DE DISPERSÃO

### 2.1 Introdução

Plasmas magnetizados podem ser descritos utilizando uma função de distribuição do tipo  $F(v_{\parallel}, v_{\perp})$ , onde a velocidade possui componentes na direção paralela e perpendicular ao campo magnético ambiente. Este tipo de distribuição de partículas, simétrica ao campo magnético, é chamada girotrópica. Quando esta simetria é quebrada, a função de distribuição passa a depender do ângulo de giro e é chamada de não girotrópica (MOTSCHMANN et al., 1997).

Quando estes plasmas estão imersos em um campo magnético externo  $\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{x}$ , sua função de distribuição de partículas torna-se dependente do ângulo de giro, neste caso dado por  $\phi = \arctan(v_z/v_y)$  onde  $v_z$  e  $v_y$  são as componentes da velocidade perpendicular ao campo  $\mathbf{B}_0$  (ROMEIRAS; BRINCA, 1999). Os efeitos da não girotropia podem contribuir para o acoplamento dos modos paralelos de plasma se o sistema girotrópico pré-existente possuir energia livre suficiente. Por outro lado, em um meio estável, a não girotropia pode introduzir energia livre no sistema propiciando a formação de instabilidade e o crescimento de ondas (ROMEIRAS; BRINCA, 1999; BRINCA; ÁGUA, 1992; BRINCA; ÁGUA, 1993; BRINCA, 2000)

Populações de partículas com distribuição não girotrópica são freqüentemente encontradas em plasmas espaciais. Estas partículas têm sido observadas na região do arco de choque terrestre e de outros planetas (SCHOPKE et al., 1990).

A ocorrência da não girotropia está relacionada a três condições de plasma; primeiro, quando as dimensões dos processos não homogêneos do plasma são menores que o raio de giro das partículas carregadas. Isto ocorre na presença de intensos gradientes de campo magnético gerados em regiões de transição de domínios magnéticos; por exemplo, no arco de choque terrestre (Earth's Bow Shock), antes do choque os fenômenos são regidos pelo campo magnético interplanetário e passam a ser regidos pelo campo magnético terrestre após o choque; ou regiões de reconexão magnética. Segundo, quando ocorrem produção e perdas no espaço de velocidade das partículas devido à recombinação e ionização de partículas. Este processo produz uma diferença de densidade de partículas no plano perpendicular ao campo magnético ambiente. A terceira possibilidade para a geração da não girotropia ocorre quando as escalas não estacionárias do plasma são menores que o período de giro das partículas. Este fato gera uma modulação na função de distribuição

produzindo uma rotação com um período de giro. O resultado é caracterizado por uma estrutura que gira no espaço com o formato de uma hélice (MOTSCHMANN et al., 1997; LEUBNER, 2003)

A influência de feixes não girotrópicos no arco de choque terrestre na emissão de radiação eletromagnética gerada por este tipo de distribuição de partículas vem sendo estudada há vários anos. Muitos dos trabalhos anteriores (MOTSCHMANN et al., 1997; BRINCA; ÁGUA, 1992; BRINCA; ÁGUA, 1993) consideram a não girotropia como sendo uma característica apenas dos íons. O fato de os elétrons apresentarem pequeno raio de giro, comparado ao raio de giro dos íons, dificulta a observação da não girotropia dos elétrons. No entanto, claras evidências de elétrons não girotrópicos foram reportadas por Anderson et al. (1985) e confirmadas pelo experimento de plasma e partículas energéticas, WIND 3-D, acima do arco de choque terrestre (GURGIOLO et al., 2000).

Observações recentes de distribuições de elétrons não girotrópicos na região do arco de choque realizadas pelo sistema de satélites Cluster, sugerem um mecanismo de congelamento de fase (fase fixa) (GURGIOLO et al., 2005), mas até o momento é impossível afirmar se as flutuações magnéticas seriam as responsáveis pela formação da assinatura não girotrópica ou se a não girotropia dos elétrons seriam fontes de instabilidades que poderiam produzir ondas.

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

Resolveremos numericamente a relação de dispersão com o objetivo de buscar condições necessárias para a geração de instabilidade e consequentemente acoplamento entre os modos paralelos. Estudos preliminares (GARY et al., 1999) mostram que no caso da anisotropia os parâmetros mais relevantes para dar origem às instabilidades são a razão entre as temperaturas perpendicular e paralela e razão entre as densidades das espécies, verificamos que além da não girotropia a razão entre as freqüências de plasma e de cíclotron também são relevantes para as instabilidades. Neste capítulo vamos considerar as funções de distribuição das espécies sendo do tipo  $F(v_{\parallel}, v_{\perp})$ , onde a velocidade possui componentes paralela e perpendicular ao campo magnético ambiente.

## 2.2 Modelo Físico

Para obter a relação de dispersão, vamos supor um plasma imerso em um campo magnético ambiente com componente na direção  $x$  tal que,  $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{x}$  e livre de perdas (colisões). Utilizaremos as mesmas equações e formalismo de Brinca e Água (1993), Brinca et al. (1993) para obter a relação de dispersão geral. Portanto, vamos descrever apenas alguns aspectos físicos utilizados na obtenção da relação de dispersão e aproximações realizadas para descrever as espécies não girotrópicas. Consideramos três espécies, definidas com o índice subscrito  $e$  (elétrons),  $p$  (prótons) e  $b$  (feixe de elétrons não girotrópico). A neutralidade de cargas implica em  $N_p = N_e + N_p$ .

Como vamos concentrar este trabalho na perturbação de ondas com propagação paralela a  $\mathbf{B}_0$ , faremos  $\mathbf{k} = k_0 \mathbf{x}$ , definiremos um sistema de coordenadas com dependência espacial em  $(x)$ . Adotando coordenadas cilíndricas no espaço de velocidades  $(v_x, v_\perp, \phi)$ , a função de distribuição não perturbada deve satisfazer a equação de Vlasov

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x} - \Omega_j \frac{\partial}{\partial \phi} \right) F_{oj}(v_x, v_\perp, \phi, x, t) = 0, \quad (2.1)$$

onde  $\Omega_j = q_j B_0 / m_j$  é a freqüência de cíclotron das espécies, caracterizadas pelo sub-índice  $j$ , onde ( $j = e, p, b$ ).

Os elétrons ( $e$ ) e prótons ( $p$ ) do plasma de fundo são considerados girotrópicos, e suas funções de distribuição não perturbadas  $F_{oe}$  e  $F_{op}$  podem ser simultaneamente homogêneas no espaço, isto é ( $\partial/\partial\phi = \partial/\partial x = 0$ ) ou somente dependentes das componentes paralela e perpendicular da velocidade,  $F_{ol} = F_{ol}(v_x, v_\perp)$ ,  $l = e, p$ .

Quando introduzimos a não girotropia, a função de distribuição não perturbada do feixe de elétrons torna-se dependente da fase de giro. As soluções da Equação (2.1) tornam-se dependentes em  $t$ ,  $F_{ob} = F_{ob}(v_x, v_\perp, \phi + \Omega_b t)$ , ou  $x$ ,  $F_{ob} = F_{ob}(v_x, v_\perp, \phi + \Omega_b x/v_x)$ , ou em ambos,  $F_{ob} = F_{ob}(v_x, v_\perp, \phi + \Omega_b t, \phi + \Omega_b x/v_x)$ . Segundo Brinca e Água (1993), que considera a função de distribuição não perturbada  $F_{ob}$  homogênea espacialmente e não estacionária (com dependências temporais), a função de distribuição para o feixe de elétrons torna-se dependente em  $(v_x, v_\perp, \phi + \Omega_b t)$ .

A dependência na fase de giro é considerada periódica, com período  $(2\pi)$ ; desta forma podemos escrever a função de distribuição do feixe, no equilíbrio, como

$$F_{ob} = F_{ob}(v_x, v_\perp, \phi + \Omega_b t) \quad (2.2)$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n(v_x, v_\perp) \exp[-in(\phi + \Omega_b t)], \quad (2.3)$$

onde os coeficientes de Fourier  $G_n$  são obtidos a partir da integral abaixo

$$G_n = \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} F_{ob} \exp[in(\phi + \Omega_b t)] d(\phi + \Omega_b t). \quad (2.4)$$

Vamos assumir que as populações girotrópicas do plasma ambiente elétrons ( $e$ ) e prótons ( $p$ ) possuem uma função de distribuição bi-Maxweliana com velocidade de deriva tal que

$$\begin{aligned} F_{ol}(v_x, v_\perp) &= \text{Maxw}(v_{tl}, V_{dl}, A_l) \\ &= \frac{1}{A_l(\sqrt{\pi}v_{tl})^3} e^{-(v_x - V_{dl})^2/v_{tl}^2} e^{-v_\perp^2/(A_l v_{tl}^2)}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

onde ( $l=e,p$ ), com anisotropia na temperatura  $A_l = T_{\perp l}/T_{xl}$  e velocidade térmica paralela dada por  $v_{tl} = \sqrt{2T_{xl}/m_l}$ . As populações não girotrópicas tem função de distribuição não perturbada definida por

$$\begin{aligned} F_{ob}(v_x, v_\perp, \phi + \Omega_b t) &= 2\pi \text{Maxw}(v_x, V_{bd}, A_b) \Phi(\phi + \Omega_b t) \\ &= \text{Maxw}(v_x, V_{bd}, A_b) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi_n \exp[-in(\phi + \Omega_b t)] \end{aligned} \quad (2.6)$$

com,

$$\Phi_n = \int_{2\pi} \Phi(\phi + \Omega_b t) \exp[in(\phi + \Omega_b t)] d(\phi + \Omega_b t) \quad (2.7)$$

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

Para determinar matematicamente a não girotropia, utilizamos a função de Heaviside ou passo unitário. Este recurso garante que todas as partículas do feixe estejam distribuídas de acordo com a função  $\Phi(\phi + \Omega_b t)$  para então, obtermos os coeficientes de Fourier de acordo com a relação

$$\Phi(\phi - \phi_0) = \begin{cases} 1, & \phi \leq \phi_0 > 0 \\ 0, & \phi > \phi_0. \end{cases} \quad (2.8)$$

A Figura (2.1) mostra o espaço de fase da função de distribuição não girotrópica em um determinado instante de tempo. Consideramos que o campo magnético ambiente sai do plano da página, e  $\phi$  é o ângulo de não girotropia previamente definido. A parte central da figura representa o plasma ambiente com distribuição girotrópica. Em todos os resultados numéricos, vamos considerar  $\phi \neq 0$ . A escolha de um ângulo de não girotropia diferente de zero ( $\phi \neq 0$ ) é baseada em observações de elétrons não girotrópicos acima do arco de

choque terrestre (ANDERSON et al., 1985; GURGIOLO et al., 2000; GURGIOLO et al., 2005). Brinca et al. (1993), consideram uma distribuição de elétrons com ângulo de giro inicial  $\phi = 0$ .

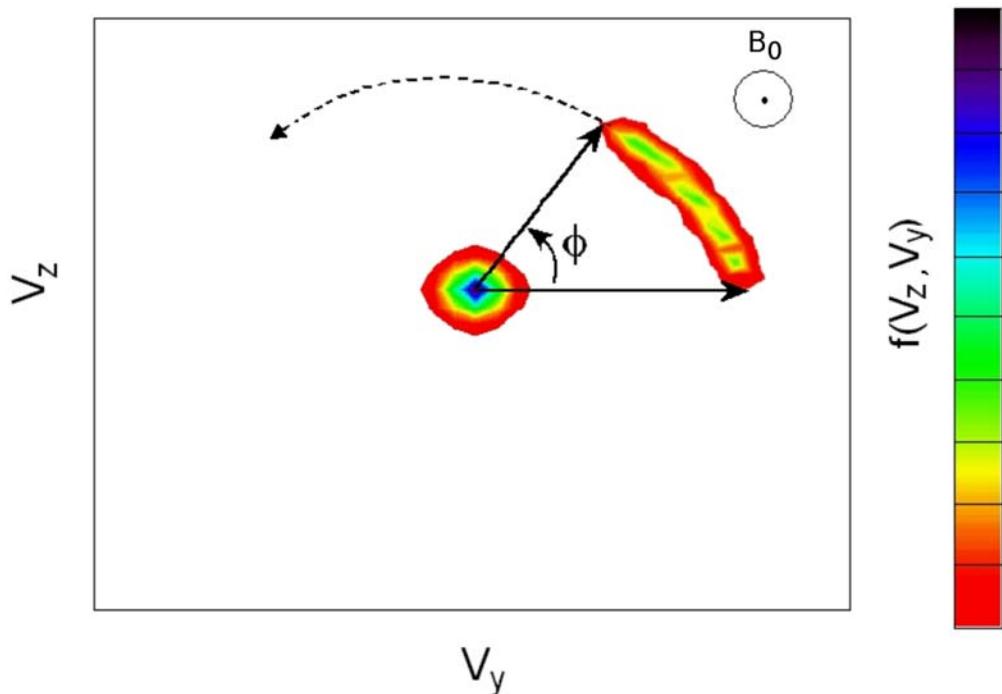


Figura 2.1 - Modelo físico, distribuição não girotrópica no espaço de fase para um determinado instante de tempo. A parte central representa o plasma ambiente, girotrópico, e a parte externa o feixe de elétrons não girotrópico.

### 2.3 Relação de Dispersão Paralela

Para obter a relação de dispersão paralela, vamos utilizar as equações de Maxwell e de Vlasov. Como já foi mencionado na seção anterior, vamos seguir os mesmos métodos adotados por (BRINCA; ÁGUA, 1993; BRINCA et al., 1993) e referências contidas naqueles artigos. A equação de onda pode ser escrita na forma

$$\begin{pmatrix} m_{++} & m_{+x} & m_{+-} \\ m_{x+} & m_{xx} & m_{x-} \\ m_{-+} & m_{-x} & m_{--} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E}_+(\omega, k) \\ \vec{E}_x(\omega - \Omega_b, k) \\ \vec{E}_-(\omega - 2\Omega_b, k) \end{pmatrix} = 0, \quad (2.9)$$

onde  $\vec{E}_s$  representam as componentes complexas do campo elétrico das ondas. As componentes das matriz  $[m_{rs}]$  são dados por

$$m_{++} = k^2 c^2 - \omega^2 - \sum_j \omega_{pj}^2 \left[ \frac{(\omega - kV_{dj})}{kv_{tj}} Z(\zeta_{j1}) - \frac{1}{2}(A_j - 1)Z'(\zeta_{j1}) \right], \quad (2.10)$$

$$m_{+x} = \frac{\sqrt{\pi A_b}}{4} \omega \omega_{pb}^2 \frac{\Phi_1}{kv_{tb}} Z'(\zeta_b), \quad (2.11)$$

$$m_{x+} = -\frac{\sqrt{\pi A_b}}{2} \frac{\omega_{pb}^2}{\omega} \frac{\Phi_{-1}}{kv_{tb}} Z'(\zeta_b), \quad (2.12)$$

$$m_{+-} = \frac{\Phi_2}{4} A_b \omega_{pb}^2 \frac{\omega}{\omega - 2\Omega_b} Z'(\zeta_b), \quad (2.13)$$

$$m_{xx} = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{k^2 v_{tj}^2} Z'(\zeta_{j2}), \quad (2.14)$$

$$m_{x-} = -\frac{\sqrt{\pi A_b}}{2} \frac{\omega_{pb}^2}{\omega - 2\Omega_b} \frac{\Phi_1}{kv_{tb}} Z'(\zeta_b), \quad (2.15)$$

$$m_{-+} = \frac{\Phi_{-2}}{2} A_b \omega_{pb}^2 \frac{(\omega - 2\Omega_b)}{\omega} Z'(\zeta_b), \quad (2.16)$$

$$m_{-x} = \frac{\sqrt{\pi A_b}}{4} (\omega - 2\Omega_b) \omega_{pb}^2 \frac{\Phi_{-1}}{kv_{tb}} Z'(\zeta_b), \quad \text{e} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} m_{--} = k^2 c^2 & - (\omega - 2\Omega_b)^2 \\ & - \sum_j \omega_{pj}^2 \left[ \frac{(\omega - 2\Omega_b - kV_{dj})}{kv_{tj}} Z(\zeta_{j3}) \right. \\ & \left. - 12(A_j - 1)Z'(\zeta_{j3}) \right]. \end{aligned} \quad (2.18)$$

No conjunto de equações (2.10) - (2.18) utilizamos as definições:

$$\zeta_{j1} = \frac{\omega - \Omega_j - kV_{dj}}{kv_{tj}}, \quad \zeta_{j2} = \frac{\omega - kV_{dj} - \Omega_b}{kv_{tj}},$$

$$\zeta_{j1} = \frac{\omega + \Omega_j - kV_{dj} - 2\Omega_b}{kv_{tj}},$$

$$(\zeta_b = \zeta_{b1} = \zeta_{b2} = \zeta_{b3}),$$

onde,  $Z(\zeta) = \pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-x^2)}{x-\zeta} dx$  é a função de dispersão de plasma (Fried) e sua forma derivada  $Z'(\zeta) = -2[1 + \zeta Z(\zeta)]$ . Em aplicações em plasmas, a variável  $\zeta = x + iy$  tem o significado físico da razão entre a velocidade de fase da onda e a velocidade térmica,  $\zeta = \omega/ka$  onde  $\omega$  e  $k$  são a freqüência e número de onda. A variável  $a$  é a velocidade térmica das partículas. A função  $Z$  é aplicável na relação de dispersão para ondas linearizadas em um plasma não relativístico quando a função de distribuição no equilíbrio é considerada Maxweliana (FRIED; CONTE, 1961).

O cálculo da integral  $Z(\zeta)$  não pode ser realizado de forma direta devido a existência de uma singularidade em  $x = \zeta$ ; para  $\omega(k)$  real o denominador da equação é igual a zero no eixo  $v_x$  real. Considerando um  $\omega(k)$  complexo, que corresponde a uma onda amortecida ( $I\{\omega\} < 0$ ), ou excitada ( $I\{\omega\} > 0$ ), a singularidade fica fora do caminho de integração ao longo do eixo real  $v_x$ .

Os possíveis contornos de integração são apresentados na Figura (2.2) para os seguintes casos:(a) onda excitada, com  $I\{\omega\} > 0$ ; (b) real  $\omega(k)$ , com  $I\{\omega\} = 0$  e (c) onda amortecida, onde  $I\{\omega\} < 0$ . De acordo com o teorema de resíduos na teoria de variáveis complexas (BOAS, 2006), o valor de uma integral em um domínio complexo com um contorno de integração fechado, como mostrado na Figura (2.2), é igual a  $2\pi$  vezes a soma dos resíduos dentro do caminho de integração fechado. Assim a natureza das singularidades fechada pela integração determina o comportamento dos campos após a perturbação inicial (BITTENCOURT, 2004).

É sabido que a função Gaussiana pode ser aproximada pela relação (Nakamura e Hoshino (1998) e referências aí contidas),

$$\exp(-x^2) \approx \frac{1}{(\sum_{k=0}^N a_{2k} x^{2k})^m}, \quad (2.19)$$

onde  $N$  e  $m$  determinam a ordem de precisão da aproximação. Os coeficientes da aproximação  $a_{2k}$  dependem de  $N$  e  $m$ . Os valores numéricos para  $a_{2k}$  foram obtidos da Tabela I de Nakamura e Hoshino (1998) página 3548, adotando  $N, m = (6, 4)$ .

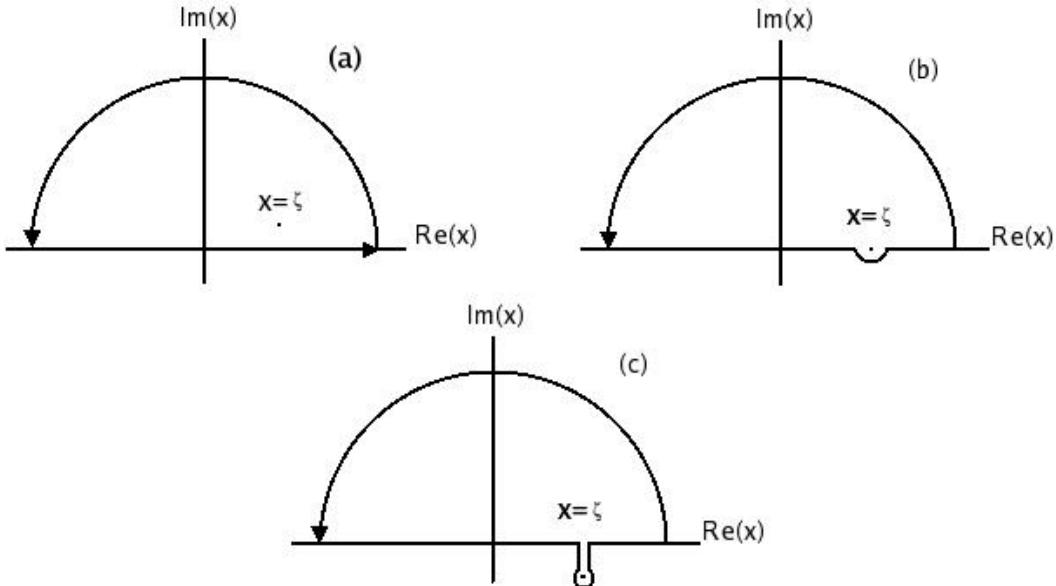


Figura 2.2 - Possíveis contornos de integração no plano complexo  $v_x$  para (a)  $I\{\omega\} > 0$ , (b)  $I\{\omega\} = 0$  e (c)  $I\{\omega\} < 0$ .

Fonte: adaptada de Bittencourt (2004, p. 497).

A função de plasma é obtida utilizando a aproximação polinomial para a função  $Z$  (NAKAMURA; HOSHINO, 1998)

$$Z(\zeta) = i\sqrt{\pi}e^{-i\zeta}[1 + erf(i\zeta)], \quad (2.20)$$

onde  $erf$  é a função erro complexa.

## 2.4 Solução Numérica

Antes de obtermos as soluções numéricas da Equação (2.9), vamos procurar por regiões potenciais para que o acoplamento entre os modos possam ocorrer. Isto é feito resolvendo numericamente as relações de dispersão lineares para cada modo. Vamos relembrar que

$$m_{++} = d_L(\omega, k), \quad m_{xx} = d_{ES}(\omega - \Omega_b, k), \quad \text{e} \quad m_{--} = d_R(\omega - 2\Omega_b, k), \quad (2.21)$$

onde  $d_L(\omega, k) = d_R(\omega - 2\Omega_b, k) = d_{ES}(\omega - \Omega_b, k) = 0$ , satisfazem a relação de dispersão paralela (eletromagnético circularmente polarizado à esquerda (L)- à direita (R)- e eletrostática longitudinal (ES)). A equação de onda paralela para um meio girotrópico é dada por [ $m_{++}m_{xx}m_{--} = 0$ ]. Em geral, os elementos da matriz fora da diagonal principal, introduzidos pelas espécies não girotrópicas, fazem o acoplamento das componentes de onda  $\vec{E}_+(\omega, k)$ ,  $\vec{E}_x(\omega - \Omega_b, k)$ ,  $\vec{E}_-(\omega - 2\Omega_b, k)$ . As possíveis regiões de acoplamento

entre os modos podem ser antecipadas fazendo o gráfico da solução das equações lineares  $m_{++} = m_{xx} = m_{--} = 0$  no plano Brillouin ( $\omega_r, k$ ).

Tabela 2.1 - Parâmetros físicos representativos do arco de choque Terrestre.

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

Os parâmetros de plasma apresentados na Tabela (2.1) são parâmetros observacionais representativos do arco de choque terrestre (ANDERSON et al., 1985). Estes valores são utilizados para obter os resultados numéricos da Equação (2.9).

Tabela 2.2 - Parâmetros normalizados para  $\Omega_b = 88 kHz$ . Todas as freqüências e velocidades são normalizadas pela freqüência ciclotrônica  $|\Omega_b|$  e velocidade da luz no vácuo  $|c|$ .

Parâmetro	Valor	Parâmetro	Valor
$\omega_{pe}$	0,907	$v_{thp}$	$1,4 \times 10^{-4}$
$\omega_{pb}$	0,203	$V_{de}$	0,0
$\omega_{pp}$	0,021	$V_{db}$	0,1067
$\Omega_e$	-1,0	$V_{dp}$	0,0
$\Omega_b$	-1,0	$A_e$	1,0
$\Omega_p$	$5,45 \times 10^{-4}$	$A_b$	1,0
$v_{the}$	0,0058	$A_p$	1,0
$v_{thb}$	0,0125	$n_b$	$1,0 \times 10^5$

Para investigar as regiões onde o possível acoplamento é mais provável, primeiramente resolvemos  $m_{++} = m_{xx} = m_{--} = 0$ . O valor do campo magnético não é apresentado por Anderson et al. (1985). A partir de valores comumente observados em regiões próximas à Terra, variamos a razão entre as freqüências de plasma e ciclotrônica e adotamos para os cálculos posteriores a razão que permitia o surgimento de instabilidade. A Tabela 2.2 apresenta os parâmetros normalizados utilizados neste trabalho.

Adotando  $\omega_{pe}/|\Omega_b| = 11,35$ , as soluções numéricas de  $m_{++} = m_{xx} = m_{--} = 0$ , mostram que o acoplamento entre os modos não ocorre. Uma região potencial de acoplamento entre os modos é identificada no plano Brillouin quando as soluções para os modos lineares se interceptam em um ponto. Este resultado é de alguma forma esperado, devido a baixa

densidade de elétrons na região acima do arco de choque. Este fato é usado para justificar a aproximação eletrostática para a interação dos feixes de elétrons na região do arco de choque (CANU, 1989).

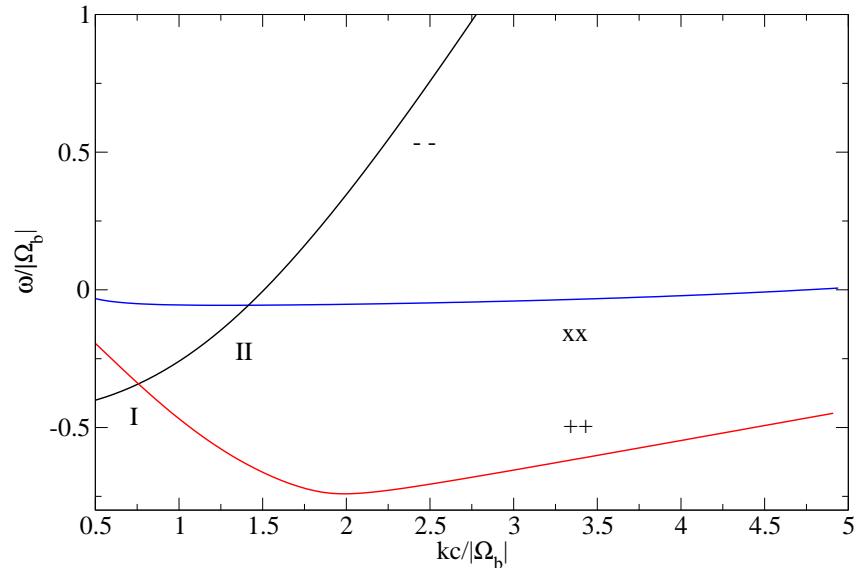


Figura 2.3 - Plano Brillouin para  $m_{++} = m_{xx} = m_{--} = 0$ , utilizando os valores apresentados na Tabela 2.2.  
As regiões de possível acoplamento entre os modos são *I*, *II*.

Primeiramente consideramos  $\omega_{pe}/|\Omega_b| = 0,907$ , e resolvemos  $m_{++} = m_{xx} = m_{--} = 0$ . Os resultados são apresentados na Figura (2.3) para um plasma isotrópico, ou seja  $A_{e,p,b} = (T_\perp/T_\parallel) = 1$ , e feixe de elétrons com temperatura  $T_b = 40\text{eV}$ . Todas as freqüências e velocidades são normalizadas pela freqüência ciclotrônica  $|\Omega_b|$  e velocidade da luz no vácuo  $|c|$ . As regiões potenciais onde o acoplamento entre os modos podem ocorrer são indicadas com os números *I*, *II*. Uma vez obtidas as regiões onde o acoplamento entre os modos podem ocorrer resolveremos a relação de dispersão geral não girotrópica para estas regiões.

A Figura (2.4) apresenta as soluções numéricas para a relação de dispersão geral não girotrópica para as regiões *I* e *II* da Figura (2.3), adotando o feixe de elétron com  $\phi = 40^\circ$ . O acoplamento entre os modos não é observado neste caso em que  $A_b = 1$ .

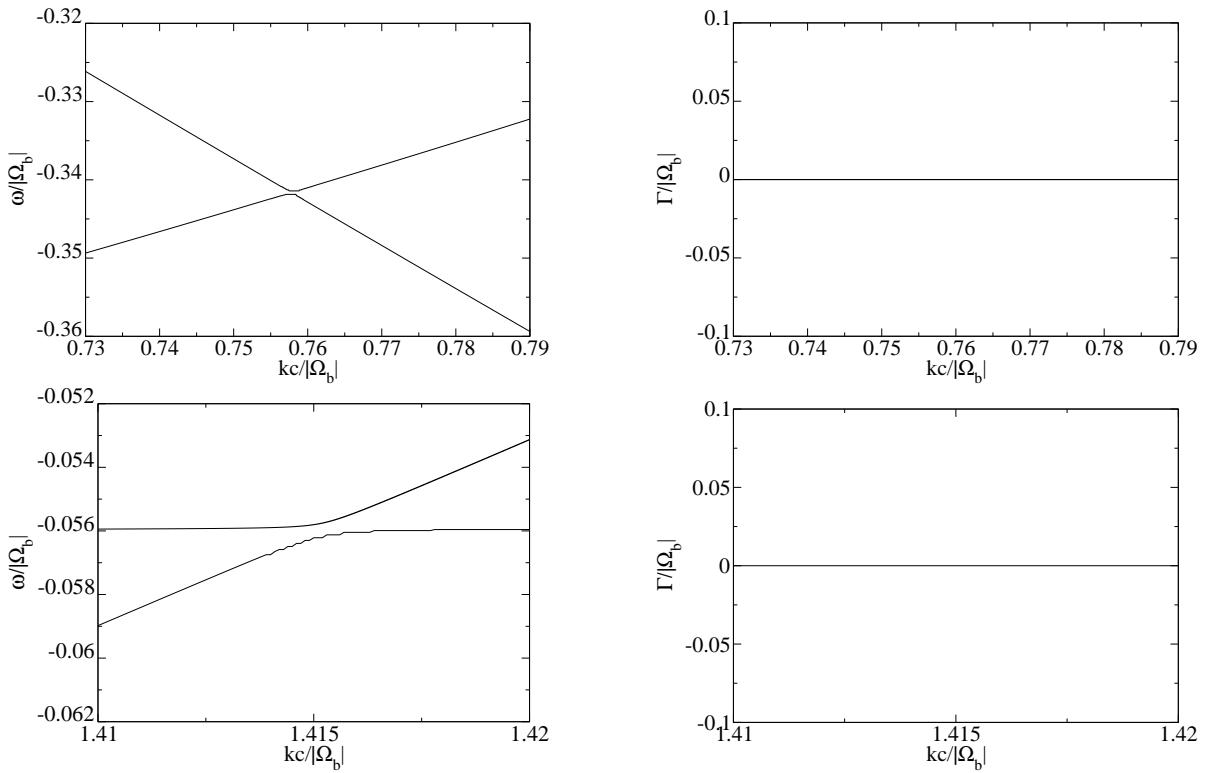


Figura 2.4 - Soluções numéricas para a relação de dispersão geral, não girotrópica, nas regiões I e II previamente mencionadas. No topo da figura estão os resultados para a região I da Figura (2.3); os painéis da esquerda são as freqüências reais e a parte imaginária é mostrada nos painéis da direita. A parte de baixo da figura apresenta as soluções para a região II marcada na Figura (2.3).

Na Figura (2.5) podemos ver os resultados numéricos para a relação de dispersão geral, Equação (2.9), com  $\phi = 40^\circ$  e  $A_b = 4$ , isto é, com a temperatura perpendicular dos elétrons quatro vezes maior que a temperatura paralela. A inclusão da anisotropia produz um aumento na energia livre do sistema facilitando o acoplamento entre os modos circularmente polarizado à direita e à esquerda, uma vez que, o fato de considerar a anisotropia ( $A_j \neq 1$ ), matematicamente, implica na inclusão dos segundos termos dentro do somatório das Equações (2.10) - (2.18).

O ganho de energia livre no sistema devido a inclusão da anisotropia provoca um aumento nas taxas de crescimento e tamanho da banda espectral na qual ocorre as instabilidades.

Até agora, verificamos que algumas condições são determinantes no processo de acoplamento entre os modos, tais como; o ângulo de não girotrópia, que afeta os termos fora da diagonal principal da Equação (2.9), variação da anisotropia na temperatura, a qual implica na inclusão do segundo termo dentro do somatório dos modos circularmente polarizado à direita e à esquerda e a razão entre as freqüências de plasma e cíclotrônica, cuja variação faz com que as curvas de dispersão de cada modo fundamental aproximem-se (ou

afastem-se) umas das outras propiciando (desfavorecendo) o acoplamento entre os modos.

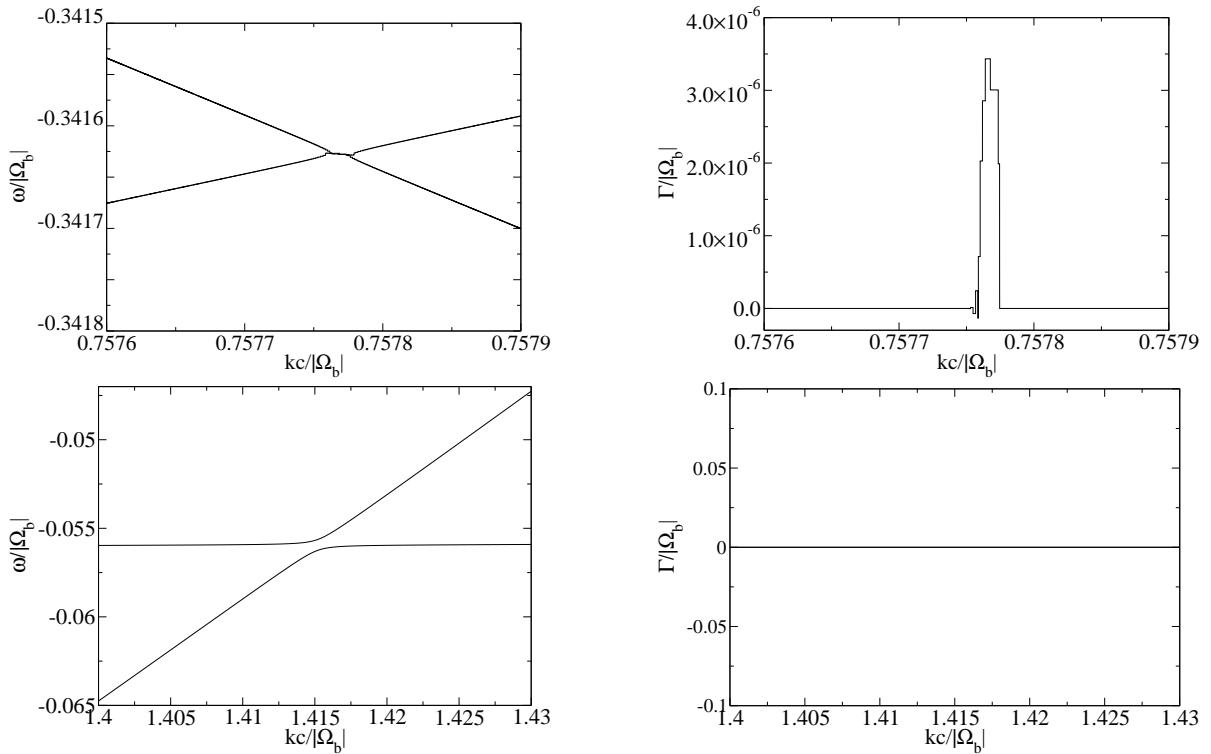


Figura 2.5 - Soluções numéricas para a relação de dispersão geral, não girotrópica, nas regiões *I* e *II* previamente mencionadas. Neste gráfico consideramos o feixe de elétrons não girotrópico e anisotropia  $A_b = 4$ . No topo da figura estão os resultados para a região *I* da Figura (2.3); os painéis da esquerda são as freqüências reais e a parte imaginária é mostrada nos painéis da direita. A parte de baixo da figura apresenta as soluções para a região *II* marcada na Figura (2.3).

Com base nas observações acima, variamos as freqüências e o ângulo de não girotrópia. Mantendo os mesmos parâmetros apresentados na Tabela (2.1), fazendo  $A_b = 1$ ,  $\phi = 49^0$ ,  $\omega_{pp} = 0,017$  e  $\omega_{pb} = 0,169$  resolvemos novamente as equações para cada um dos modos. Os resultados estão apresentados na Figura (2.6). Novamente as regiões potenciais para a ocorrência de acoplamento entre os modos são identificadas como *I*, *II*, *III*.

Os gráficos da Figura (2.7) apresentam as soluções numéricas da Equação geral (2.9) para as regiões *I*, *II* e *III* indicadas na Figura (2.6). As soluções da região *I* são apresentadas nos painéis superiores, parte real (à direita) e imaginária (à esquerda). Podemos observar o acoplamento entre o modo eletromagnético circularmente polarizado à esquerda ( $m_{++}$ ) e o modo eletrostático longitudinal ( $m_{xx}$ ), com uma taxa de crescimento  $\Gamma/|\Omega_b| \approx 8,0 \times 10^{-5}$ . Este resultado confirma nossos resultados preliminares que o acoplamento entre os modos fundamentais (elementos da diagonal principal da Equação (2.9)) ocorrem quando  $\omega_{pe}/\Omega_b < 1$ . Para as regiões *II* (painedel central) e *III* (painedel inferior), não observa-

mos a ocorrência de acoplamento entre os modos. Este resultado é uma evidência que a energia livre no sistema não é suficiente para introduzir o acoplamento entre os modos circularmente polarizado à esquerda e à direita bem como entre os modos eletrostático longitudinal e o modo circularmente polarizado à direita. Em todos os casos estudados não observamos acoplamento entre os modos da região III, portanto não vamos apresentar os gráficos referentes a esta região nos próximos casos.

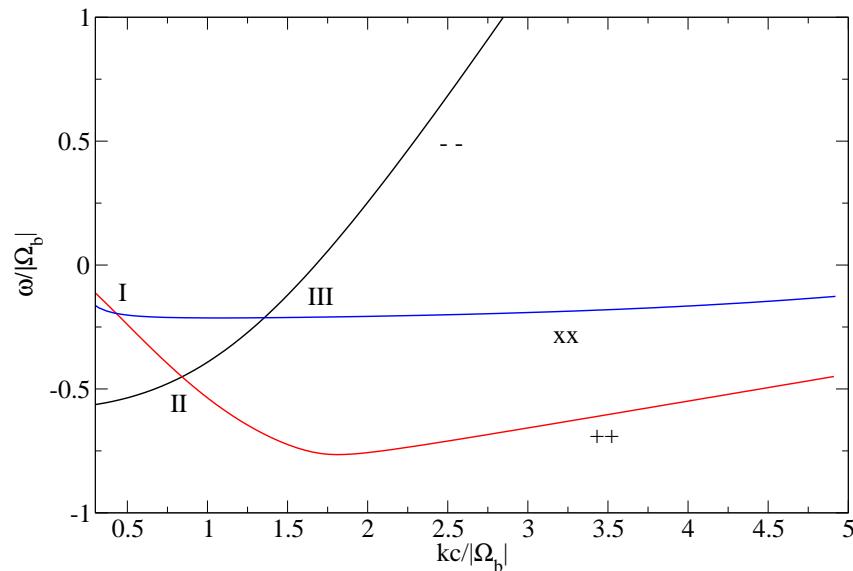


Figura 2.6 - Plano Brillouin para  $m_{++} = m_{xx} = m_{--} = 0$ , onde  $\Omega_b = 106,5\text{kHz}$ ,  $\phi = 49^0$ , freqüências normalizadas  $\omega_{pe} = 0,0756$ ,  $\omega_{pb} = 0,169$  sem anisotropia,  $A_b = 1$ ; os outros parâmetros são apresentados na Tabela 2.1. As regiões de potencial acoplamento são identificadas por  $I, II, III$ .

Se usarmos os mesmos valores utilizados para obter a Figura (2.6), apenas alterando a anisotropia no sistema,  $A_b = 4$ , os resultados são consideravelmente modificados. A anisotropia produz um aumento da banda espectral onde ocorrem as instabilidades. Para a região  $I$ , painel superior da Figura (2.8), observamos um alargamento da banda de freqüências onde ocorre a instabilidade bem como um aumento da taxa de crescimento. Neste caso, o acoplamento entre os modos circularmente polarizados à direita e à esquerda também ocorre, como pode ser visto no painel inferior da Figura (2.8).

Para obter os resultados apresentados na Figura (2.9), usamos os mesmos parâmetros utilizados para obter a Figura (2.8), exceto o valor de  $\phi$ , que foi alterado de  $49^0$  para  $40^0$ . O que se observa é que o valor de  $\phi$  altera a largura da banda em freqüências onde ocorre o acoplamento entre os modos bem como o valor da taxa de crescimento.

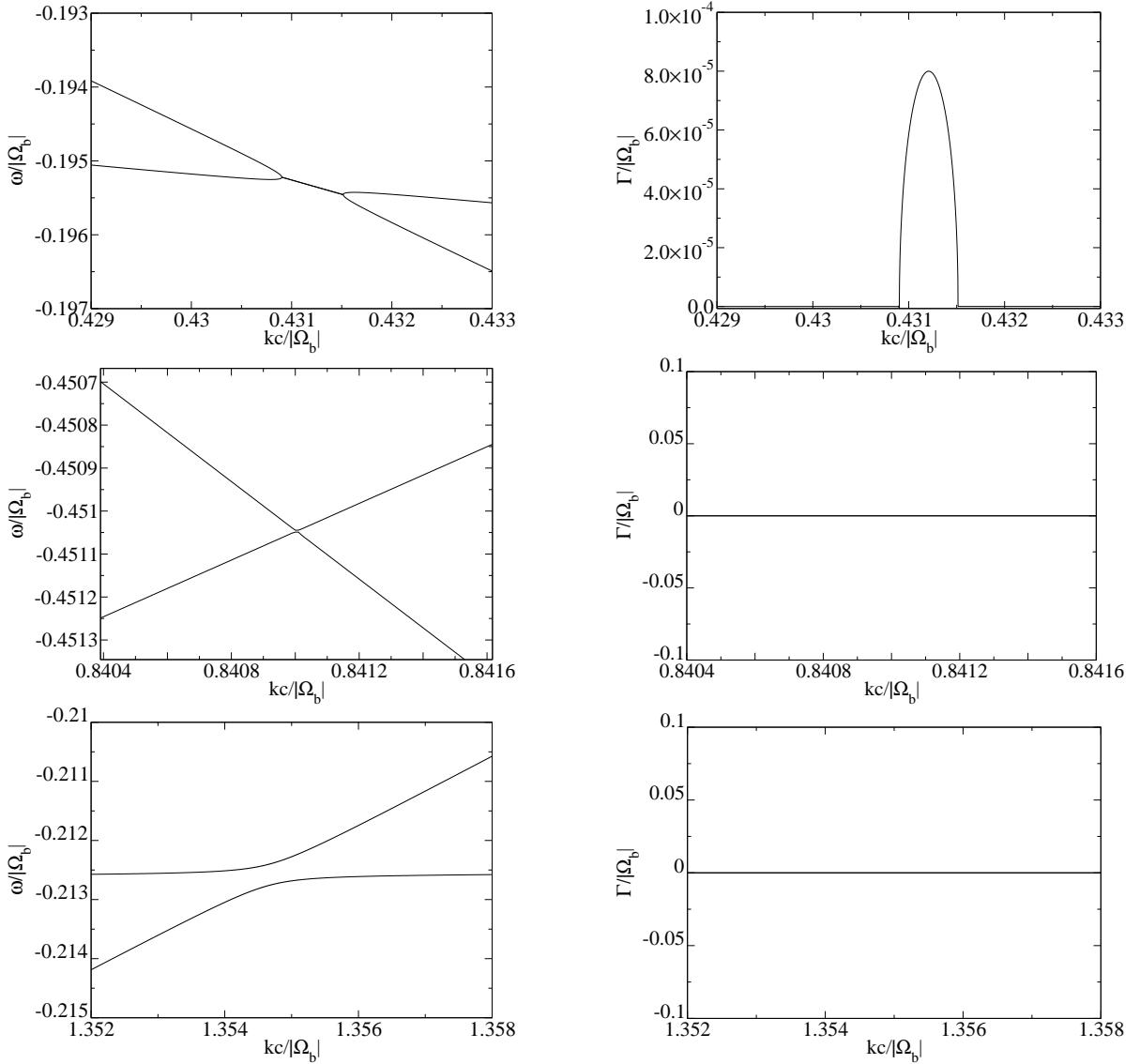


Figura 2.7 - Soluções numéricas para a relação de dispersão geral não girotrópica para as regiões I, II e III previamente mencionadas. A freqüência de cíclotron do feixe é  $\Omega_b = 106,5\text{kHz}$ , o ângulo de não girotropia e as freqüências normalizadas são  $\phi = 49^\circ$ ,  $\omega_{pe} = 0,0756$ ,  $\omega_{pb} = 0,169$ , respectivamente, neste caso consideramos o sistema isotrópico,  $A_b = 1$ .

Estudos de plasmas de íons homogêneos, estacionários e com fontes e perdas de partículas no espaço de fase (MOTSCHMANN et al., 1997) mostraram que as características das funções de distribuições não girotrópicas apresentam propriedades de instabilidade semelhantes às propriedade das funções girotrópicas. Os modos fundamentais (R, L e ES) encontrados nas funções de distribuições girotrópicas são também encontrados nas não girotrópicas. Naquele trabalho, Motschmann et al. (1997) concluem que a não girotropia não modifica essencialmente as instabilidades se a função de distribuição girotrópica correspondente já se apresenta instável.

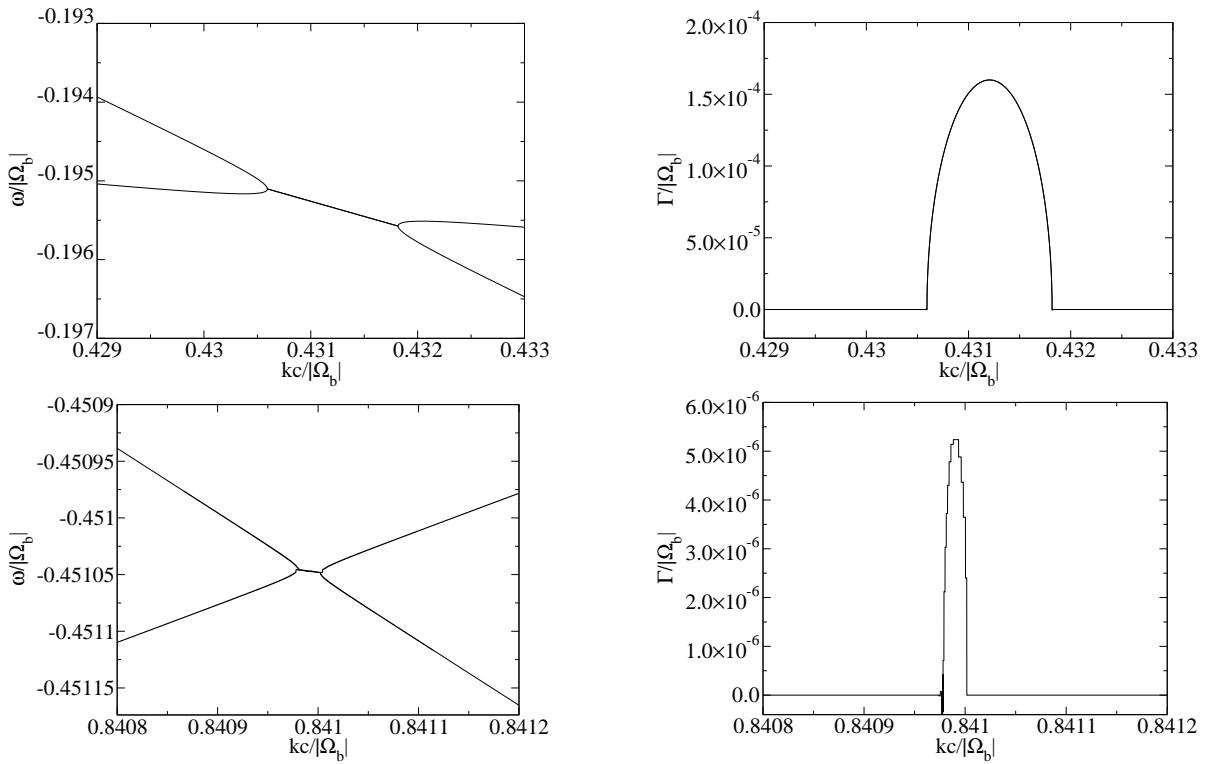


Figura 2.8 - Soluções numéricas para a relação de dispersão geral não girotrópica para as regiões *I* e *II* previamente mencionadas. Neste caso consideramos  $\phi = 49^\circ$  e  $A_b = 4$  para o feixe de elétrons; todos os outros valores são os mesmos usados para obter a Figura (2.6).

Por outro lado, Brinca e Água (1993) mostram que ângulo de fase é de essencial importância para a desestabilização de um plasma estável e que a não girotropia introduz o acoplamento entre os modos R, L e ES, criando regiões de instabilidades, gerando o aumento da taxa de crescimento e tamanho da banda espectral. Acreditamos que estes dois resultados podem ser complementados com os encontrados neste trabalho. Para tanto vamos testar a influência da anisotropia e da não girotropia para o mesmo conjunto de parâmetros.

Para testar a influência de um parâmetro ou outro vamos manter fixo todos os valores utilizados na Figura (2.8) e variar apenas um dos parâmetros de interesse por vez. Para testar a influência da não girotropia resolveremos a relação de dispersão paralela considerando  $A_b = 4$ , para valores de  $\phi$  variando de 0 até  $360^\circ$  a intervalos de  $45^\circ$ . O valor de  $A_b$  foi escolhido considerando os valores encontrados na literatura (BRINCA; ÁGUA, 1993; BRINCA; ÁGUA, 1992; MOTSCHMANN et al., 1997).

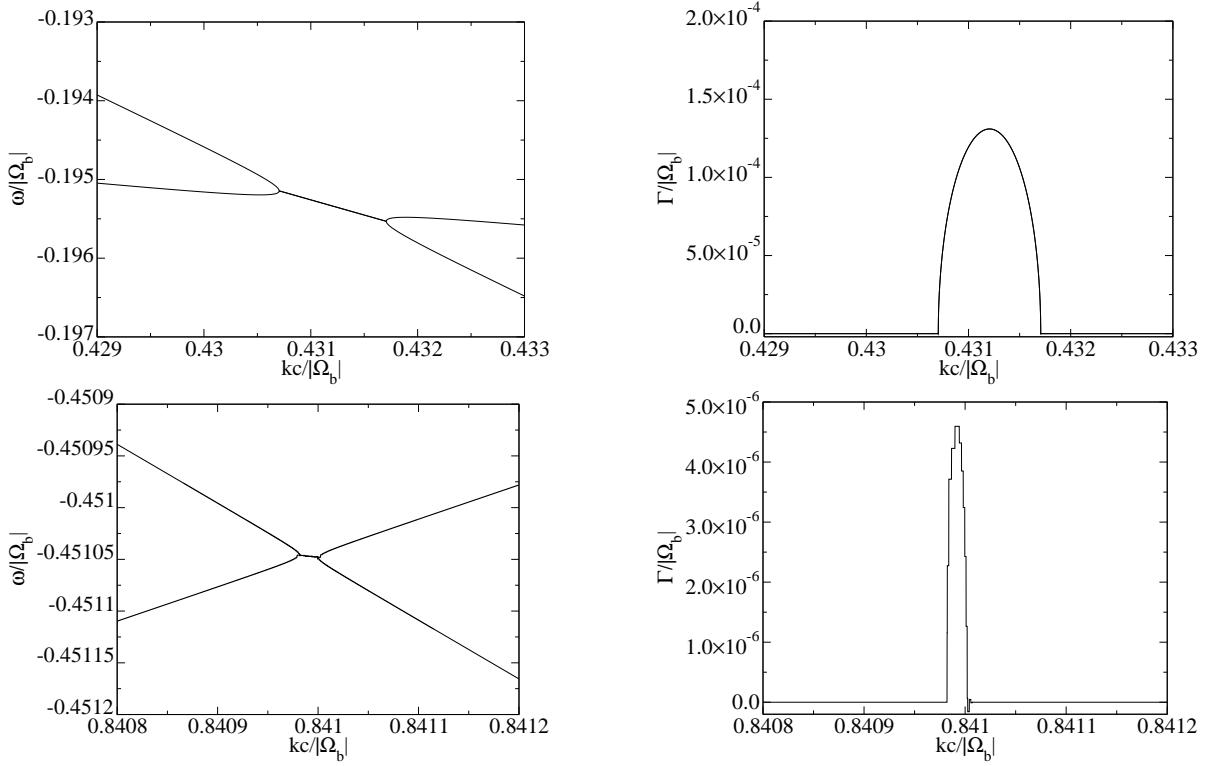


Figura 2.9 - Soluções numéricas para a relação de dispersão geral não girotrópica para as regiões I e II previamente mencionadas. Neste caso consideramos  $\phi = 40^\circ$ ; todos os outros valores são os mesmos usados para obter a Figura (2.8).

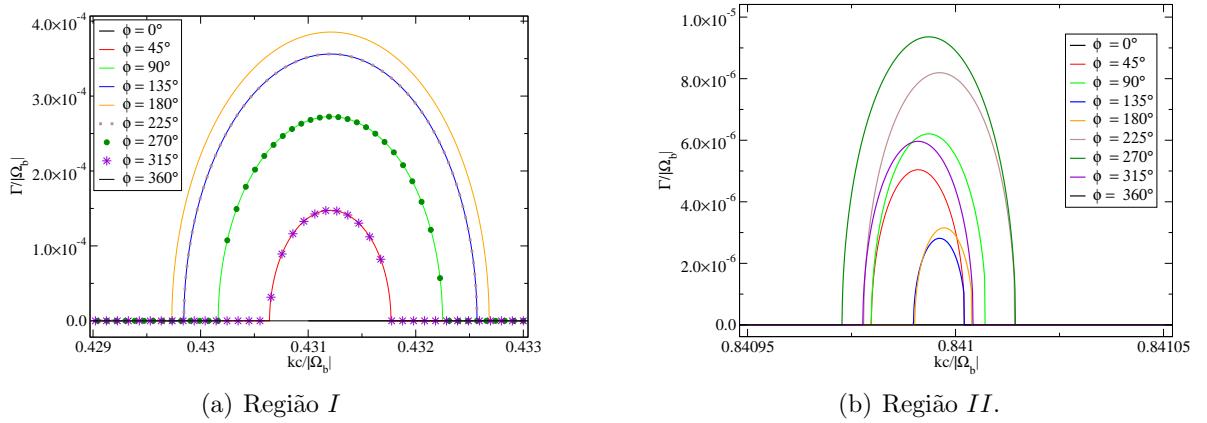


Figura 2.10 - Variação da taxa de crescimento em função do ângulo  $\phi$ . Neste caso utilizamos  $A_b = 4$  e todos os outros parâmetros são os mesmos da Figura (2.8), as regiões que os quadros representam estão explicadas no texto.

Tabela 2.3 - Coeficientes de Fourier em função do ângulo  $\phi$

ângulo $\phi$ (graus)	$\Phi_1$	$\Phi_{-1}$	$\Phi_2$	$\Phi_{-2}$
0	0	0	0	0
45	$i + \frac{1-i}{\sqrt{2}}$	$-i + \frac{1+i}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{2} + \frac{i}{2}$	$\frac{1}{2} - \frac{i}{2}$
90	$1+i$	$1-i$	$i$	$-i$
135	$i + \frac{1-i}{\sqrt{2}}$	$-i - (-1)^{3/4}$	$-\frac{1}{2} + \frac{i}{2}$	$-\frac{1}{2} - \frac{i}{2}$
180	$2i$	$-2i$	0	0
225	$i - \frac{1-i}{\sqrt{2}}$	$-i - (-1)^{1/4}$	$\frac{1}{2} + \frac{i}{2}$	$\frac{1}{2} - \frac{i}{2}$
270	$-1+i$	$-1-i$	$i$	$-i$
315	$i - \frac{1+i}{\sqrt{2}}$	$-i - \frac{1-i}{\sqrt{2}}$	$-\frac{1}{2} + \frac{i}{2}$	$-\frac{1}{2} - \frac{i}{2}$
360	0	0	0	0

A Figura (2.10) apresenta os resultados da variação da taxa de crescimento em função do ângulo de giro. O quadro da esquerda representa a região (I) da Figura (2.6) e o quadro da direita a região (II) da mesma figura. Podemos observar que cada uma das regiões apresenta taxas de crescimento diferentes para diferentes ângulos  $\phi$ . Este fato ocorre porque em cada um dos casos estão envolvidos termos diferentes da matriz da Equação (2.9) e como podemos observar nas equações (2.10) a (2.18), estes termos envolvem diferentes coeficientes de Fourier  $\Phi_1$ ,  $\Phi_{-1}$ ,  $\Phi_2$  e  $\Phi_{-2}$ . Devido ao fato dos coeficientes de Fourier serem periódicamente dependentes ( $2\pi$ ), os casos extremos de não girotropia terão apenas um valor em comum para os coeficientes, entretanto para os casos onde a não girotropia é distribuída em um intervalo  $0 \leq \phi \leq 2\pi$  os coeficiente de Fourier apresentam valores distintos. Brinca e Áqua (1993) discute as características dos coeficientes de Fourier para distribuições de partículas estacionária e dependente do tempo.

É importante destacar que em função dos elementos  $m_{rs}$  da matriz da Equação (2.9) dependerem de diferentes coeficientes de Fourier, o acoplamento entre modos diferentes responderão de forma distinta para não girotropias diferentes.

A partir da Figura (2.10(a)) podemos observar que o acoplamento entre os modos electrostático longitudinal e circularmente polarizado à esquerda apresenta maior taxa de crescimento para um ângulo  $\phi = 180^0$ , e apresenta a mesma taxa de crescimento para ângulos replementares.

Por outro lado, vemos que no acoplamento entre os modos circularmente polarizados à direita e à esquerda, Figura (2.10(b)), o mesmo comportamento simétrico não ocorre, e a maior taxa de crescimento ocorre para  $\phi = 270^0$ . Nos dois casos podemos observar que as taxas de crescimento não apresentam linearidade em função do ângulo de fase  $\phi$ , isto é, ângulos  $\phi$  maiores não implicam em taxas de crescimento maiores. Quando compararmos

os resultados das Figuras (2.10(a)) e (2.10(b)) observamos que os efeitos da não girotropia são mais evidentes no acoplamento entre os modos eletromagnéticos polarizado à esquerda e à direita.

Se observarmos as componentes  $m_{rs}$  da matriz da Equação (2.9) vemos que, para obtermos a relação de dispersão geral utilizamos o produto das componentes  $m_{rs}$  e como consequência, o produto dos coeficientes de Fourier que para alguns ângulos de fase  $\phi$  específicos são iguais a zero. Desta forma o produto entre as componentes  $m_{rs}$  também serão zero. A consequência física deste fato é que o acoplamento de diferentes modos pode apresentar diferentes comportamentos em função do ângulo de não girotropia.

Este fato apresenta-se como uma limitação numérica no procedimento utilizado para resolver a relação de dispersão geral analiticamente, o que justifica a necessidade da utilização de simulações computacionais via partículas para estudar este tipo de fenômeno.

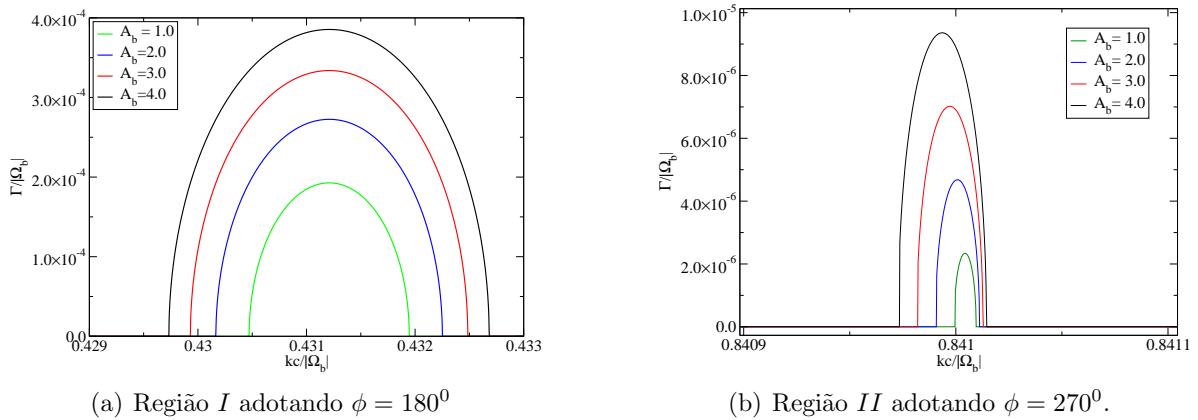


Figura 2.11 - Variação da taxa de crescimento em função da anisotropia do feixe. Neste caso utilizamos  $\phi = 180^0$  para a região I e  $\phi = 270^0$  para a região II, respectivamente.

Para verificar a influência da anisotropia vamos utilizar os mesmos parâmetros usados para fazer a Figura (2.10), nas regiões I e II. Vamos adotar o valor da não girotropia na qual obtivemos a maior taxa de crescimento, isto é,  $\phi = 180^0$  para a região I e  $\phi = 270^0$  para a região II.

A Figura (2.11(a)) mostra a variação da taxa de crescimento em função do número de onda para diferentes anisotropias na temperatura do feixe para a região I conforme o

critério utilizado na Figura (2.8). Todos os valores são os mesmos da Figura (2.10(a)) adotando  $\phi = 180^0$ .

Quando consideramos o feixe isotrópico, isto é,  $A_b = 1,0$  podemos observar que a não girotropia desempenha um papel determinante no acoplamento entre o modo eletrostático longitudinal e o modo circularmente polarizado à direita. Este resultado é identificado pela linha verde da Figura (2.11(a)). Entretanto, quando introduzimos anisotropia na temperatura do feixe podemos observar um aumento na largura da banda de instabilidade bem como a intensificação da taxa de crescimento. À medida que vamos introduzindo mais energia térmica na componente perpendicular do feixe, isto é, vamos aumentando o valor da anisotropia, o sistema vai ganhando energia livre, que é utilizada para intensificar a taxa de crescimento das instabilidades.

Na Figura (2.11(b)) apresentamos os resultados para a região *II* da Figura (2.8). Utilizamos os mesmos parâmetros para obter a Figura (2.10(b)), região *II*, considerando o valor da não girotropia no qual obtivemos a maior taxa de crescimento, isto é,  $\phi = 270^0$ . Novamente, podemos observar que apenas a não girotropia é suficiente para produzir o acoplamento entre os modos circularmente polarizado à esquerda e circularmente polarizado à direita, como pode ser observado pela linha verde da Figura (2.11(b)) com  $A_b = 1,0$ . Entretanto, quando introduzimos anisotropia na temperatura do feixe as taxas de crescimento das instabilidades tornam-se maiores.

Com estes resultados podemos verificar que a anisotropia fornece energia livre no sistema para intensificar as regiões de instabilidade que foram geradas pela não girotropia entretanto, nos casos estudados, a anisotropia sozinha não foi capaz de introduzir energia suficiente para que o acoplamento entre os modos ocorra quando o feixe é girotrópico. Esta afirmação pode ser verificada comparando as Figuras (2.10) quadros a) e b) com as Figuras (2.11) a) e b), respectivamente. Nas primeiras, podemos observar que quando adotamos os casos extremos,  $\phi = 0^0$  e  $\phi = 360^0$ , embora o valor da anisotropia seja  $A_b = 4,0$ , não obtivemos instabilidades. Entretanto, nas duas últimas, quando adotamos  $A_b = 1,0$  com ângulo de não girotropia  $\phi = 180^0$  para a região *I* e  $\phi = 270^0$  para a região *II*, o acoplamento entre os modos ocorre. Mostrando que a não girotropia pode desempenhar um papel importante no mecanismo de acoplamento entre os modos paralelos, e que este acoplamento é intensificado quando o feixe é anisotrópico.

## 2.5 Discussão

Estudos anteriores têm mostrado que distribuições de partículas não girotrópicas são encontradas em muitos plasmas espaciais; (FRANK; PATERSON, 1994) para Galileo, (SAITO

et al., 1994) para Geotail e (GURGIOLO et al., 2005) para as observações com os satélites Cluster, apresentando resultados de medidas de dados para distribuições de elétrons não girotrópicos na região do arco de choque terrestre. Estas observações mostram que a possibilidade de ocorrência de distribuições girotrópicas, do tipo Maxwelliana, são remotas e que este tipo de aproximação não seria apropriada para descrever a distribuição de partículas no plasma em algumas regiões da magnetosfera terrestre. Neste capítulo estudamos quais as condições necessárias para a geração de instabilidades eletromagnéticas devido a não girotropia dos elétrons utilizando soluções numéricas da relação de dispersão.

Quando consideramos a razão entre as freqüências de plasma e ciclotrônica menor que um, observamos que o acoplamento entre os modos paralelos tornam-se possíveis. As soluções das relações de dispersão dos modos  $m_{++}$ ,  $m_{--}$  e  $m_{xx}$  aproximam-se umas das outras, como pode ser visto na Figura (2.3). Neste caso o sistema torna-se instável e o acoplamento entre os modos eletromagnético circularmente polarizado à direita e à esquerda pode ocorrer.

A presença da anisotropia no sistema pode introduzir na função de distribuição uma região onde  $\partial F_0 / \partial v_{\parallel}$  é positiva. A região onde esta derivada é positiva é uma fonte de instabilidade em potencial e é conhecida como fonte de energia livre (GURNETT; BHATTACHARJEE, 2004).

Quando o sistema é anisotrópico, o modo paralelo eletromagnético circularmente polarizado à esquerda ( $m_{++}$ ) acopla-se com os modos eletrostático longitudinal ( $m_{xx}$ ) e circularmente polarizado à direita ( $m_{--}$ ). Na Figura (2.9) podemos observar que uma pequena anisotropia na velocidade térmica dos elétrons é suficiente para introduzir instabilidades no sistema. Estas instabilidades apresentam características de instabilidade whistler devido a anisotropia. Entretanto, estes resultados não são conclusivos e seriam necessárias mais investigações teóricas para verificar estas características.

Nossos resultados mostraram que embora a não girotropia possa introduzir uma região de instabilidade que produza o acoplamento entre os modos, isto ocorre apenas para casos específicos, ângulo de fase específico. Quando introduzimos anisotropia, o sistema possui energia suficiente para que o acoplamento entre os modos ocorra para todos os ângulos estudados, inclusive quando não há dependência em  $\phi$ .

Para uma dada anisotropia, a taxa de crescimento varia em função do ângulo  $\phi$ ; no entanto, esta dependência não é linear.

Em nosso trabalho obtivemos as soluções numéricas utilizando um feixe de elétrons com as partículas não girotrópicas distribuídas uniformemente em um arco definido por um ângulo

$\phi$ . Trabalhos anteriores mostraram que a distribuição de partículas com apenas um arco apresenta os mesmos resultados quando é utilizado dois arcos de partículas simetricamente espaçados (CONVERY et al., 2002) e que a estabilidade da distribuição não girotrópica não depende, fundamentalmente, das distâncias azimutal entre os arcos e do número de arcos no qual as partículas estão distribuídas.

Nossos resultados para a influência da anisotropia estão de acordo com os resultados encontrados na literatura. Sistemas com grande anisotropia são muito instáveis e produzem altas taxas de crescimento. Como já foi dito antes, nossos resultados têm características de instabilidade whistler, mas serão necessárias mais pesquisas para confirmar esta afirmação. Resultados de simulação computacional para distribuição não girotrópica na forma de arco, (caso 10 (DE MORAES, 2004)), mostram a intensificação do modo whistler e dos modos fundamentais do plasma.

O próximo passo deste trabalho será utilizar as simulações computacionais via códigos de partículas (PIC-Code) para investigar os resultados obtidos, uma vez que nas simulações via partículas não realizamos aproximações para resolver as equações das partículas e campos.

No próximo capítulo vamos discutir os conceitos básicos das técnicas de simulação computacional utilizando códigos de partículas. Estas técnicas serão utilizadas no estudo de emissão de radiação gerada por múltiplos feixes de elétrons que são injetados no meio interplanetário.



## **3 SIMULAÇÃO POR PARTÍCULAS**

### **3.1 Introdução**

Tradicionalmente, o método científico envolve a interpretação de problemas através de teorias em “papel e caneta” e confronto destas teorias com experimentos e observações dos fenômenos. Historicamente, este casamento entre teoria e experimento mostrou-se muito eficiente na investigação de vários fenômenos conhecidos atualmente. Com o avanço tecnológico, uma nova ferramenta foi incluída para auxiliar no método científico, sendo esta ferramenta o experimento computacional.

O experimento computacional foi criado para reduzir a lacuna entre os experimentos tradicionais (equipamentos e observações) e as teorias. Consiste em reproduzir o comportamento físico de sistemas naturalmente complexos resolvendo um conjunto apropriado de equações baseado em um modelo físico - matemático fundamental. As variáveis físicas envolvidas nas leis fundamentais adotadas são armazenadas na memória dos computadores e são utilizadas para construir os diagnósticos necessários, com baixo custo, quando comparados a determinados experimentos tradicionais.

A vantagem de um experimento computacional é maximizada quanto maior for a lacuna entre a teoria e experimento. Em plasmas espaciais os experimentos são realizados através de observações de satélites, experimentos ativos no espaço e medidas a partir da Terra, ativas e passivas. Adquirir informações através destes experimentos são bastante onerosas e demandam muito tempo. Devido à complexidade dos fenômenos de plasmas espaciais, os resultados de observações podem levar a uma interpretação errada do fenômeno acarretando uma compreensão errada. Em alguns casos, os experimentos computacionais podem reproduzir de forma global determinados fenômenos que não poderiam ser tratados analiticamente ou experimentalmente, devido a alta complexidade do modelo físico-matemático necessário para descrevê-lo.

A partir da década de 80, físicos de plasmas espaciais reconheceram os experimentos computacionais como uma importante ferramenta no estudo de problemas complexos, típicos de plasmas espaciais. Com este reconhecimento, novos investimentos foram realizados a fim de desenvolver técnicas e métodos para resolver problemas de acoplamento não linear em plasmas, como interação não linear onda-partícula, interação onda-onda não linear, reconexão magnética, choques não colisionais, aceleração e aquecimento de partículas, emissão de radiação a partir da Terra, cometas e planetas, entre outros.

Dentre as técnicas de simulação computacional utilizadas para investigar plasmas, uma das mais antigas é a simulação por partículas, utilizando a aproximação de partículas na

célula (PIC).

Simulações cinéticas têm sido constantemente utilizadas para investigar fenômenos de plasma na magnetosfera terrestre, magnetosfera de outros planetas, vento solar e regiões de choque e antechoque de planetas e cometas (WINSKE; OMIDI, 1996). Os modelos de partículas (PIC) podem ser uni, bi ou tridimensionais podendo ser também eletrostáticos, magnetostáticos ou eletromagnéticos. No caso mais geral, a trajetória de um grande número de partículas é seguida através da solução das equações de Maxwell de forma auto-consistente juntamente com a equação que rege o movimento das partículas. O modelo básico de um código de simulação cinética é apresentado na Figura (3.1), basicamente todo modelo de simulação consiste em determinar o tipo de espécies que serão tratadas, as condições de contorno, geometria do sistema e condições iniciais, a partir destas definições o código evolui no tempo armazenando as informações do sistema estudado (WINSKE; OMIDI, 1996).

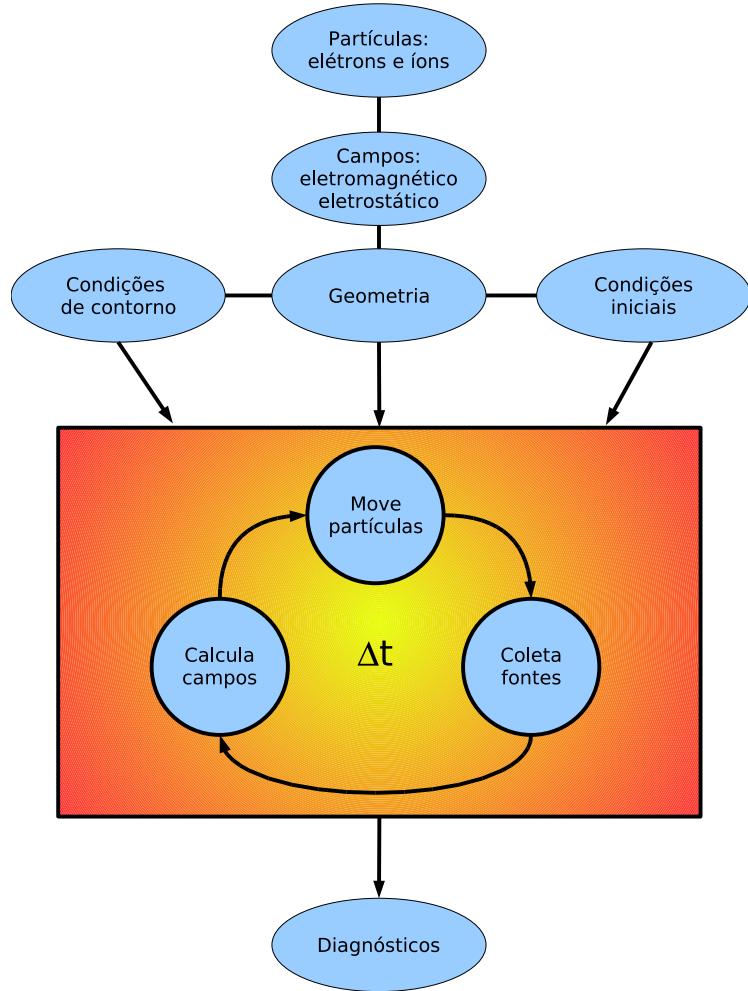


Figura 3.1 - Diagrama mostrando os passos básicos na configuração de uma simulação cinética, o ciclo onde ocorre a evolução temporal e a análise de diagnóstico pós-cálculo.

Fonte: adaptada de Winske e Omidi (1996, p. 17,289).

Dependendo das dimensões do problema que será investigado, alguns tipos de simulações são mais apropriadas. Adequar o tipo de modelo com o fenômeno estudado pode gerar o melhor custo benefício de forma que os resultados poderão ser obtidos com melhor precisão, menor tempo e erros reduzidos. Estimar as escalas de tempo e espaço para estudar um determinado fenômeno e escolher um modelo numérico que melhor se encaixe nestas escalas é um dos aspectos fundamentais das simulações computacionais.

Para resumir a idéia do problema das escalas de tempo e de espaço vamos considerar um exemplo utilizando a Figura (3.2) (WINSKE; OMIDI, 1996). A partir desta figura podemos observar as diferentes regiões onde cada modelo numérico é mais adequado, de acordo com as características físicas do sistema. Em sistemas onde as dimensões de espaço e tempo são da ordem de  $L > 10^4 \text{ km}$  e  $T > 10^2 \text{ s}$  a aproximação MHD é a mais apropriada; embora o regime híbrido ainda seja válido para grandes escalas, ele é mais aplicável em escalas menores do que as do regime MHD. No caso da aproximação híbrida as escalas compreendidas entre  $10^2 < L < 10^4 \text{ km}$  e  $1 < T < 10^2 \text{ s}$  são mais adequadas. Quando as dimensões do sistema estudado abrangem pequenos períodos de plasma e dimensões que são alguns comprimentos de Debye a aproximação por partícula é mais apropriada.

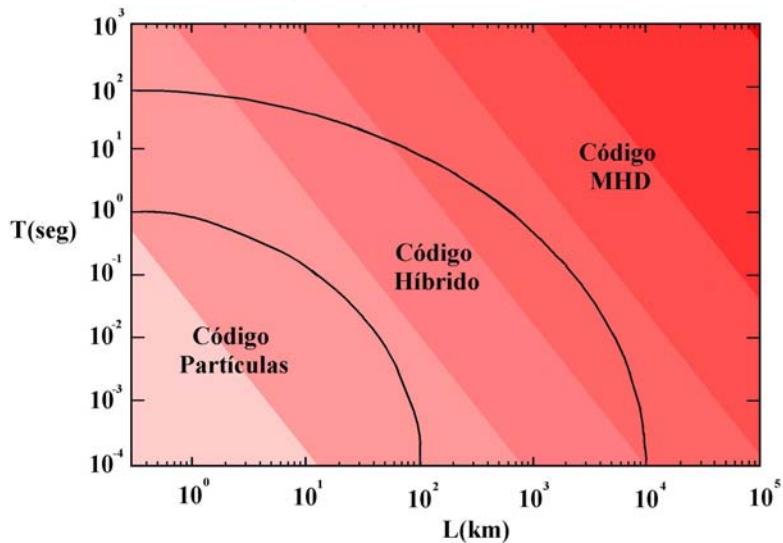


Figura 3.2 - Diagrama espaço - tempo mostrando as regiões onde os códigos MHD, híbrido e via partículas podem ser aplicados, baseado em parâmetros típicos da magnetosfera, apresentados no texto

Fonte: adaptada de Winske e Omidi (1996, p. 17,291).

Uma vez determinadas as escalas temporais e espaciais mais adequadas para utilizar no modelo estudado, o mecanismo para realizar a simulação de partículas é relativamente simples: seguem-se as trajetórias das partículas no tempo e no espaço de acordo com a equação de movimento e as equações de Maxwell. Existem diferentes técnicas para resolver as equações (POTTER, 1973). A discretização dos operadores diferenciais deve ser feita centradas no espaço e no tempo, preservando as simetrias espaço-temporal. Um

dos métodos mais utilizados em simulação para a discretização temporal é o método de "leap-frog", que garante uma boa precisão nos cálculos.

A Figura (3.3) mostra um ciclo típico de um passo temporal em um programa de simulação por partículas. A simulação segue passo a passo, ( $\Delta t$ ), usando o método numérico que garante estabilidade e precisão numérica suficienteS. O passo temporal deve ser pequeno quando comparado com o período da onda,  $\omega_p \Delta t \ll 1$ . Usualmente os campos são calculados na grade espacial, a partir da carga e da densidade de corrente. A precisão requer que o espaçamento da grade seja pequeno quando comparado com o menor comprimento de onda de interesse,  $k \Delta x \ll 1$ . A utilização de uma grade temporal e espacial pode introduzir um falso comportamento físico no sistema, que pode ser minimizado através da escolha de parâmetros adequados para a simulação (BIRDSALL; LANGDON, 1991).

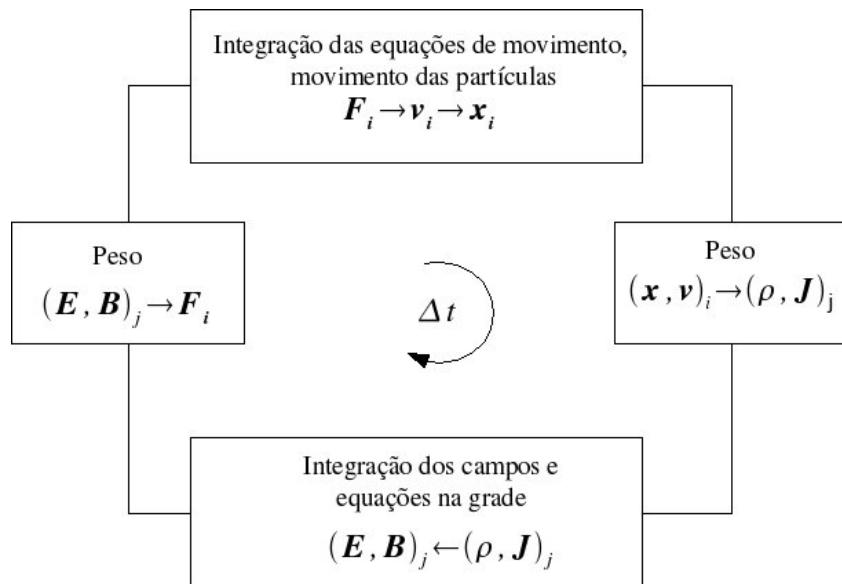


Figura 3.3 - Ciclo típico de um passo temporal em um programa de simulação: as partículas são numeradas por  $i = 1, 2, 3, \dots N_{total}$ ; os índices da grade são indicados por  $j$  que representam vetores em 2 e 3 dimensões.

Fonte: adaptada de Birdsall e Langdon (1991, p. 11).

O ciclo se inicia em  $t = 0$  com as condições iniciais apropriadas para a posição e a velocidade das partículas que são representadas com o sub-índice  $i$ ,  $x_i$  e  $v_i$ . Os campos são obtidos apenas na grade espacial: somente em pontos discretos do espaço representado com o sub-índice  $j$ ,  $E_j$ ,  $B_j$ . A partir da velocidade e posição das partículas calculam-se as

densidades de carga e corrente na grade espacial, com o uso de uma função de ponderação, que é utilizada para calcular os campos elétrico e magnético. A força, que é utilizada para mover as partículas, é obtida através de uma interpolação a partir da grade, novamente através da função de ponderação; este ciclo segue durante toda a simulação (BIRDSALL; LANGDON, 1991; POTTER, 1973; HOCKNEY; EASTWOOD, 1981; TAJIMA, 1989; DAWSON, 1983).

### 3.2 Equações Utilizadas e Formalismo do Código

Este trabalho de doutorado foi realizado utilizando a versão unidimensional do KEMPO-1D: “Kyoto university’s ElectroMagnetic Particle cOde”. Detalhes desta versão podem ser obtidos em Omura (2005), Matsumoto e Sato (1985). O código unidimensional foi modificado para suportar múltiplas ejeções de feixes de partículas, como se mostrará no próximo capítulo. Como já foi dito anteriormente, as equações básicas utilizadas são: as equações de movimento e equações de Maxwell.

As equações de movimento para uma partícula com carga  $q$  e massa  $m$  são

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \frac{q}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \quad (3.1)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = v_{xi}. \quad (3.2)$$

As equações básicas acima são escritas no sistema internacional de unidades (SI). Escrevendo  $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$  e utilizando o método de diferenças finitas as equações acima podem ser reescritas na forma

$$m \frac{\mathbf{v}^{t+\Delta t/2} - \mathbf{v}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \mathbf{F}^t \quad (3.3)$$

$$\frac{\mathbf{x}^{t+\Delta t} - \mathbf{x}^t}{\Delta t} = \mathbf{v}^{t+\Delta t/2}. \quad (3.4)$$

A Figura (3.4) mostra a evolução temporal das Equações (3.3) e (3.4). O método utilizado avança  $\mathbf{v}_t$  e  $\mathbf{x}_t$  para  $\mathbf{v}_{t+\Delta t}$  e  $\mathbf{x}_{t+\Delta t}$ . A Figura (3.4) permite notar que  $\mathbf{v}$  e  $\mathbf{x}$  não são obtidos no mesmo instante de tempo. Uma particularidade deste método é que as condições iniciais para a velocidade das partículas e posições são dadas em  $t = -\Delta t/2$ , enquanto que o campo elétrico é calculado em  $t = 0$ .

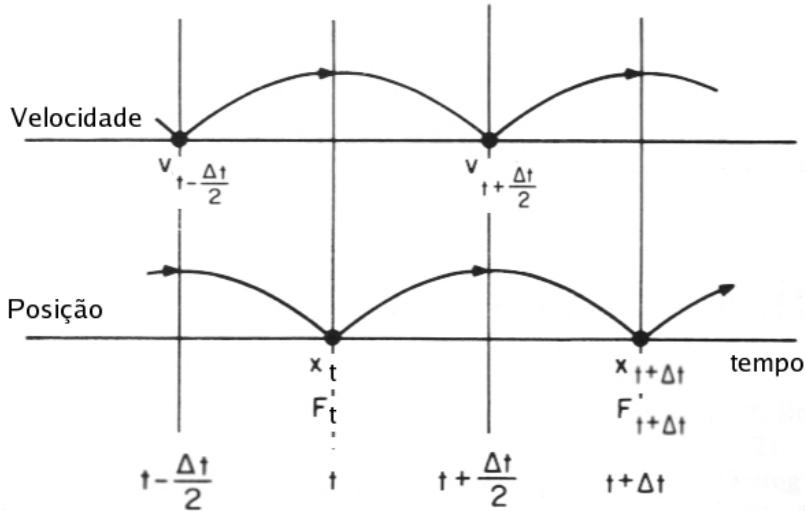


Figura 3.4 - Esquema do método de integração “leap-frog”, mostrando a força  $\mathbf{F}$  centrada no tempo enquanto avança a velocidade  $\mathbf{v}$ , e  $\mathbf{v}$  enquanto avança a posição  $\mathbf{x}$ .

Fonte: adaptada de Birdsall e Langdon (1991, p. 13).

As partículas são avançadas da posição  $x$  usando a velocidade  $v_x$ . A cada passo temporal  $\Delta t$ , a posição das partículas é avançada duas vezes, cada uma delas por um passo no tempo  $\Delta t/2$ , conforme o modelo abaixo,

$$x^{t+\Delta t/2} = x^t + v_x^{t+\Delta t/2} \frac{\Delta t}{2}, \quad (3.5)$$

$$x^{t+\Delta t} = x^{t+\Delta t/2} + v_x^{t+\Delta t/2} \frac{\Delta t}{2}. \quad (3.6)$$

Entre as Equações 3.5 e 3.6 as partículas têm suas velocidades atualizadas de acordo com as equações abaixo. A velocidade das partículas é obtida integrando a equação de movimento seguindo quatro passos,

$$\mathbf{v}^- = \mathbf{v}^{t-\Delta t/2} + (q/m)_s \mathbf{E}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (3.7)$$

$$\mathbf{v}^0 = \mathbf{v}^- + \mathbf{v}^- \times (q/m)_s \mathbf{B}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (3.8)$$

$$\mathbf{v}^+ = \mathbf{v}^- + \frac{2}{1 + ((q/m)_s \mathbf{B}^t \Delta t/2)^2} \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (3.9)$$

$$\mathbf{v}^{t+\Delta t/2} = \mathbf{v}^+ + (q/m)_s \mathbf{E}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (3.10)$$

onde  $\mathbf{E}^t$  e  $\mathbf{B}^t$  são os campos elétrico e magnético interpolados linearmente a partir dos valores em pontos da grade,  $s$  representa as espécies envolvidas.

Os campos elétrico  $\mathbf{E} \equiv (E_x, E_y, E_z)$  e magnético  $\mathbf{B} \equiv (B_x, B_y, B_z)$  são obtidos somente sobre os pontos discretos de uma grade espacial a partir da densidade de carga  $\rho$  e densidade de corrente  $\mathbf{J}$  definidas nestes mesmos pontos da grade, estas densidades são obtidas a partir das velocidades e posições das partículas,

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (3.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3.12)$$

onde  $\mathbf{J} \equiv (J_x, J_y, J_z)$ ,  $c$  e  $\mu_0$  são o vetor densidade de corrente, a velocidade da luz e a permeabilidade magnética, respectivamente. Adotando um sistema unidimensional ao longo do eixo  $x$ , o campo elétrico  $E_x$  deve satisfazer a condição inicial dada pela equação de Poisson

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (3.13)$$

onde  $\rho$  e  $\varepsilon_0$  são a densidade de carga e a permissividade elétrica, respectivamente. A equação de Poisson é resolvida somente como condição inicial do sistema, pois esta condição é satisfeita automaticamente se as Equações (3.11) e (3.12) forem resolvidas corretamente no tempo; a densidade de corrente  $\mathbf{J}$  deve satisfazer a equação da continuidade e o campo magnético  $B_x$  deve satisfazer à condição inicial

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = 0. \quad (3.14)$$

Esta condição garante que  $B_x$  seja constante no espaço e no tempo, uma vez que consideramos apenas o caso unidimensional e não temos os termos de  $B_x$  nas equações de Maxwell (3.11) e (3.12).

A densidade de corrente  $\mathbf{J}$  e a densidade de carga  $\rho$  são obtidas a partir das posições e velocidades das partículas.

O campo elétrico é calculado integrando no tempo as equações de Maxwell, que para o

sistema considerado podem ser escritas como

$$\frac{E_{x,i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{x,i+1/2}^t}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon_0} J_{x,i+1/2}^{t+\Delta t/2} \quad (3.15)$$

$$\frac{E_{y,i+1}^{t+\Delta t} - E_{y,i+1}^t}{\Delta t} = -c^2 \frac{B_{z,i+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{z,i-1/2}^{t+\Delta t/2}}{\Delta x} - \frac{1}{\varepsilon_0} J_{y,i+1}^{t+\Delta t/2} \quad (3.16)$$

$$\frac{E_{z,i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{z,i+1/2}^t}{\Delta t} = c^2 \frac{B_{y,i+1}^{t+\Delta t/2} - B_{y,i}^{t+\Delta t/2}}{\Delta x} - \frac{1}{\varepsilon_0} J_{z,i+1/2}^{t+\Delta t/2}. \quad (3.17)$$

O campo magnético é obtido integrando no tempo uma das equações de Maxwell

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E},$$

que para o sistema considerado torna-se

$$\frac{B_{y,i}^{t+\Delta t/2} - B_{y,i}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \frac{E_{z,i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{z,i-1/2}^{t+\Delta t}}{\Delta x}, \quad (3.18)$$

$$\frac{B_{z,i+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{z,i-1/2}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = -\frac{E_{y,i+1}^{t+\Delta t} - E_{y,i}^{t+\Delta t}}{\Delta x}. \quad (3.19)$$

A densidade de carga é calculada a partir das super-partículas (HOCKNEY, 1969; BIRDSALL; FUSS, 1997; OKUDA; BIRDSALL, 1970; MORSE; NIELSON, 1969; LANGDON; BIRDSALL, 1970), as quais são consideradas de forma quadrada (MATSUMOTO; OMURA, 1993), como mostra a Figura (3.5). Uma super-partícula numa posição  $x_p$  tem uma distribuição de carga  $q/\Delta x$  no intervalo  $x_p - \Delta x/2 \leq x_p < x_p + \Delta x/2$ . Por outro lado, cada ponto da grade em  $X_j$  tem um território que cobre um intervalo,  $X_j - \Delta x/2 \leq X_j < X_j + \Delta x/2$ . Dessa forma a carga  $q$  da super-partícula é dividida para os pontos da grade adjacentes, proporcionalmente à área compartilhada pelo pontos da grade. Numericamente escrevemos  $Q(x_p - X_j)/\Delta x$  designado por  $\rho(X_{j+1})$  e  $q(X_{j+1} - x_p)/\Delta x$  designado por  $\rho(X_j)$ .

Semelhante ao cálculo da densidade de carga, a densidade de corrente  $J$  é calculada a partir das velocidades e posições das partículas, como mostrado no esquema da Figura (3.6).

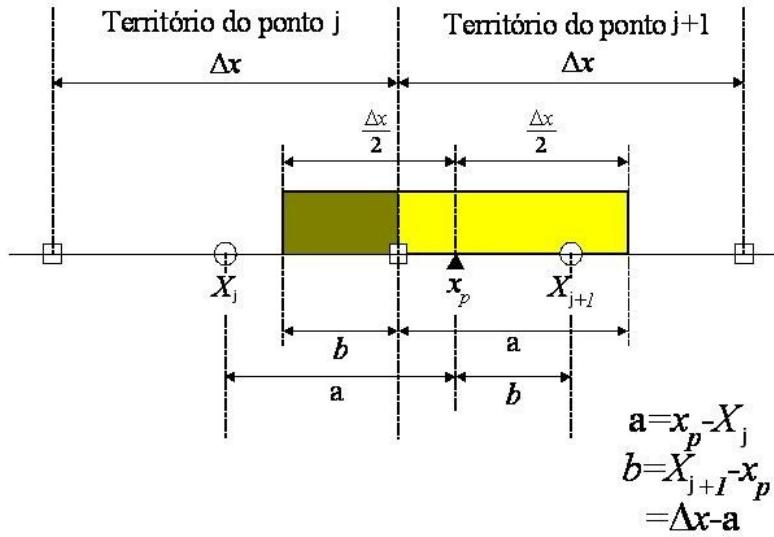


Figura 3.5 - Método de distribuição da área no cálculo da densidade de carga.

Fonte: adaptada de Matsumoto e Omura (1993, p. 43).

### 3.3 Discretização Espaço - Temporal

A discretização temporal é um artifício inevitável em qualquer aproximação numérica para resolver equações diferenciais parciais. Uma questão que sempre surge é: que valor atribuir para o passo no tempo? A resposta será: sempre o menor possível. A escolha deste valor deve ser de tal forma que exista estabilidade numérica durante a simulação. Uma condição que evita a instabilidade numérica e é utilizada em simulação por partículas, usando métodos explícitos, é a condição de Courant-Fredericks-Lowy (CFL) dada por

$$\Delta x > v_{max} \Delta t \quad (3.20)$$

onde  $\Delta x$  é o espaçamento da grade,  $\Delta t$  o passo temporal e  $v_{max}$  a velocidade máxima que as partículas podem ter. Esta condição garante que em um passo temporal a distância percorrida pelas partículas não será maior que  $\Delta x$ .

Com a discretização do espaço e do tempo, as características da relação de dispersão são modificadas, devido ao fato das quantidades serem calculadas em pontos discretos. Com isto, a freqüência  $\omega$  e o número de onda  $k$  são substituídos por  $\Omega = \frac{\sin \omega \Delta t / 2}{\Delta t / 2}$  e  $K = \frac{\sin k \Delta x / 2}{\Delta x / 2}$ , respectivamente. Então a relação de dispersão para um plasma real,  $D(\omega, k)$  será modificada pela relação de dispersão numérica  $D(\Omega, K)$  (MATSUMOTO; OMURA, 1993).

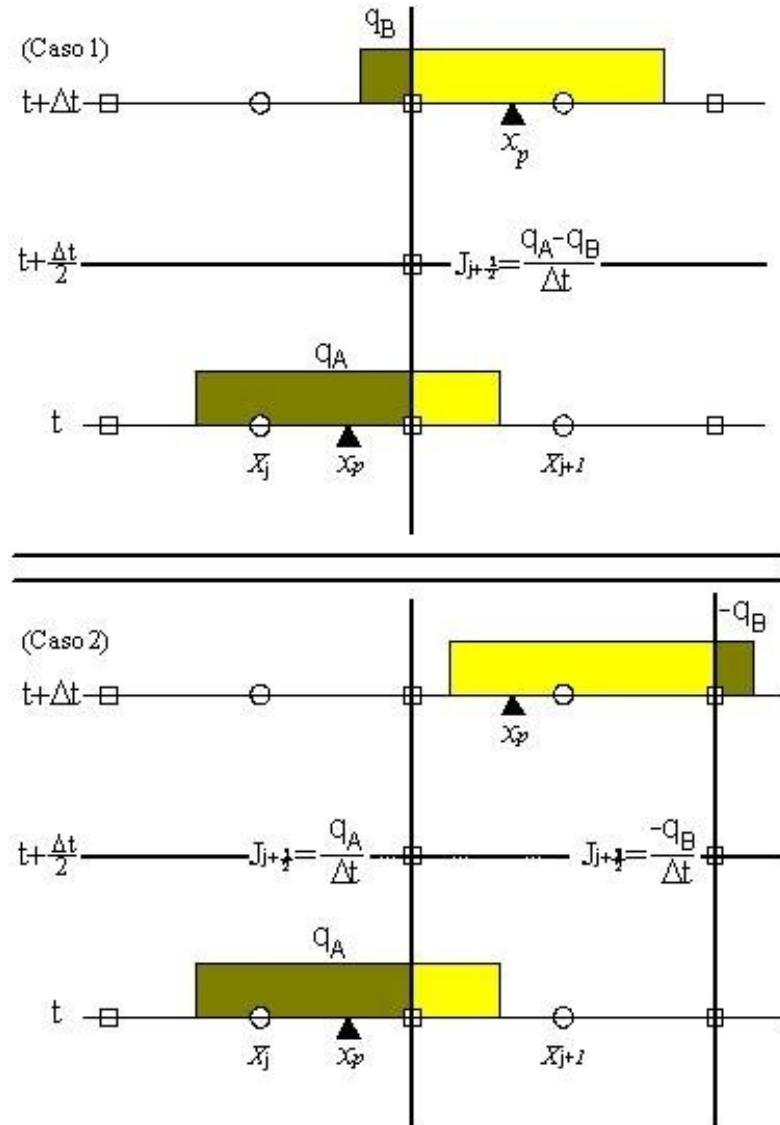


Figura 3.6 - Método de conservação de carga no cálculo da densidade de corrente.

Fonte: adaptada de Matsumoto e Omura (1993, p. 47).

### 3.4 Grade Espacial

No código de simulação KEMPO são definidas duas grades, uma temporal e outra espacial. Para a grade espacial a posição  $j$  sobre a grade é definida por  $j\Delta x$ , ( $j = 1, 2, 3, \dots, N_x$ ), e a outra é a posição  $(j + \frac{1}{2})$  sobre a grade, de forma que o próximo ponto intermediário na grade seja dado por  $(j + \frac{1}{2})\Delta x$ , ( $j = 1, 2, 3, \dots, N_x$ ). Esta definição facilita a interpolação de diferenças finitas centrada no espaço para as derivadas espaciais das equações de Maxwell.

Dentro do código as componentes  $E_y$ ,  $B_y$ ,  $J_y$  e  $\rho$  são definidas sobre as  $j$ -ésimas posições da grade espacial,  $j\Delta x$  ( $j = 1, 2, 3, \dots, N_x$ ), enquanto que as componentes  $E_z$ ,  $B_z$ ,  $J_x$ ,  $J_z$  são definidas sobre as  $(j + \frac{1}{2})\Delta x$ -ésimas posições da grade espacial,  $(j + \frac{1}{2})\Delta x$ , ( $j = 1, 2, 3, \dots, N_x$ ), sendo  $\Delta x$  o espaçamento entre os pontos da grade espacial. Na Figura (3.7) é apresentado o esquema de como são calculadas a densidade, as componentes dos campos eletromagnéticos e a densidade de corrente para as partículas na grade espacial, os quadrados marcam os pontos inteiros e os círculos representam os pontos intermediários da grade espacial.

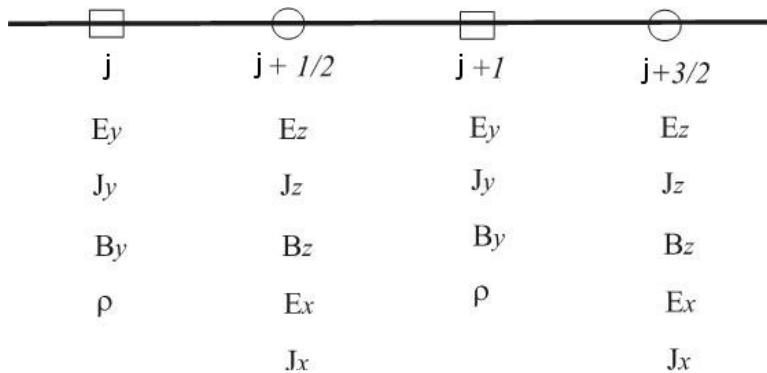


Figura 3.7 - Grade espacial utilizada no código KEMPO, para calcular os campos, densidade e densidade de corrente das partículas

Fonte: adaptada de Matsumoto e Omura (1993, p. 23).

### 3.5 Grade Temporal

Da mesma forma que foi realizado para a grade espacial, a evolução temporal é realizada calculando as quantidades em pontos inteiros e meio pontos de grade. Os pontos inteiros na grade temporal são determinados por  $t$  e os pontos intermediários por  $(t + 1/2)\Delta t$ . O campo elétrico  $\mathbf{E}$  e o campo magnético  $\mathbf{B}$  são calculados pelo método de “leap-frog” com  $\mathbf{E}$  calculado em passos temporais inteiros  $t$  e  $\mathbf{B}$  calculado em passos temporais intermediários  $(t + 1/2)\Delta t$ . No entanto, o avanço de  $\Delta t$  para o campo magnético é feito em dois passos de  $\Delta t/2$ ; logo após o primeiro passo  $\Delta t/2$ , seu valor é utilizado para avançar a posição das partículas (calculadas em múltiplos inteiros de  $\Delta t$ ) (MATSUMOTO; OMURA, 1993).

A posição das partículas,  $\mathbf{x}$ , também é calculada nos pontos inteiros da grade temporal, enquanto a velocidade  $\mathbf{v}$  é obtida nos pontos intermediários da grade, pelo método de

“leap-frog”. Semelhante ao que ocorre para os campos, a posição é avançada duas vezes com um meio passo  $\Delta t/2$ , para obter o valor intermediário e calcular  $\mathbf{J}$  em um ponto intermediário da grade temporal. A densidade de corrente é calculada a partir da posição e da velocidade das partículas. A densidade de carga é calculada nos passos temporais inteiros e é utilizada para obter o campo elétrico. Este processo é ilustrado na Figura (3.8) e se repete quantas vezes for necessário para obter os resultados da simulação.

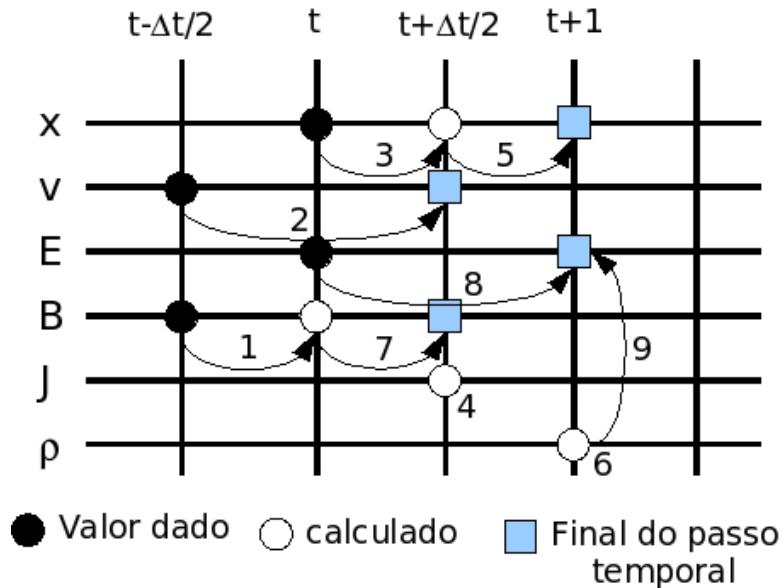


Figura 3.8 - Evolução do passo temporal utilizada no código KEMPO para calcular as quantidades de interesse na simulação.

Fonte: adaptada de Matsumoto e Omura (1993, p. 24).

### 3.6 Normalização e Sistema de Unidades

Para realizar as simulações não é necessário definir um sistema de unidades real, tipo CGS ou SI. O importante é definir as razões entre as quantidades do sistema utilizado, isto é, a razão entre o campo magnético da onda e o campo magnetostático ou a razão entre a energia cinética e a energia total do sistema, etc. Durante as simulações as quantidades físicas são normalizadas pelos parâmetros básicos do sistemas e estes tornam-se adimensionais. Entretanto a seleção dos parâmetros básicos podem ser diferentes dependendo do modelo físico adotado. Para desenvolver um código de simulação aplicável a vários problemas de

física e com um amplo sistema de variáveis, utilizamos um modelo com um conjunto de parâmetros básicos utilizado para obter as equações fundamentais. Estes parâmetros são:

1. Freqüência angular (plasma, cíclotron, freqüência da onda, etc.)  $\omega_{pi}$ ,  $\Omega_{c1}$ ,  $\omega$ ;
2. Comprimento do sistema  $L_x$ ;
3. Razão carga-massa  $(q/m)_i$ ;
4. Número de super partículas no sistema  $N_i$ ;

onde o sub-índice  $i$  denota a  $i$ -ésima espécie de partículas. A freqüência ciclotrônica é especificamente definida para a espécie 1, e está relacionada com o intensidade do campo magnético ambiente. Os valores destas quatro quantidades são dados de forma arbitrária, exceto que as razões entre as quantidades no mesmo sistema de unidade,  $\omega_{pi}/\Omega_{ci}$ ,  $\Delta x/L_x$  ou  $(q/m)_2/(q/m)_1$ , são mantidas as mesmas das quantidades físicas reais. O número de super partículas não tem relação com a densidade numérica de partículas do plasma real e  $N_1$  e  $N_2$  são independentes um do outro.

As equações básicas são escritas de tal forma que serão idênticas às equações de movimento e Maxwell no sistema internacional. Os valores para a permissividade elétrica  $\varepsilon_0$  e permeabilidade magnética  $\mu_0$  podem ser definidos arbitrariamente, apenas com a condição que devem satisfazer a relação

$$\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}. \quad (3.21)$$

As quantidades físicas são calculadas seguindo as relações obtidas a partir das equações básicas. A freqüência ciclotrônica para a espécie 1 e a freqüência de plasma para as espécies  $i$  são dadas por

$$\Omega_{c1} = \frac{q_1}{m_1} B_0, \quad \omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_i q_i^2}{m_i \varepsilon_0}} \quad (3.22)$$

onde  $n_i$  é a densidade de partículas da espécie  $i$  que pode ser obtida por

$$n_i = \frac{N_i}{L_x}. \quad (3.23)$$

A partir das Equações (3.22) e (3.23) obtemos as seguintes quantidades físicas

- Carga da partícula

$$q_i = \frac{\varepsilon_0 L_x \omega_{pi}^2}{N_i (q/m)_i} \quad (3.24)$$

- Massa da partícula

$$m_i = \frac{\varepsilon_0 L_x \omega_{pi}^2}{N_i (q/m)_i^2} \quad (3.25)$$

- Campo magnetostático

$$B_0 = \frac{\Omega_{c1}}{(q/m)_1}. \quad (3.26)$$

Podemos notar que a massa  $m_i$  e a carga  $q_i$  têm pouca importância no sistema “físico” computacional. Para realizar as simulações os parâmetros mais importantes, fisicamente, são as densidade de massa  $n_i m_i$  e a densidade de carga  $n_i q_i$ , que são dadas por

$$n_i m_i = \frac{\varepsilon_0 \omega_{pi}^2}{(q/m)_i^2}, \quad n_i q_i = \frac{\varepsilon_0 \omega_{pi}^2}{(q/m)_i}. \quad (3.27)$$

Os valores de  $\omega_{pi}$  e  $(q/m)_i$  para as diferentes espécies devem ser levados em conta durante as simulações. Uma vez definidas as grades espacial e temporal, bem como, o sistema de equações que serão utilizados na simulação juntamente com as condições de contorno adequadas, pode-se utilizar as simulações de partículas para estudar uma série de fenômenos de física de plasma espacial.

### 3.7 Código de Simulação Modificado

Como já foi comentado anteriormente, neste trabalho modificamos o código de simulação KEMPO 1D para receber múltiplas injeções de partículas. Em Omura e Matsumoto (1993) obtemos uma descrição detalhada do código de simulação, portanto, nesta seção vamos abordar apenas as modificações realizadas no código e alguns aspectos que foram levados em conta para fazer estas modificações. As alterações mais profundas foram realizadas nas sub-rotinas que carregam as informações do sistema, guardam o estado da simulação e distribuem as partículas nas grades de simulação.

Antes da simulação realmente iniciar, algumas sub-rotinas do código fazem uma série de ajustes que são necessários para converter os parâmetros numéricos das simulação em quantidades que possam ser tratadas numericamente pelo código. Antes do instante  $\omega_{pe} t = 0,0$  na simulação, a sub-rotina chamada *INPUT* define as dimensões espaciais e

temporais da sistema, o número de pontos na grade espacial  $nx$ , tamanho de cada célula da grade espacial  $\Delta x$ , tamanho do passo temporal  $\Delta t$  e número de passos temporais  $ntime$ . Estas quatro quantidades definem o tempo de simulação e o tamanho do sistema. Nesta mesma subrotina são definidas todas as informações referentes aos instantes nos quais os diagnósticos serão armazenados. Outra informação que é definida na sub-rotina *INPUT* são as espécies (elétrons, íons) que vão compor o plasma, o número de espécies (plasma de fundo, feixes) e os parâmetros físicos de cada espécie (freqüência, velocidade, temperatura, numero de super partículas, etc).

Após a sub-rotina *INPUT* terminar, duas sub-rotinas entram em cena *CHKPRM* e *RENORM*. A primeira, *CHKPRM*, verifica se as condições de Courant são satisfeitas, se as dimensões do sistema, número de partículas e número de espécies estão adequadas de forma que não seja introduzida instabilidade numérica na simulação. A segunda, *RENORM*, faz a renormalização de todas as quantidades de acordo com os parâmetros dimensionais do sistema.

Se a simulação passar por estas três sub-rotinas então as condições do sistema estão aptas a prosseguir, mas isto não é suficiente para evitar instabilidades numéricas, este pré-processamento verifica apenas algumas condições que são necessárias para a simulação iniciar. Estes testes não substituem o tratamento prévio que deve ser realizado para estimar o comportamento do sistema.

Depois que o pré-processamento é realizado, a sub-rotina *INITIAL* é chamada. Esta sub-rotina sofreu as modificações mais expressivas para tornar possível a inclusão do segundo feixe. Na sub-rotina *INITIAL* são obtidas as densidades de partículas nos pontos da grade para cada uma das espécies do plasma, esta densidade é calculada a partir da freqüência de plasma e número de super partículas de cada uma delas. A partir da freqüência ciclotrônica, definida como parâmetro inicial da simulação, o campo magnético ambiente é obtido.

Para cada uma das espécies do plasma, são calculadas a carga e a densidade. Após este estágio, cada uma das partículas que constituem o plasma são posicionadas na grade espacial e suas velocidades vetoriais calculadas. Se a simulação inicia sem perturbação inicial, as componentes do campo elétrico são feitas todas iguais a zero, isto garante que as partículas não serão submetidas a campos elétricos externos.

Depois que todos os parâmetros são carregados a simulação é iniciada e as equações de Maxwell e movimento são calculadas de maneira auto-consistente.

No final do primeiro estágio da simulação, antes do segundo feixe ser injetado no sistema,

todas os parâmetros físicos e numéricos são armazenados, campos, velocidades, posições, freqüências e parâmetros do sistema. Antes da simulação recomeçar com o segundo feixe injetado, são extraídas todas as informações referentes às partículas e campos do primeiro estágio.

Quando a simulação recomeça com o segundo feixe, as partículas da simulação anterior são carregadas e distribuídas na grade espacial, as velocidades vetoriais também são carregadas. As partículas do segundo feixe são então distribuídas na grade de simulação pela sub-rotina *INITIAL*, e suas velocidades calculadas. Os campos das ondas que foram geradas no estágio inicial são carregados e a simulação reinicia com estas novas condições iniciais. Os resultados das simulações computacionais são apresentados no próximo capítulo.



## **4 SIMULAÇÃO ELETROMAGNÉTICA UNIDIMENSIONAL DE MÚLTIPLOS FEIXES DE ELÉTRONS E EMISSÃO DE RADIAÇÃO**

### **4.1 Introdução**

Atualmente, sabemos que feixes de elétrons desempenham um importante papel no mecanismo de emissão de rádio. Este tipo de radiação é comumente observado pelos satélites na região do arco de choque terrestre e nas explosões solares tipo II e III. Os feixes de elétrons que são refletidos de volta ao meio interplanetário pelo arco de choque terrestre são considerados como uma possível fonte das ondas de rádio observadas na região do antechoque terrestre. Pesquisas recentes (LI et al., 2002; KASABA et al., 2001) sugerem que múltiplos feixes de elétrons podem ser injetados durante um período de tempo, estes feixes podem perder suas características individuais e fundirem-se formando um único feixe. Neste capítulo vamos utilizar um código de simulação por partículas para estudar a injeção de dois feixes de elétrons em diferentes instantes da simulação.

O primeiro feixe de elétrons é responsável por destruir o estado de equilíbrio do sistema e introduzir ondas de Langmuir através de instabilidade feixe - plasma. Subseqüentemente o segundo feixe é injetado no sistema e interage com o plasma ambiente, primeiro feixe de elétrons e as ondas de Langmuir geradas no sistema. As condições iniciais para o plasma de fundo e os feixes são baseadas em dados observacionais do vento solar e região do arco de choque terrestre.

No Capítulo 1 abordamos a parte fenomenológica do mecanismo de emissão de radiação, portanto neste capítulo não vamos entrar em detalhes observacionais. Vamos deter nosso foco nos aspectos mais importantes que nos levaram a estudar as emissões de radiação e geração de harmônicos a partir da injeção de múltiplos feixes de elétrons.

Acima do arco de choque terrestre os elétrons podem ser refletidos e após a reflexão podem assumir a forma de um ou mais feixes de elétrons que são injetados no meio interplanetário onde o plasma local é não homogêneo, com variações espaciais uniforme (ex.  $r^{-2}$  a partir do Sol) e variações espaciais irregulares (devido a turbulência). Baseado nestas possibilidades, pesquisas recentes utilizam mais de um feixe de elétrons no estudo da dinâmica do sistema para compreender as características físicas sobre as emissões eletrostáticas e eletromagnéticas (LI et al., 2002; KASABA et al., 2001).

Nas últimas décadas, com o avanço tecnológico, experimentos computacionais estão sendo largamente utilizados para compreender a física dos plasmas espaciais (MATSUMOTO; SATO, 1985; BIRDSALL; LANGDON, 1991; OMURA; MATSUMOTO, 1993; BIRDSALL; FUSS, 1997; UMEDA et al., 2003).

Em particular, as simulações numéricas têm se mostrado uma poderosa ferramenta para auxiliar na compreensão dos fenômenos de emissão de radiação.

As simulações de interações feixe-plasma, tanto as por partículas quanto as usando as equações de Vlasov, mostram o surgimento (ou a excitação) de harmônicos da freqüência de plasma. Alguns trabalhos, teóricos e computacionais, vêm sendo realizados para descobrir o processo de emissão destes harmônicos (UMEDA et al., 2003; YOON, 2000; YOON et al., 2003; GAELZER et al., 2003).

Algumas teorias consideram que os harmônicos são auto-modos de um sistema de plasma não linear (YOON, 2000). Esta mesma aproximação foi seguida por Kasaba et al. (2001) e Schriver et al. (2000) em suas simulações que mostraram que os harmônicos persistem após a fase não linear (geração dos vórtices) quando estruturas coerentes no espaço de fase não são bem definidas e quando o plasma está em um estágio que pode ser caracterizado genuinamente por fases aleatórias.

As simulações realizadas por Schriver et al. (2000) e Kasaba et al. (2001) para os primeiros harmônicos mostraram, a partir do diagrama  $\omega \times k$ , que estes podem ocupar uma banda espectral que pode ser bem descrita por uma relação de dispersão teórica.

Schrivier et al. (2000) estudaram as propriedades lineares e não lineares de ondas elétron acústicas através da análise teórica das condições de instabilidade; realizaram também simulações eletrostáticas de partículas (PIC-code) e Vlasov para um feixe de elétrons injetado em um plasma onde, em uma primeira aproximação foi considerado quente e na outra um plasma frio. Tanto nas simulações via partículas, onde as equações de Maxwell e movimento são resolvidas de forma auto consistente, quanto nas simulações de Vlasov, onde a função de distribuição é resolvida no tempo e no espaço, observaram a emissão dos modos fundamentais e o primeiro harmônico.

Kasaba et al. (2001) realizaram simulações por partículas considerando um único feixe de elétrons. Suas simulações foram realizadas com um código uni e outro bidimensional. Em ambos os casos eles obtiveram a emissão de ondas eletrostáticas com  $2\omega_{pe}$ . Em seu trabalho Kasaba et al. (2001) também observaram a emissão eletromagnética, que pode ter sido gerada pelo acoplamento onda-onda envolvendo as ondas de Langmuir com propagação para frente e para trás. Neste caso a emissão eletromagnética só foi verificada com o código bidimensional.

Li et al. (2002) investigaram numericamente a propagação de múltiplos feixes de elétrons utilizando a teoria quase-linear resolvendo a função de distribuição das ondas de Langmuir via número de ocupação da onda (MELROSE, 1986). Eles observaram que o mecanismo

de fusão dos feixes ocorre devido a interação entre as partículas dos feixes e as ondas associadas ao sistema, isto é, as partículas rápidas do feixe injetado perdem energia para as ondas geradas pelo feixe líder, enquanto que as partículas lentas do feixe líder absorvem energia das ondas induzidas pelo segundo feixe. Este processo elimina sistematicamente a diferença de velocidade entre os dois feixes.

Motivados pelos resultados numéricos obtidos por Schriver et al. (2000), Kasaba et al. (2001) e Li et al. (2002), neste trabalho vamos utilizar simulações computacionais via partículas, PIC-code, para estudar a emissão de radiação a partir de múltiplas injeções de feixes de partículas. A contribuição científica deste trabalho está no fato de que até a presente data nenhum trabalho de simulação via PIC-code foi realizado para simular múltiplos feixes de elétrons. A vantagem de injetar o segundo feixe com o sistema entrando em equilíbrio é que o novo feixe encontra o sistema em um estágio turbulento, condição que se aproxima mais da real encontrada no meio interplanetário.

Escolhemos um código de partículas para realizar este trabalho porque este apresenta alguma vantagem em relação aos códigos de Vlasov, uma vez que todas as quantidades são obtidas a partir da solução das equações de Maxwell e movimento de forma auto consistente. Entretanto, sabemos que em simulações de Vlasov não há presença de ruído nos resultados o que facilita a identificação das ondas induzidas no sistema simulado.

Como já foi dito anteriormente, neste trabalho utilizamos o código KEMPO-1D (OMURA; MATSUMOTO, 1993) que foi modificado para permitir a injeção de um segundo feixe no sistema, após a perturbação causada pelo primeiro. O caso mais simples foi considerado, em  $t = 0$ , o primeiro feixe de elétrons é injetado no sistema, as simulações evoluem até um determinado instante no qual o segundo feixe, com suas características bem definidas, também é injetado no sistema e a simulação continua a partir deste instante. Ambos os feixes ocupam todo o sistema no momento de sua injeção, isto é, no instante em que o tempo passa a evoluir nas simulações, os feixes, cada um em seu respectivo instante, já estão completamente distribuídos na janela de simulação. Este procedimento é realizado para evitar efeitos de grade numérica nas regiões de contorno do código, que são consideradas periódicas.

## 4.2 Modelo de Simulação

As simulações são realizadas utilizando o código unidimensional com condições de contorno periódicas e adotando a direção do eixo  $x$  ao longo do campo magnético ambiente.

O código foi modificado de tal forma que um segundo feixe possa ser injetado durante as simulações. Quando o sistema atinge o estado perturbado desejado, todas as variáveis ne-

cessárias para dar início à simulação são armazenadas. O segundo feixe é então distribuído no sistema e todas as informações armazenadas previamente são carregadas no sistema agora com os dois feixes. A simulação continua a partir desta nova condição inicial até a condição final pré-determinada.

Nas simulações realizadas apenas com o primeiro feixe de elétrons (caso padrão) escolhemos como condição final o instante no qual a energia elétrica e cinética estão próximas do equilíbrio, isto é, são praticamente constantes, Figura (4.2). Após  $300 \omega_{pe}t$  o sistema não tem energia livre suficiente para gerar instabilidades e não é esperado modificações nas características físicas da simulação. Após este período o acumulo de erro numérico pode produzir um falso comportamento físico no sistema. Utilizamos os mesmos critérios para determinar o instante final das simulações incluindo o segundo feixe de elétrons (primeiro, segundo e terceiro casos). Embora os gráficos das energias (Figura (4.11)) apresentem inclinação maior que as do caso padrão, mantivemos os mesmos 327 períodos de plasma para encerrar a simulação, com isto, garantimos a ausência de instabilidade numérica no sistema.

Para realizar as simulações utilizamos um sistema com comprimento  $L = 2048\lambda_D$ , onde  $\lambda_D$  é o comprimento de Debye, e espaçamento na grade dado por  $\Delta x = 1 \lambda_D$ . Todas as freqüências e velocidades são normalizadas pela freqüência de plasma  $\omega_{pe}$  e velocidade térmica dos elétrons  $v_{the}$ , respectivamente. A simulação é realizada durante 16384 passos temporais, onde cada passo é dado por  $\Delta t = 0,02 \omega_{pe}^{-1}$ , após a injeção de cada feixe, ou seja o sistema evolui até  $\omega_{pe}t = 327,68$  períodos de plasma, que equivalem à  $\Omega_{ce}t = 163,84$  períodos ciclotrônicos. Os íons são considerados imóveis e participam apenas da neutralidade de carga do sistema.

Para podermos comparar o efeito do segundo feixe, uma rodada inicial, chamada de caso padrão, foi feita. Nesta rodada, o primeiro feixe de elétrons é utilizado para quebrar o estado de equilíbrio do sistema e induzir a formação de ondas de Langmuir. No caso padrão adotamos as velocidades de deriva dos elétrons  $v_{de} = 0,1 v_{the}$  e  $v_{db1} = 7,5 v_{the}$  para o plasma de fundo e primeiro feixe respectivamente. Nas simulações adotamos 512 super partículas por célula para o plasma ambiente e 256 super partículas por célula para cada um dos feixes de elétrons.

As simulações foram realizadas para três casos diferentes, variando a velocidade de deriva do segundo feixe. Em todos os casos os feixes são representados por uma função de distribuição Maxweliana, Figura (4.1). No primeiro caso (Figura 4.1-B), consideramos o segundo feixe de elétrons como tendo a mesma velocidade de deriva do primeiro feixe,  $v_{db2-P} = 7,5 v_{the}$ ; para o segundo caso (Figura 4.1-C) consideramos o segundo feixe com

uma velocidade de deriva menor que a do primeiro feixe  $v_{db2-S} = 3,75 v_{the}$ , e no terceiro caso (Figura 4.1-D) o segundo feixe possui velocidade de deriva maior que a do primeiro feixe  $v_{db2-T} = 11,25 v_{the}$ , onde os índices subscritos nas velocidades de deriva  $db2 - P$ ,  $db2 - S$  e  $db2 - T$  significam a velocidade de deriva do segundo feixe para o primeiro caso (P), segundo caso (S) e terceiro caso (T), respectivamente.

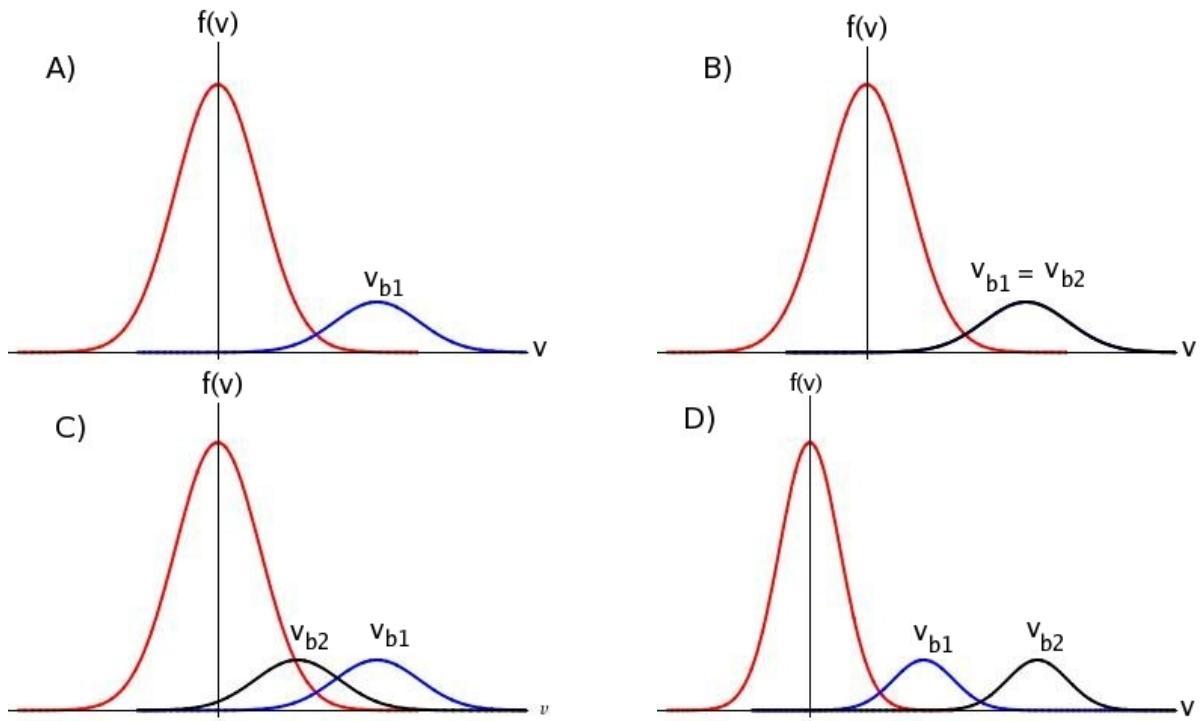


Figura 4.1 - Representação do sistema por funções de distribuição para os quatro casos estudados. A) Caso padrão. B) Primeiro caso. C) Segundo caso. D) Terceiro caso.

Em todos os casos consideramos os dois feixes de elétrons com mesma freqüência de plasma  $\omega_{pb1,2} = 0,35 \omega_{pe}$  e mesma velocidade térmica paralela  $v_{pab1,2}$  e perpendicular  $v_{peb1,2}$ , ambas iguais à  $2,54 v_{the}$ .

Nossas simulações foram realizadas utilizando um cluster de computadores (Turma da Mônica) que foi adquirido e configurado para o desenvolvimento deste trabalho (SIMÕES JUNIOR, 2008). Este cluster conta com 6 processadores de 4,2 GHz configurados para trabalhar em paralelo, 6 “GigaBytes” de memória RAM e 750 “GigaBytes” de espaço para armazenamento de dados. Atualmente está em expansão para 16 processadores, 16 “GigaBytes” de memória RAM e 3,2 “TeraBytes” de espaço para armazenamento de dados com verba já disponível mediante edital universal do CNPq nº 474481/2007-7.

### 4.3 Simulações Computacionais

Nas próximas seções vamos apresentar os resultados das simulações computacionais via partículas para quatro diferentes casos; no primeiro caso, chamado caso padrão, um único feixe de partículas é injetado em um plasma ambiente para quebrar o equilíbrio e induzir ondas de Langmuir no sistema. Este caso é muito importante porque a partir dele podemos observar o efeito do segundo feixe. Nos outros três casos vamos iniciar as simulações a partir das condições finais do caso padrão, que são carregadas como condição inicial nas simulações incluindo o segundo feixe de elétrons.

### 4.4 Caso Padrão

Um importante mecanismo de emissão de ondas métricas nas explosões solares é a “emissão de plasma”. Este processo envolve, em geral, três estágios. O primeiro estágio é a geração de ondas via turbulência de Langmuir (Langmuir turbulence), Melrose (1980). Os outros dois estágios envolvem processos não lineares de plasma que convertem energia das ondas de Langmuir em ondas transversais com freqüência fundamental e harmônica da freqüência local de plasma. Nesta seção, (Caso Padrão), utilizamos as simulações computacionais para gerar o primeiro estágio do processo de emissão de radiação.

Como mencionado anteriormente, no caso padrão consideramos um único feixe de elétrons injetado no plasma ambiente utilizando os parâmetros descritos na seção anterior. Neste caso adotamos o primeiro feixe com 35% da densidade do plasma ambiente.

A Figura (4.2) apresenta a evolução temporal das energias elétrica, magnética, cinética e total para o caso padrão. Podemos ver que a energia elétrica (quadro superior esquerdo) cresce às custas da energia cinética (quadro inferior esquerdo) com pico de energia  $W_E \approx 0,093$  em  $\omega_{pe}t = 58,8$ . As unidades são arbitrárias, uma vez que todas as quantidades são normalizadas. Podemos observar que a energia magnética  $W_B$  (quadro superior direito) cresce gradualmente durante a simulação. A energia total do sistema, soma das energias elétrica, magnética e cinética, não é modificada, uma evidência de que não há instabilidade numérica durante as simulações. Uma vez que não há fontes e perdas de energia no sistema a energia total deve permanecer constante.

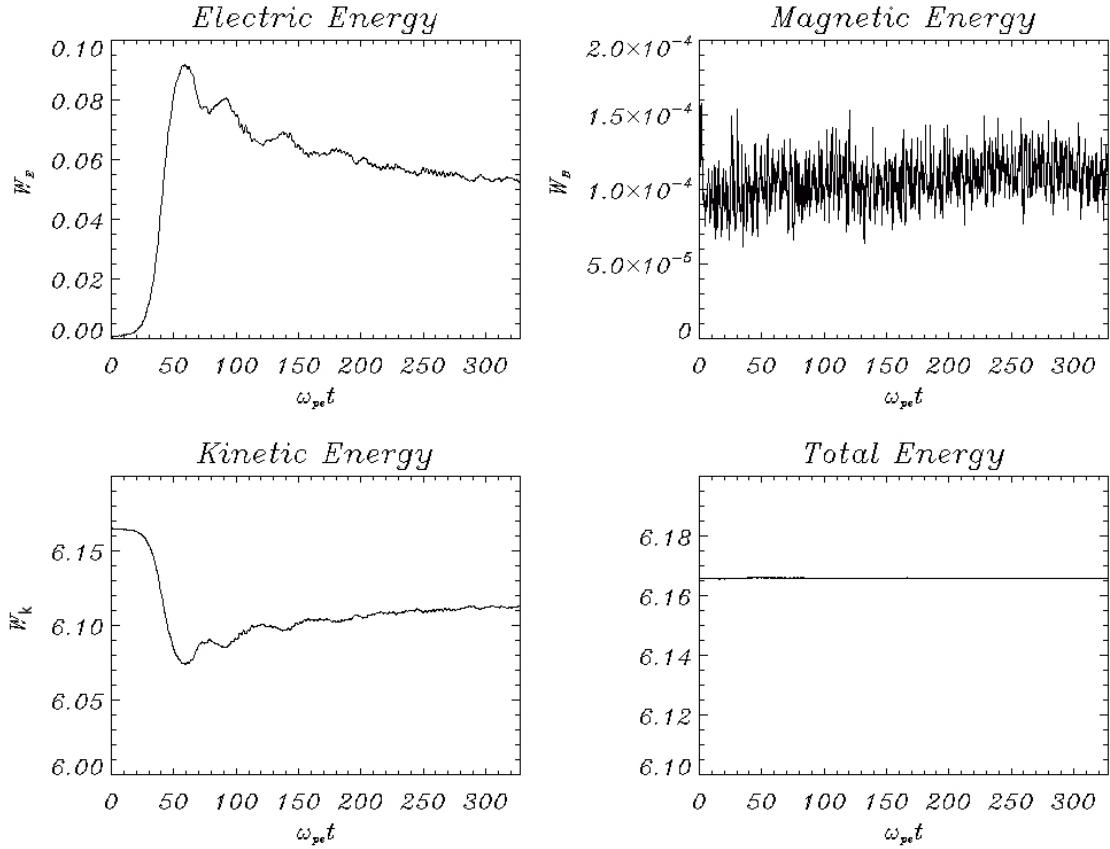


Figura 4.2 - Evolução temporal da energia do campo elétrico total (quadro superior esquerdo), campo magnético total (quadro superior direito), energia cinética total (quadro inferior esquerdo) e energia total do sistema, soma das energias elétrica, magnética e cinética (quadro inferior direito) para o caso padrão.

Nos gráficos das energias, Figura (4.2), podemos ver a formação de três picos na energia elétrica: o primeiro em  $\omega_{pe}t = 58,8$ , o segundo e o terceiro em  $\omega_{pe}t = 94,7$  e  $\omega_{pe}t = 138,2$ , respectivamente. O primeiro pico começa a crescer a partir de  $\omega_{pe}t \approx 15,36$  com uma taxa de crescimento  $\gamma_{WE} = 0,134$ . A energia elétrica cresce durante o estágio inicial da simulação associado a formação dos vórtices no espaço de fase das partículas (Figura (4.4)), e geração das ondas de Langmuir. Os outros picos menores na energia elétrica estão relacionados com a formação de pequenos vórtices dentro dos vórtices já formados. A energia das componentes eletromagnéticas,  $(E_y^2 + E_z^2)$  cresce durante toda a simulação passando de aproximadamente 0,17 no instante inicial para 0,21 no final da simulação, com uma taxa de crescimento  $\gamma_{el} = 6,54 \times 10^{-4}$ , como mostrado na Figura (4.3).

A evolução temporal do movimento das partículas é apresentada no espaço de fase, Figura (4.4). O plasma ambiente é representado pela cor preta e o primeiro feixe de elétrons pela cor vermelha. Em  $\omega_{pe}t = 0,0$  (quadro superior esquerdo) o primeiro feixe está completamente distribuído na caixa de simulação de comprimento  $L = 2048\lambda_D$ . Nos gráficos do

espaço de fase apresentamos apenas os primeiros 300 pontos da grade espacial, isto foi realizado para facilitar a identificação dos vórtices e a visualização da evolução temporal das partículas.

Os vórtices são formados no estágio inicial da simulação ( $\omega_{pe}t = 0,0 \rightarrow \approx 58,8$ ); durante esta formação as partículas aproximam-se umas das outras fazendo com que a energia elétrica do sistema aumente e consequentemente a energia cinética diminua. Após o estágio inicial os vórtices são gradualmente destruídos, quando o sistema passa para a fase turbulenta.

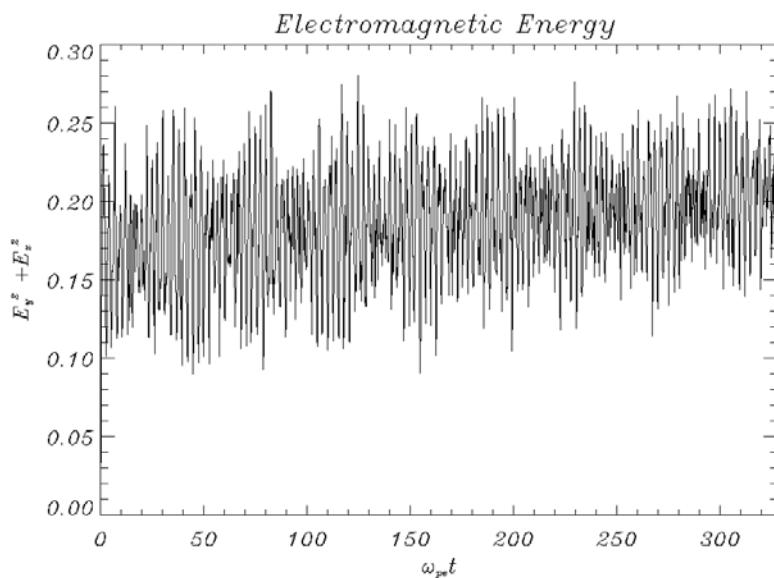


Figura 4.3 - Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ( $E_y^2 + E_z^2$ ) durante a simulação do caso padrão.

A energia elétrica começa a crescer em  $\omega_{pe}t = 15,36$ ; este instante de tempo é apresentado no quadro b) da Figura (4.4). O quadro c) apresenta o instante de tempo onde a taxa de crescimento da energia do campo elétrico é máxima ( $\omega_{pe}t = 58,8$ ); os quadros nos instantes  $\omega_{pe}t = 94,7$  e  $\omega_{pe}t = 138,2$  mostram o estado do sistema para os outros máximos na energia elétrica. Após  $\omega_{pe}t = 61,44$  (quadro d)) vemos que os vórtices começam a ser destruídos.

Na Figura (4.5)<sup>1</sup> apresentamos o espaço de fase separando o plasma de fundo do feixe de elétrons. O plasma ambiente é posicionado na parte inferior de cada quadro e o feixe de elétrons na parte superior; neste caso são mostrados apenas os primeiros 400 pontos da grade espacial. A escala de cores representa a densidade de partículas. Como podemos observar, o plasma ambiente bem como o primeiro feixe de elétrons possui uma distribuição Maxwelliana de velocidades no início da simulação, em  $\omega_{pe}t = 0,0$ .

A partir da figura podemos observar a variação da densidade de partículas dentro de cada vórtice. Cada um destes vórtices possui um cinturão onde os elétrons são desacelerados, formando uma região com densidade de carga maior na metade inferior do vórtice. Por outro lado, na metade superior de cada vórtice as partículas tornam-se separadas espacialmente, gerando uma densidade menor. Devido a existência destas duas regiões, a taxa de crescimento temporal torna-se dependente do espaço fazendo com que o campo elétrico seja modulado espacialmente. Akimoto et al. (1996) apresenta uma explicação detalhada para este processo a partir do espaço de fase das partículas (Figura 3a de Akimoto et al. (1996)).

---

<sup>1</sup>esta figura é apresentada em duas páginas para melhorar a visualização; o mesmo se repete para os próximos casos

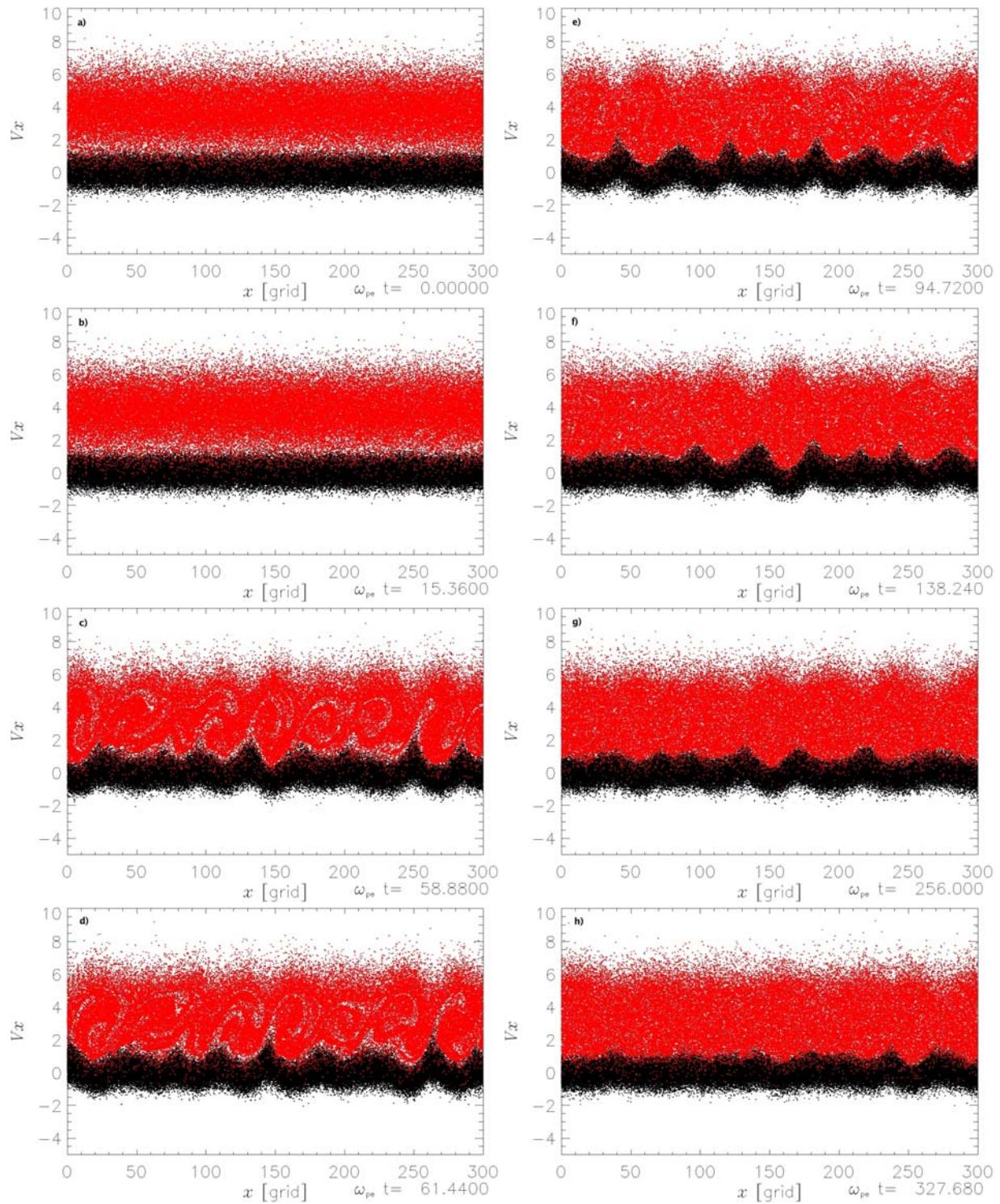


Figura 4.4 - Espaço de fase das partículas,  $x \times v_x$ , para diferentes instantes de tempo durante as simulações do caso padrão. As figuras são descritas no texto.

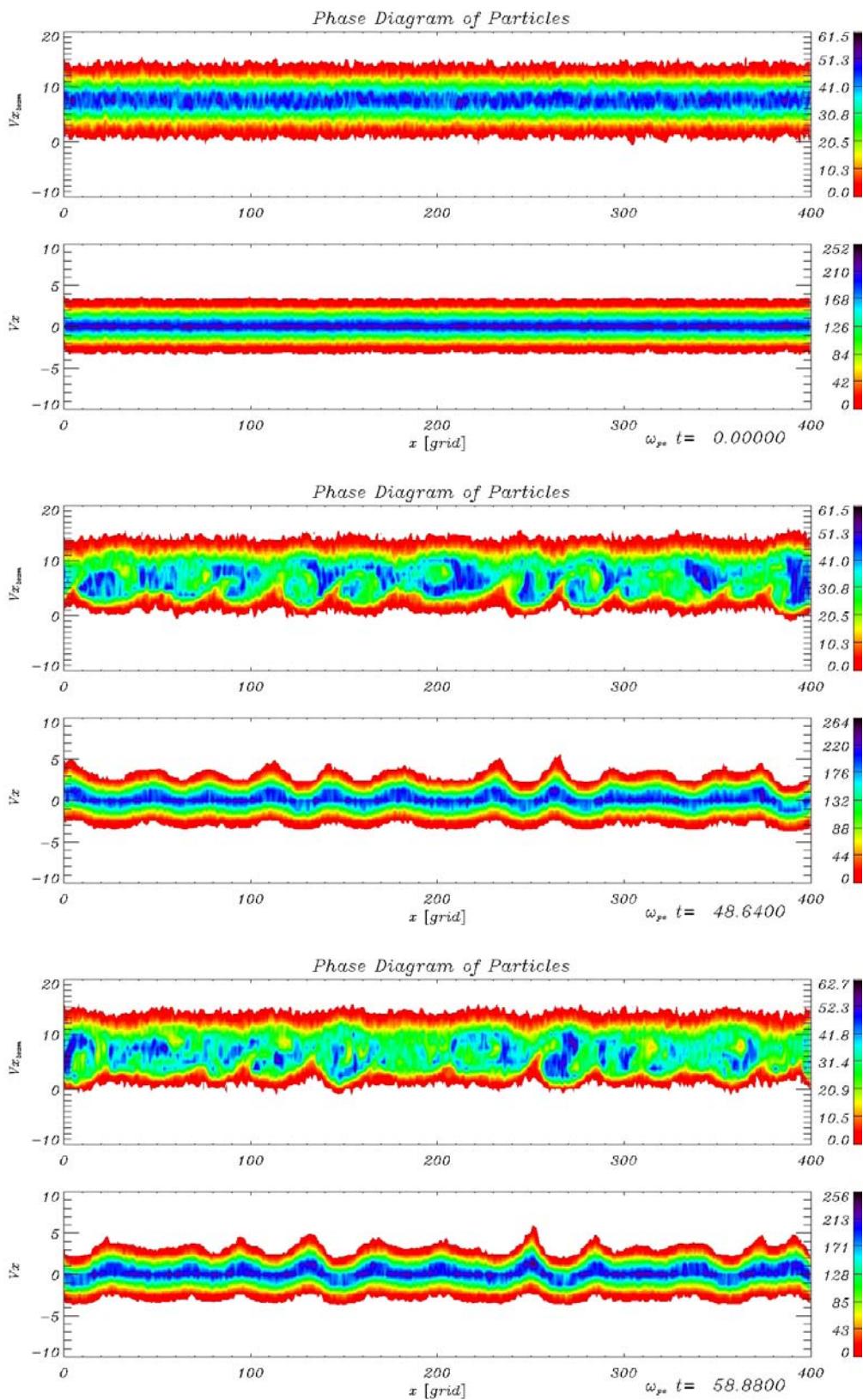


Figura 4.5 - Densidade de partículas do plasma ambiente e primeiro feixe de elétrons, caso padrão. Continua.

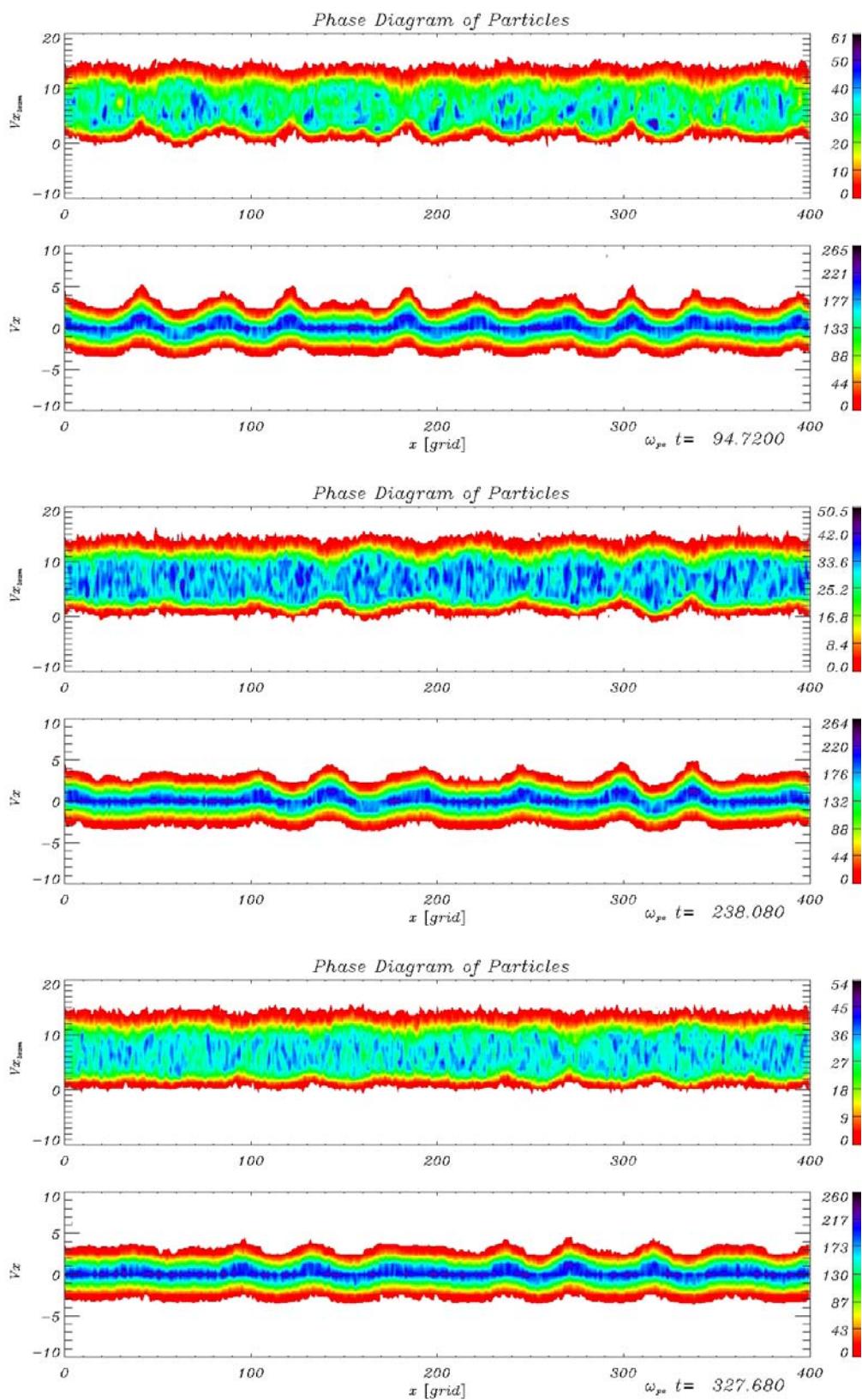


Figura 4.5 - Conclusão.

Se observarmos os quadros da Figura (4.5), que mostram a densidade de partículas no espaço de fase para diferentes instantes de tempo durante as simulações, verificamos que após a fase inicial (até  $\omega_{pe}t = 58,8$ ), estruturas coerentes (remanescente dos vórtices) permanecem no feixe de elétrons. Estas estruturas são moduladas pelo intenso campo elétrico das ondas de Langmuir que foram geradas pelo feixe.

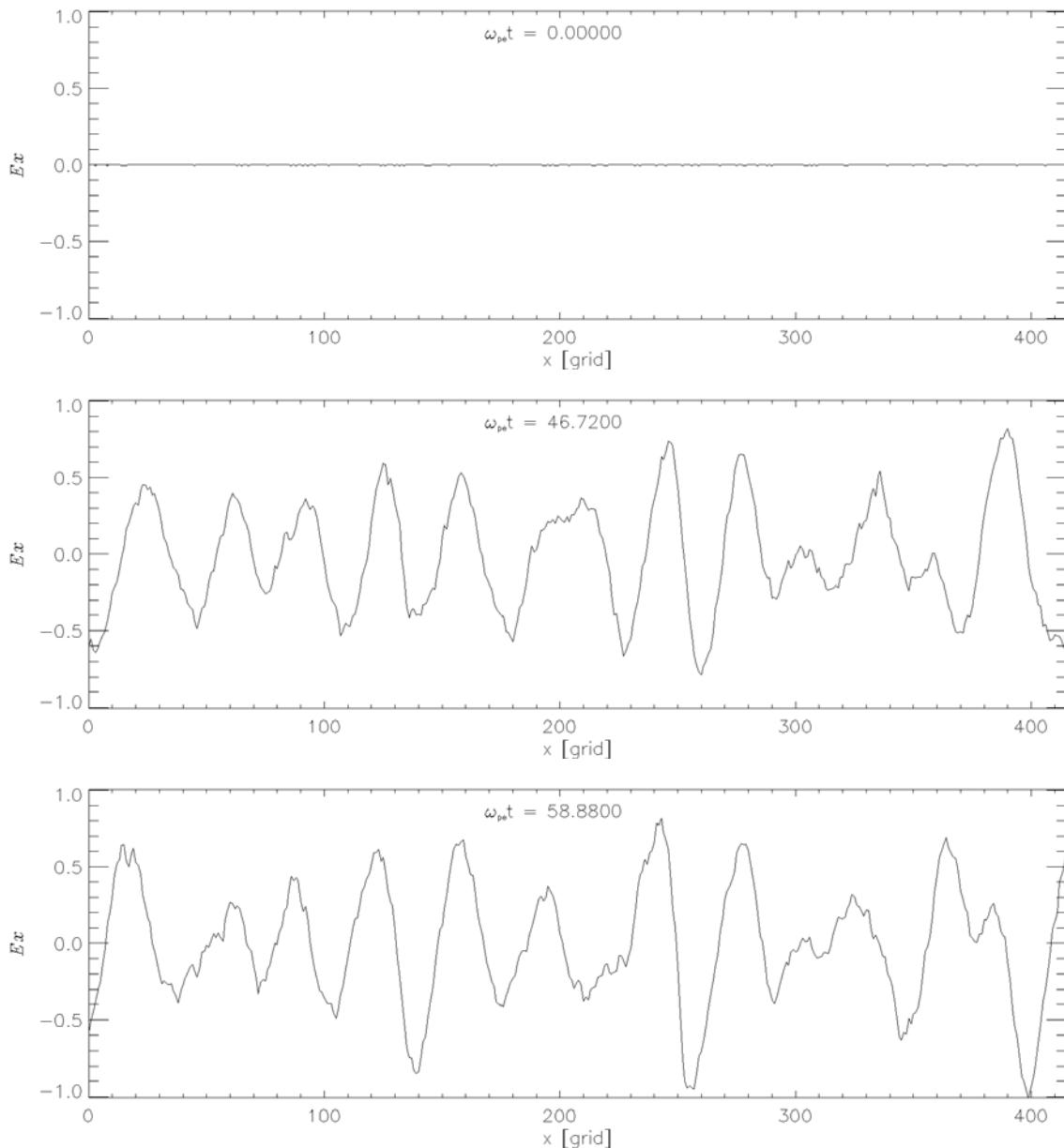


Figura 4.6 - Variação espacial da componente  $E_x$  do campo elétrico para o caso padrão. Continua.

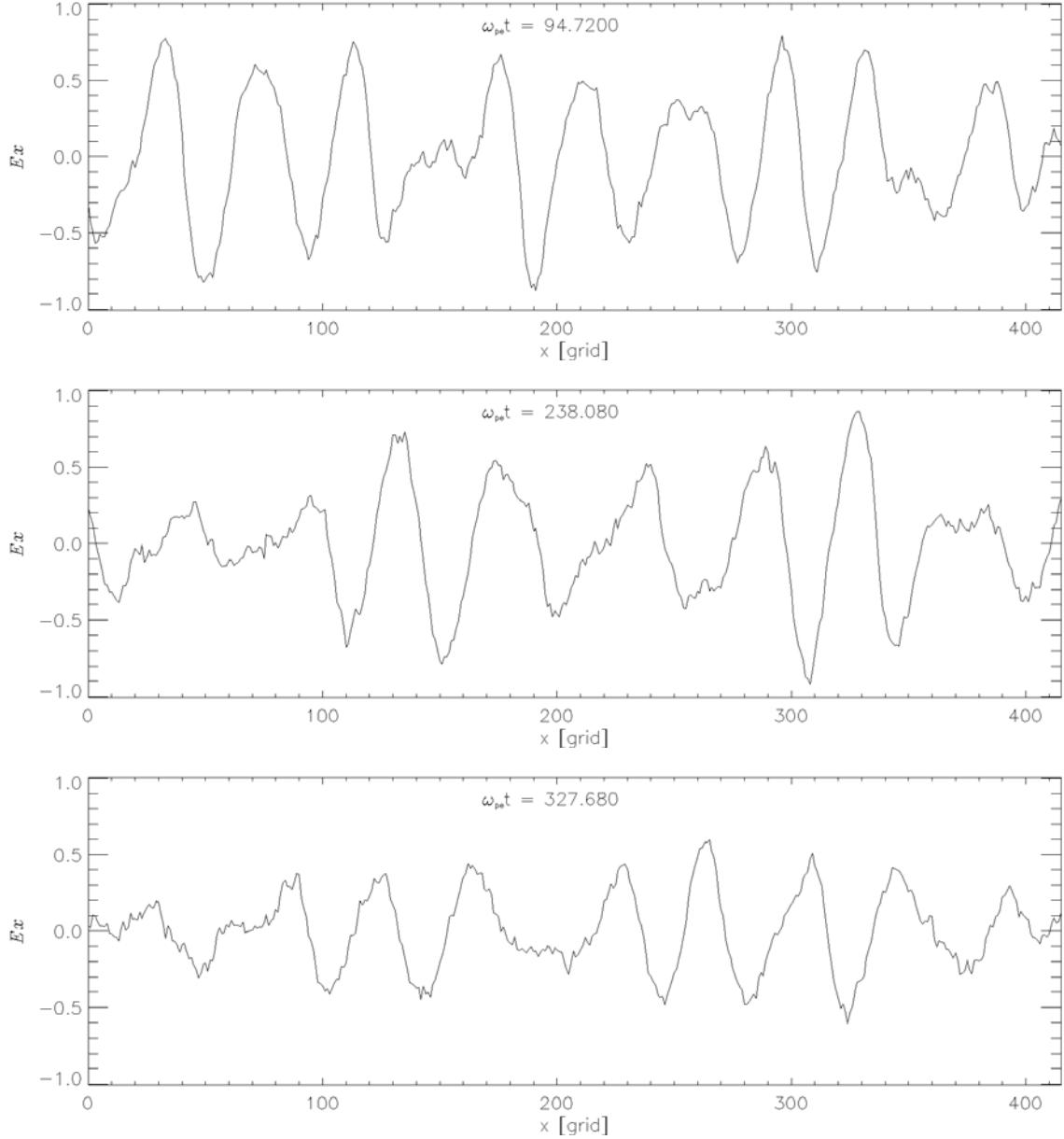


Figura 4.6 - Conclusão.

Comparando a variação espacial da componente  $E_x$  do campo elétrico para os diferentes instantes de tempo, Figura (4.6), podemos observar que durante o estágio inicial da simulação o campo elétrico é intensificado. Esta intensificação ocorre por causa das flutuações que surgem na densidade do plasma ambiente, devido à propagação relativa entre as partículas do feixe e as partículas do plasma de fundo. As partículas carregadas do feixe com diferentes velocidades, de maneira geral, reagem de forma diferente ao campo elétrico gerado pelas flutuações na densidade. Devido a coletividade do plasma, este comportamento diferenciado faz com que a formação dos vórtices não ocorra de forma uniforme (todos com o mesmo comportamento e amplitude) durante as simulações. Este comportamento

faz com que o campo elétrico não varie com fase constante (STIX, 1992; AKIMOTO et al., 1996).

Quando comparamos os quadros da Figura (4.5) com os da Figura (4.6) para cada instante de tempo, podemos observar que para cada estrutura coerente (vórtices) da Figura (4.5) temos uma região equivalente da Figura (4.6) caracterizada com um ciclo completo (um comprimento de onda) no campo elétrico. A partir da comparação dos gráficos para cada instante de tempo vemos que cada estrutura coerente possui campo elétrico nulo no centro e nas bordas da estrutura. Como cada uma destas estruturas não possui as mesmas dimensões, as partículas do feixe interagem mais tempo com determinadas estruturas do que com as outras. Este processo provoca uma modulação no campo elétrico do sistema. Por outro lado, as estruturas menores estão relacionadas a campos mais intensos; esta concorrência entre o tempo de interação e a intensidade do campo produz o comportamento não linear do sistema que faz com que as ondas cresçam.

O diagrama de dispersão  $\omega \times k$  é apresentado na Figura (4.7) para a componente  $E_x$  do campo elétrico. O diagrama é obtido através da transformada de Fourier no espaço, ao longo do eixo  $x$ , e no tempo. Para facilitar a identificação dos modos no diagrama  $\omega \times k$  colocamos algumas relações de dispersão teóricas, a partir dos parâmetros numéricos, como referência. A linha preta contínua representa a relação de dispersão para a onda de luz no vácuo  $\omega = ck$  onde  $c$  é a velocidade da luz (no modelo computacional  $c = 40$ ); a linha tracejada identifica a freqüência ciclotrônica normalizada,  $\Omega_{ce}/\omega_{pe} = 0,5$ ; a freqüência de plasma normalizada é identificada pela linha com traços seguidos de três pontos  $\omega_{pe}/\omega_{pe} = 1,0$ . Para facilitar a identificação colocamos a relação teórica para a onda elétron acústica  $\omega = v_{the}k$  (linha pontilhada) e a relação de dispersão de Bohm-Gross  $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + v_{the}^2 k^2$ , é representada pela linha com um traço seguido de um ponto. A escala de cores no diagrama  $\omega \times k$  está relacionada com a intensidade da componente do campo.

A partir da Figura (4.7) podemos observar a propagação de ondas de Langmuir para frente (forward)  $k > 0$ , e a onda de Langmuir contrapropagante (propagação para trás) que aparece para  $k < 0$  (backward). Esta onda é excitada por ondas de Langmuir que são retro-espalhadas pelo feixe e possui taxa de crescimento menor que as ondas com propagação para frente. Inicialmente, o número de onda da onda excitada para frente,  $k_x = 0,02$ , é menor que o esperado teoricamente a partir da teoria linear ( $k_x \approx \omega_{pe}/v_b = 0,13$ ). Contudo, este valor aumenta após a simulação atingir a fase não linear (geração dos vórtices). Estes resultados estão de acordo com resultados encontrados na literatura (DUM, 1990a; DUM, 1990b; NISHIKAWA; CAIRNS, 1991; KASABA et al., 2001). A teoria para emissão de radiação a partir de ondas de Langmuir contrapropagantes envolve o acoplamento de três ondas (ALVES et al., 2002; SIMÕES JUNIOR et al., 2005; GLANZ et al.,

1993; GARY, 1981) e não foi abordada explicitamente neste trabalho.

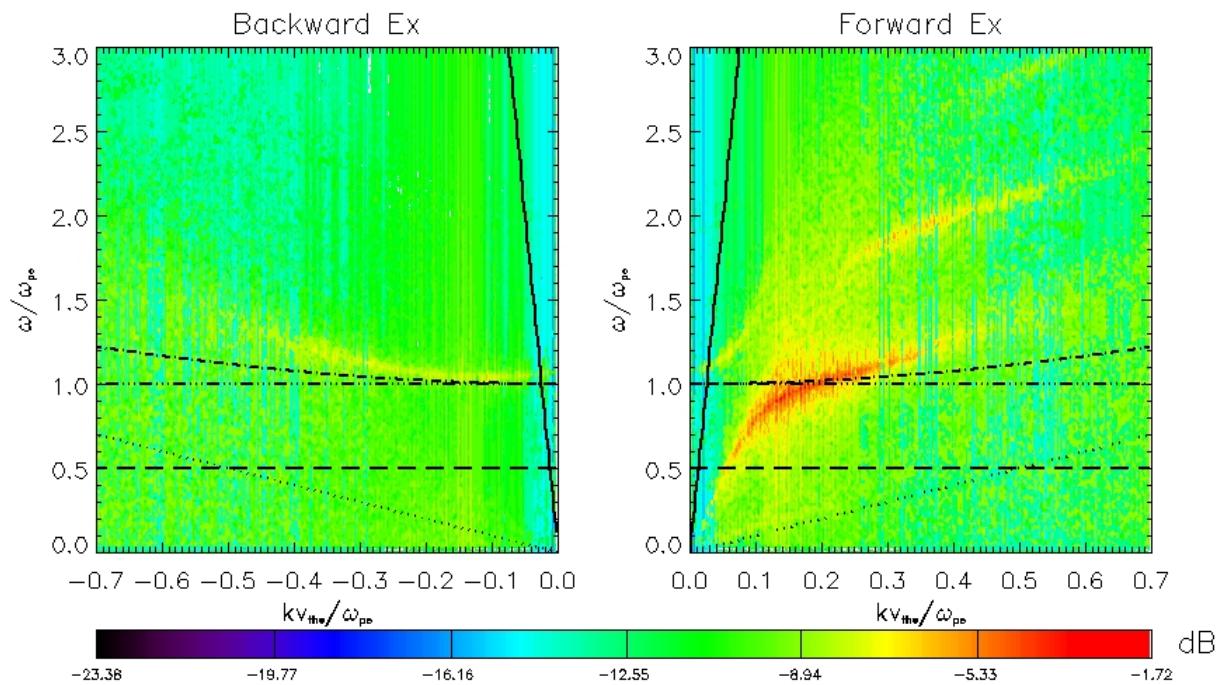


Figura 4.7 - Diagrama  $\omega \times k$  obtido a partir da evolução espaço temporal da componente  $x$  do campo elétrico ( $E_x$ ). As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação do caso padrão.

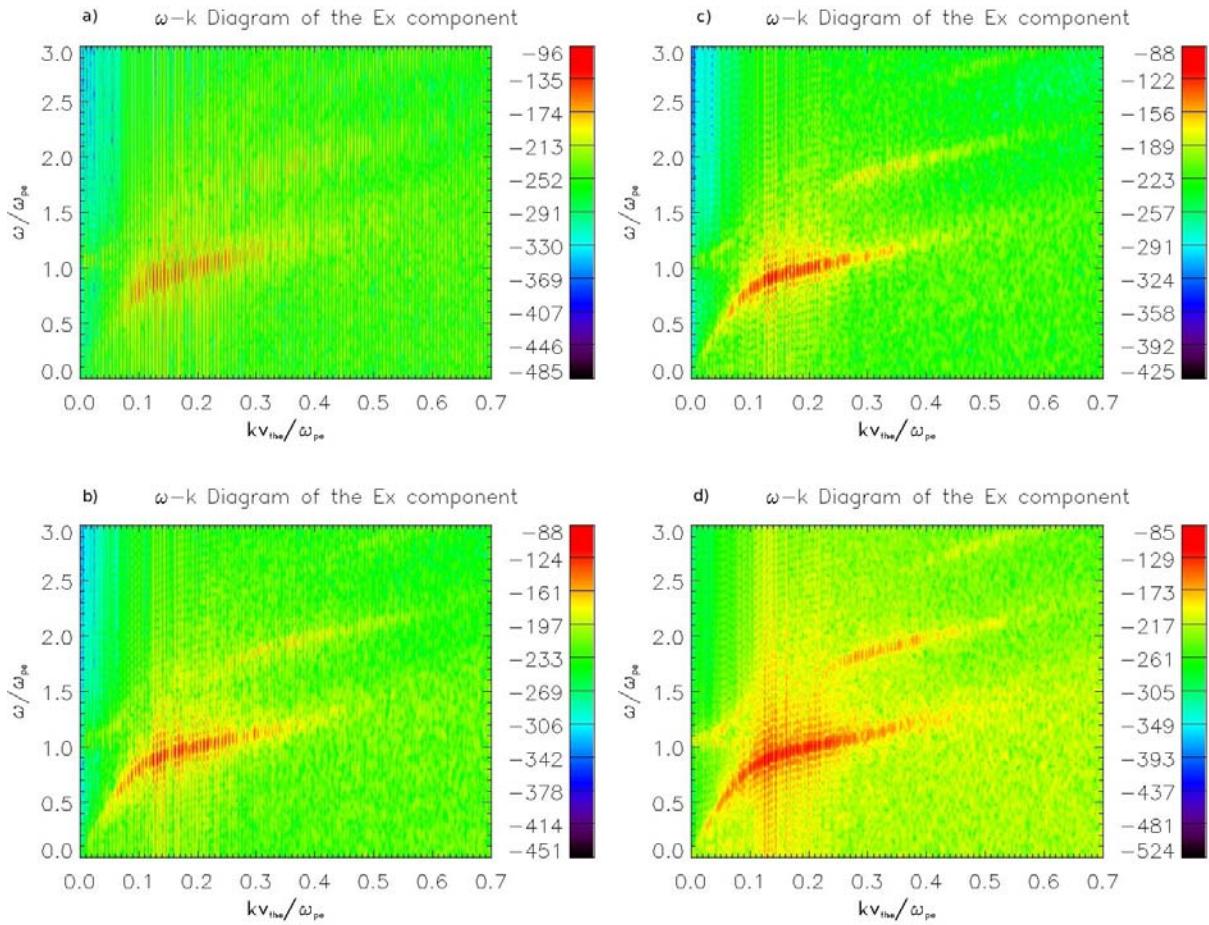


Figura 4.8 - Diagrama  $\omega - k$  para diferentes intervalos de tempo durante as simulações do caso padrão: a)  $\omega_{pet}t = 0 - 80$ , b)  $\omega_{pet}t = 80 - 160$ , c)  $\omega_{pet}t = 160 - 240$ , d)  $\omega_{pet}t = 240 - 327,68$ . Os detalhes são descritos no texto.

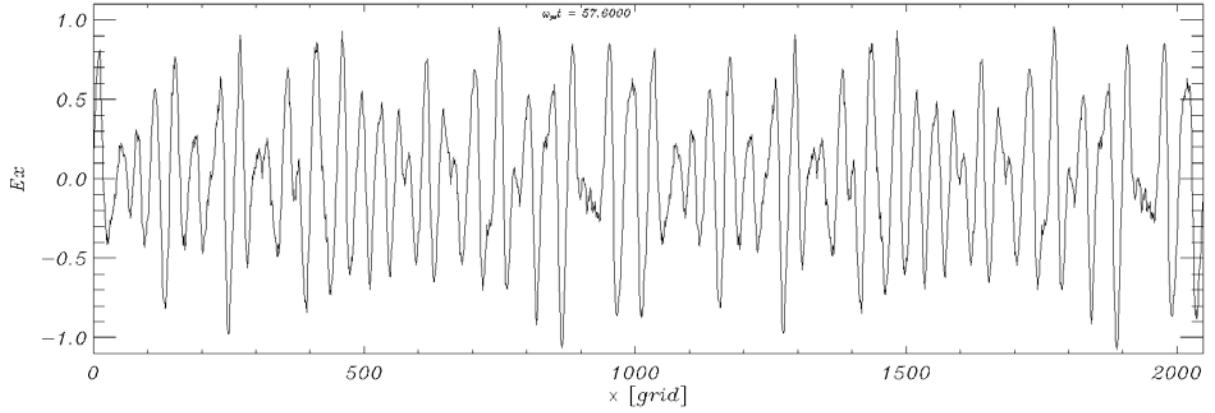
Os modos com freqüências  $\omega = 2\omega_{pe}$  e  $\omega = 3\omega_{pe}$  são os harmônicos do modo de feixe (beam mode), encontrados com propagação para frente com  $k_x \sim 2k_b$  e  $3k_b$ , onde  $k_b$  é o número de onda do modo de feixe fundamental. O número de onda do primeiro harmônico excitado inicialmente é aproximadamente  $2k_x \approx 2\omega_{pe}/v_b \approx 0,26$  e cresce para valores maiores durante a simulação. A partir das relações de dispersão obtemos para os harmônicos a velocidade de fase  $v_f \approx 5,0$  e velocidade de grupo  $v_g \approx 1,4$ .

Para verificar em que momento durante as simulações ocorre a geração dos harmônicos calculamos as relações de dispersão  $\omega \times k$  em diferentes instantes de tempo no decorrer da simulação. Os resultados são apresentados na Figura (4.8). Esta figura foi feita com intervalos de 80 ciclos de plasma durante quatro diferentes períodos da simulação para a componente  $E_x$  do campo elétrico. O intervalo de 80 ciclos foi escolhido de tal forma que é grande o suficiente para facilitar a realização das transformadas de Fourier no espaço e no tempo e pequeno o suficiente para que pudéssemos identificar o comportamento das

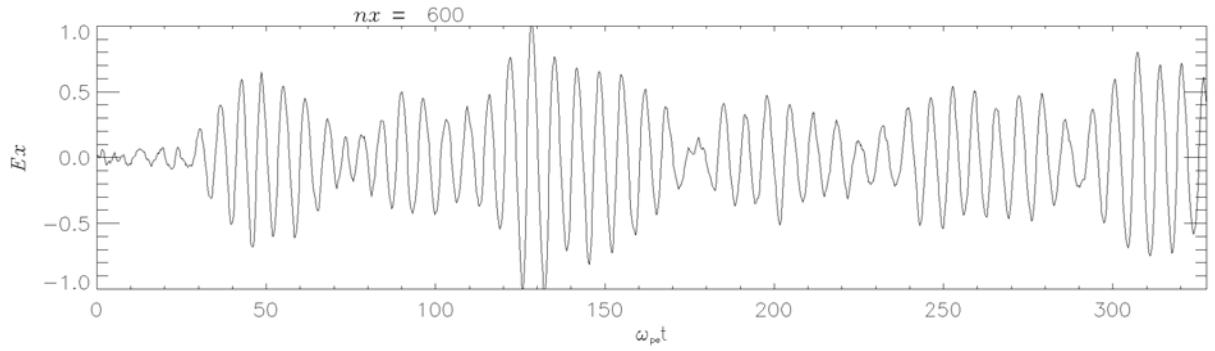
ondas em estágios diferentes durante a evolução da simulação. Os primeiros 80 ciclos mostrados no quadro *a*), são obtidos durante a fase linear (formação dos vórtices) até alguns instantes antes do segundo pico da energia elétrica. A intenção é verificar em que instante os harmônicos são gerados ou intensificados durante a simulação.

Cada quadro de 80 ciclos é realizado com o cuidado para que não haja acúmulo de intensidade nas variáveis utilizadas para fazer o quadro seguinte; com este cuidado garantimos que em cada quadro apenas as intensidades do campo acumuladas nos últimos 80 ciclos são computadas. A partir do quadro *a*)  $\omega_{pe}t = 0 - 80$  da Figura (4.8) podemos identificar o surgimento do modo fundamental ( $\omega = \omega_{pe}$ ) e o início da formação do primeiro harmônico ( $\omega = 2\omega_{pe}$ ).

No quadro *b*),  $\omega_{pe}t = 80 - 160$ , podemos ver que o modo fundamental e o harmônico são intensificados; o mesmo ocorre até os instantes finais da simulação, como pode ser visto nos quadros *c*) e *d*). A partir destes resultados vemos que os modos fundamental e harmônicos são gerados durante a fase não linear e são intensificados durante a fase de relaxamento, quando os vórtices começam a perder suas estruturas coerentes e as partículas começam a ganhar velocidade. Este fato é uma evidência que os harmônicos são intensificado na fase turbulenta da simulação.



(a) Variação espacial da componente  $E_x$  em  $\omega_{pe}t = 57,6$



(b) Variação temporal da componente  $E_x$  no ponto da grade  $nx = 600$

Figura 4.9 - Variação espacial (4.9(a)) e temporal (4.9(b)) da componente eletrostática do campo elétrico para o caso padrão.

A condição de Cerenkov  $\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0$  implica que as ondas com uma dada velocidade de fase,  $\omega/k$ , podem interagir somente com partículas com velocidades  $v > \omega/k$  (MELROSE, 1980). Desta forma as ondas de Langmuir que têm velocidades de fase em um intervalo  $v_{the} \ll \omega/k \leq c$  são muito eficientes no mecanismo de aceleração de partículas. A partir da Figura (4.9) podemos obter os seguintes parâmetros para as ondas eletrostáticas:  $k_x \approx 0,02$ ,  $\omega = 0,15$ , que de acordo com a teoria de instabilidade de dois feixes e emissão de harmônicos (MELROSE, 1980; YI et al., 2007) seria equivalente a uma onda gerada por um feixe com velocidade de deriva  $v_b = 7,5$ ; neste caso este valor está correto porque utilizamos um feixe com a mesma velocidade de deriva obtida para gerar as ondas de Langmuir. Este resultado mostra a consistência do modelo numérico com os modelos teóricos.

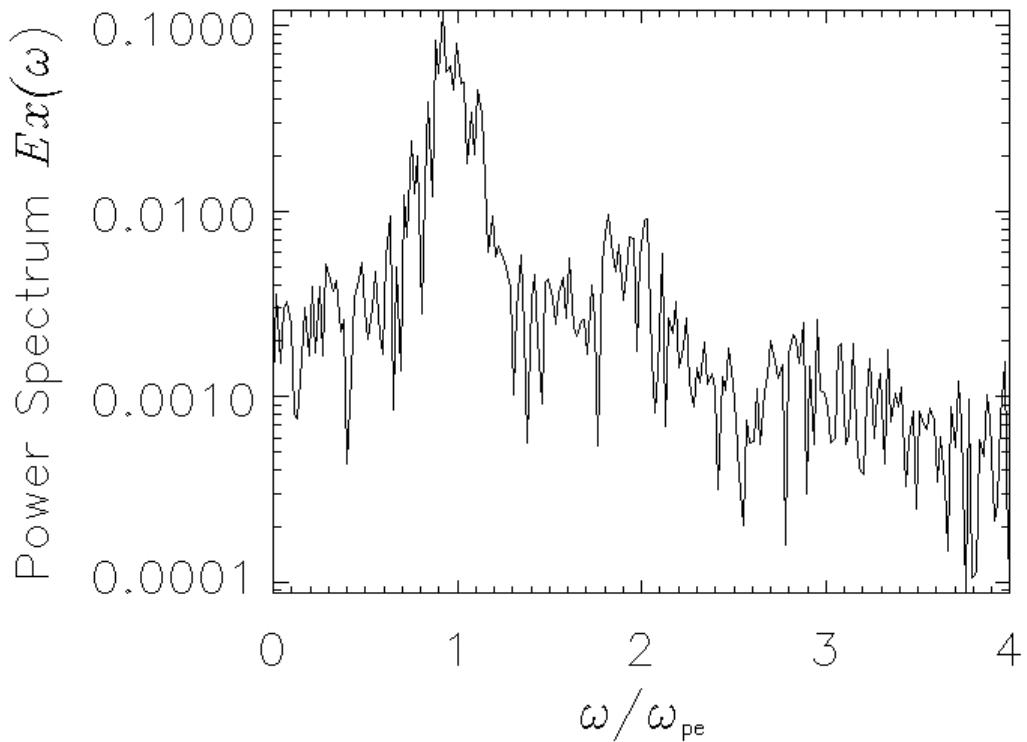


Figura 4.10 - Espectro de potência para a componente  $E_x$  do campo elétrico, caso padrão.

A partir da Figura (4.10) podemos observar que o modo fundamental possui potência da ordem de 0,1, o primeiro harmônico possui 10% da potência do modo fundamental e o segundo harmônico pouco mais de 2% da potência do modo fundamental conforme o espectro de potência. Resultados semelhantes foram obtidos por Kasaba et al. (2001) para o caso de um feixe de elétrons.

Baseado na relação de ressonância (condição de Cerenkov), o segundo feixe de elétrons é injetado no sistema com três condições diferentes para a velocidade de deriva. Como já foi mencionado anteriormente, no primeiro caso as simulações são realizadas adotando o segundo feixe com mesma velocidade de deriva do primeiro feixe, no segundo caso o segundo feixe tem metade da velocidade de deriva do primeiro e no terceiro caso velocidade de deriva maior que a do primeiro feixe.

#### 4.5 Primeiro Caso ( $v_{db2-P} = v_{db1}$ )

Para um único feixe, caso padrão, nossos resultados apresentam o mesmo comportamento qualitativo de simulações PIC-1D anteriores (KASABA et al., 2001; NISHIKAWA; CAIRNS,

1991; DUM, 1990a; DUM, 1990b). Entretanto nenhum destes trabalhos citados incluem, durante as simulações, a injeção de um segundo feixe de elétrons em um sistema perturbado pelo feixe que o precede.

Nesta seção apresentamos os resultados obtidos após a injeção do segundo feixe de elétrons. Consideramos o segundo feixe com velocidade de deriva igual a velocidade do primeiro feixe, isto é  $v_{db2-P} = v_{db1}$ ; todos os outros parâmetros da simulação são mantidos idênticos ao do caso padrão. Para este caso o segundo feixe possui exatamente as mesmas características físicas do primeiro feixe (densidade, velocidade térmica, freqüência e velocidade de deriva).

As simulações são realizadas utilizando as mesmas características das simulações do caso padrão, tempo de simulação, tamanho do sistema, etc. No instante inicial da nova simulação as informações do estado do sistema da simulação anterior (campos e partículas) são carregados como condição inicial. O segundo feixe é completamente distribuído na caixa de simulação e só então a simulação é efetivamente iniciada, levando em conta todas as informações referentes a simulação anterior e o novo feixe de elétrons.

A evolução temporal das energias elétrica e cinética são apresentadas na Figura (4.11) para a simulação com o segundo feixe. A presença das ondas de Langmuir induzidas pelo primeiro feixe de elétrons produz a rápida modulação do segundo feixe pelo intenso campo elétrico das ondas. A energia elétrica do sistema cresce rapidamente de  $W_E = 0,04$  no início da simulação para  $W_E = 0,153$  em  $\omega_{pe}t = 12,8$  com uma taxa de crescimento  $\gamma_{WE} = 0,104$ . Neste caso o segundo feixe de elétrons possui 26% da densidade de partículas dos sistema (plasma de fundo mais primeiro feixe).

A modulação do segundo feixe ocorre durante os primeiros instantes da simulação que vai até  $\omega_{pe}t = 12,8$ . Para comparação, o primeiro pico da energia do campo elétrico no caso padrão ocorre apenas em  $\omega_{pe}t = 58,8$ . De forma semelhante ao caso padrão, as simulações ocorrem sem instabilidade numérica, isto é, a energia total do sistema não é modificada (não apresentada).

A partir do gráfico da energia elétrica, podemos observar que no instante inicial da simulação toda a energia elétrica do sistema é referente a energia que já havia no caso padrão  $W_E \approx 0,04$ . Este fato mostra que a inclusão do segundo feixe não modifica as condições elétricas do sistema garantido que a inclusão do segundo feixe não induz campos elétricos espúrios e que o segundo feixe de elétrons está submetido apenas aos campos que já se encontram no sistema.

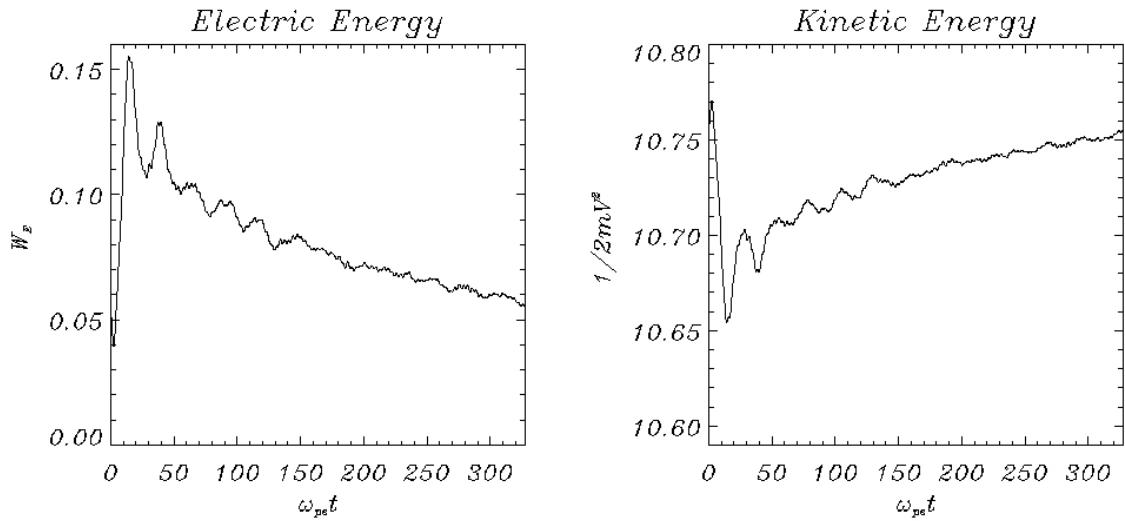


Figura 4.11 - Evolução temporal da energia elétrica (quadro esquerdo) e da energia cinética (quadro direito), quando o segundo feixe é injetado no sistema perturbado (primeiro caso).

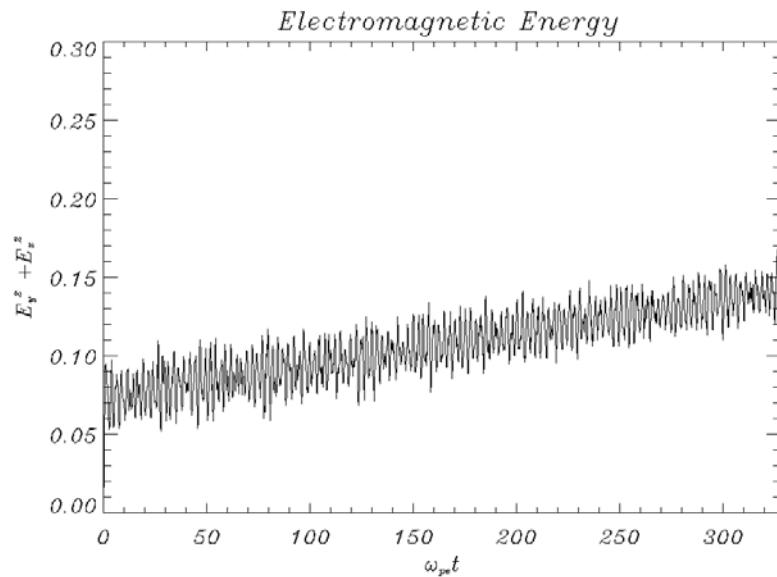


Figura 4.12 - Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ( $E_y^2 + E_z^2$ ) após a injeção do segundo feixe.

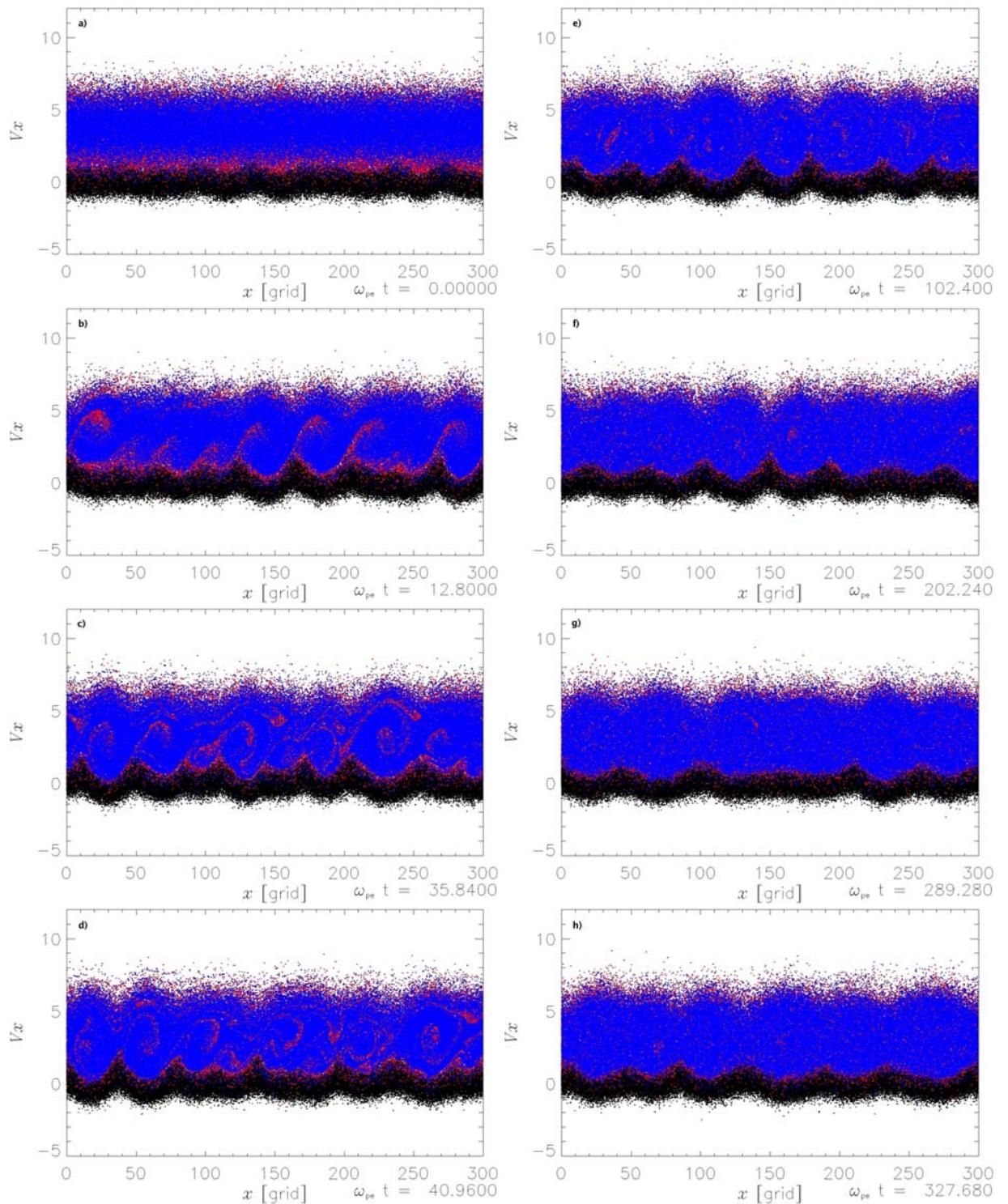


Figura 4.13 - Espaço de fase das partículas,  $x \times v_x$ , para diferentes instantes de tempo durante as simulações do primeiro caso. As figuras são descritas no texto.

Por outro lado, a inclusão do segundo feixe modifica a energia cinética total do sistema uma vez que para determinarmos a energia cinética levamos em conta todas as partículas do sistema simulado.

Após a inclusão do segundo feixe a energia das componentes eletromagnéticas ( $E_y^2 + E_z^2$ ), Figura (4.12), apresenta maior taxa de crescimento,  $\gamma_{el} \approx 2,11 \times 10^{-3}$ , que no caso padrão, embora os valores absolutos da energia sejam menores após a inclusão do segundo feixe. Até o momento não sabemos identificar porque os valores para as componentes eletromagnéticas, após a ejeção do segundo feixe, são menores do que os valores obtidos no caso padrão.

O espaço de fase das partículas para o primeiro caso é apresentado na Figura (4.13). Da mesma forma que o caso padrão, o plasma ambiente é identificado pela cor preta, o primeiro feixe de elétrons pela cor vermelha e o segundo feixe pela cor azul. No instante inicial  $\omega_{pe}t = 0,0$  (quadro a)) o segundo feixe ocupa totalmente a caixa de simulação. Podemos identificar ainda que neste instante apenas o plasma ambiente (preto) e o primeiro feixe (vermelho) encontram-se perturbados, o segundo feixe (azul) não apresenta nenhum sinal de perturbação. À medida que a simulação evolui, o segundo feixe é rapidamente modulado pelo intenso campo elétrico das ondas de Langmuir, como pode ser observado no quadro b); este processo de modulação ocorre em um intervalo  $\omega_{pe}t = 3 \rightarrow 13,0$ . O painel c) ( $\omega_{pe}t = 12,8$ ) mostra o instante na qual a energia elétrica é máxima.

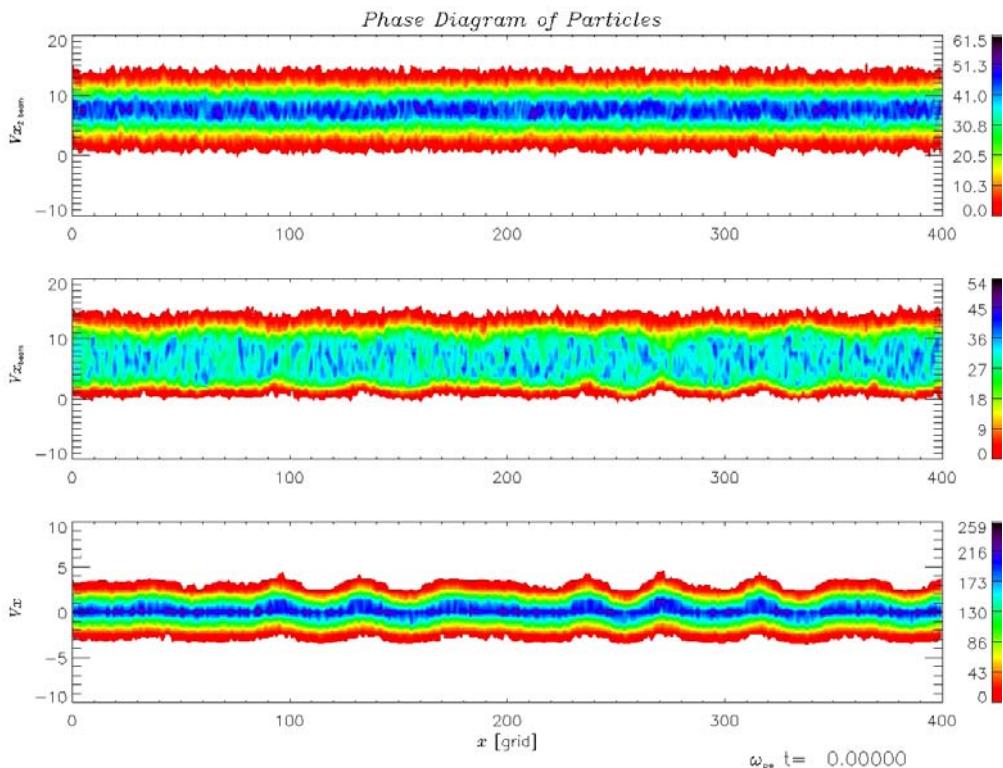


Figura 4.14 - Densidade de partículas do plasma ambiente (base), primeiro (meio) e segundo feixe de elétrons (topo), primeiro caso ( $v_{db2-P} = v_{db1}$ ). Continua.

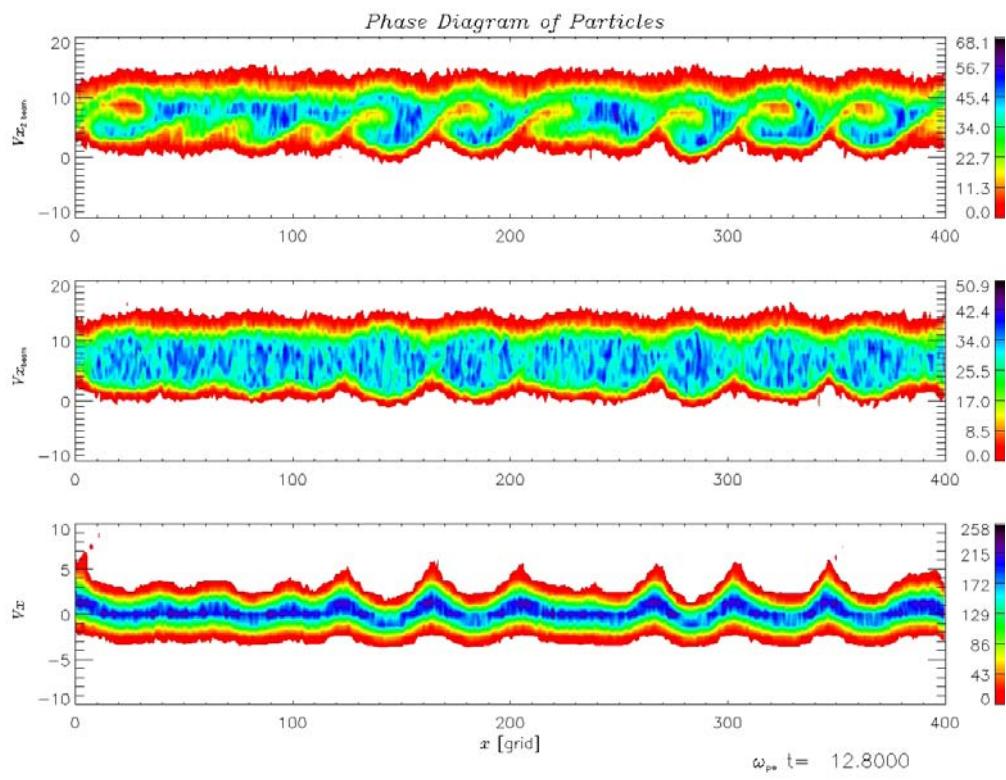
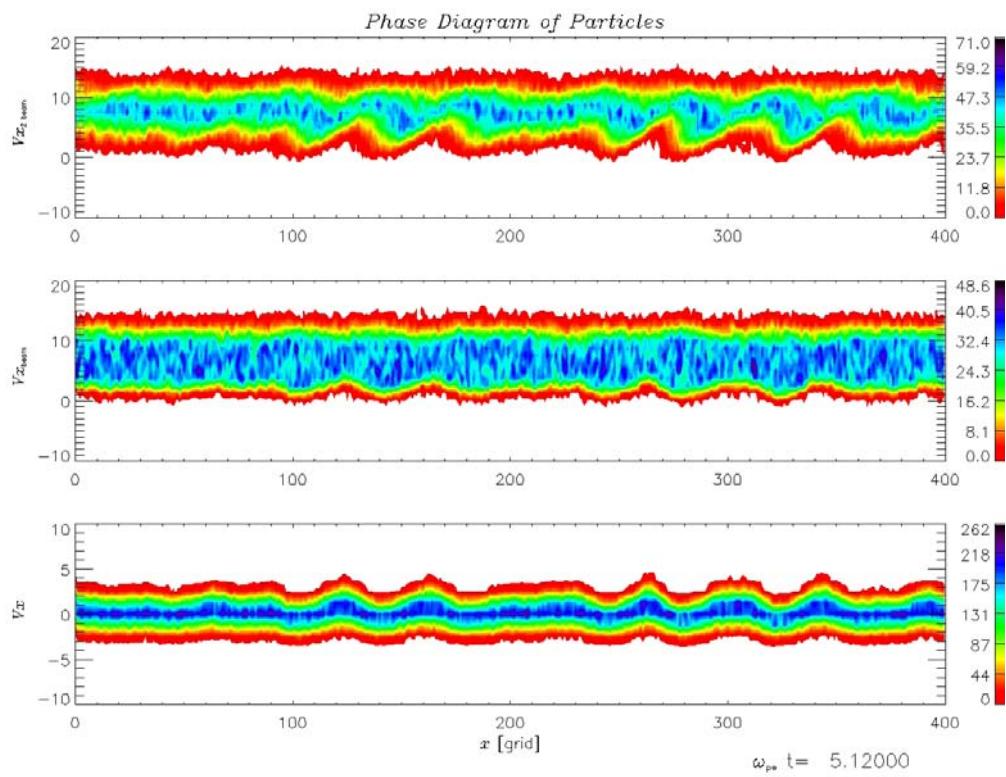


Figura 4.14 - Continuação. (Continua)

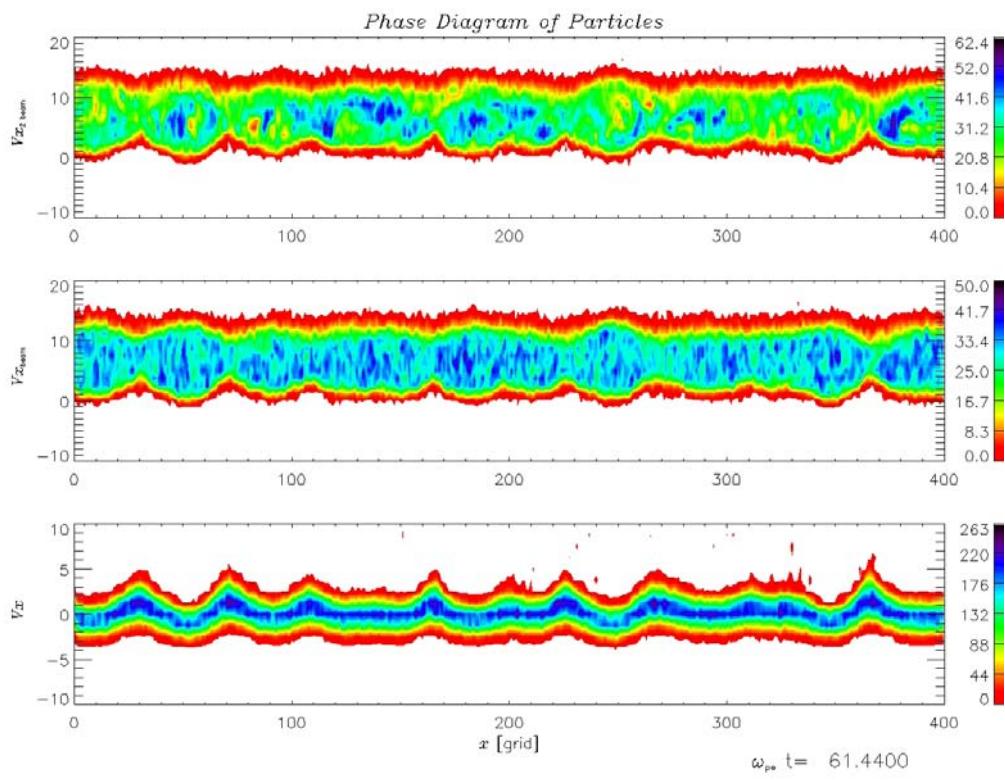
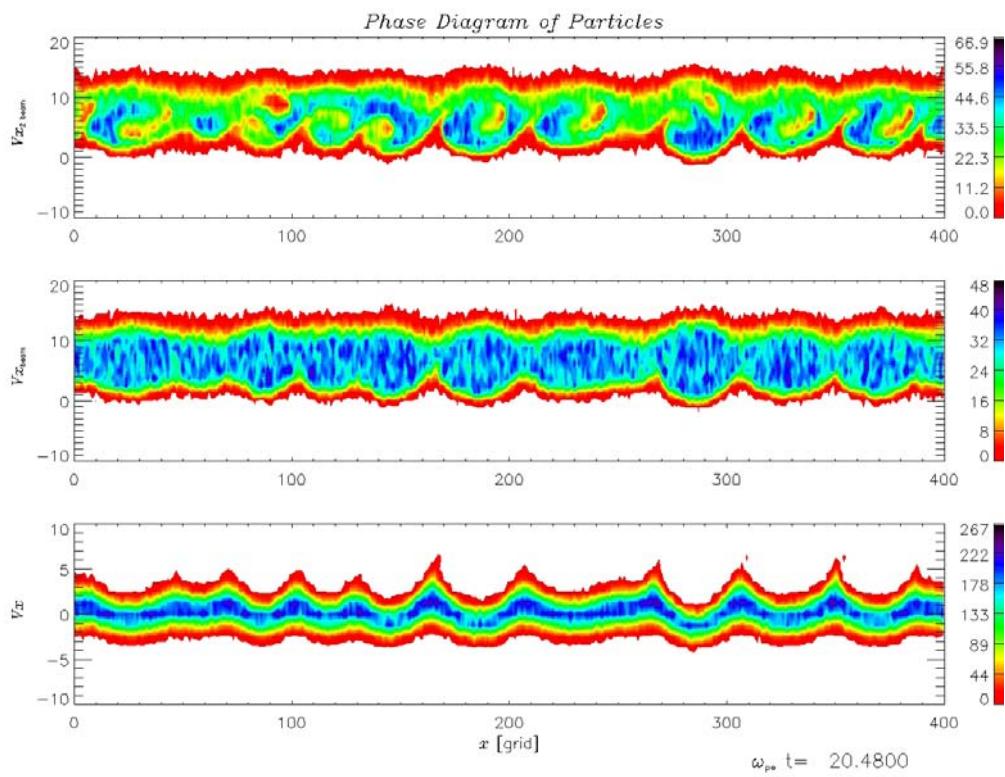


Figura 4.14 - Continuação. (Continua)

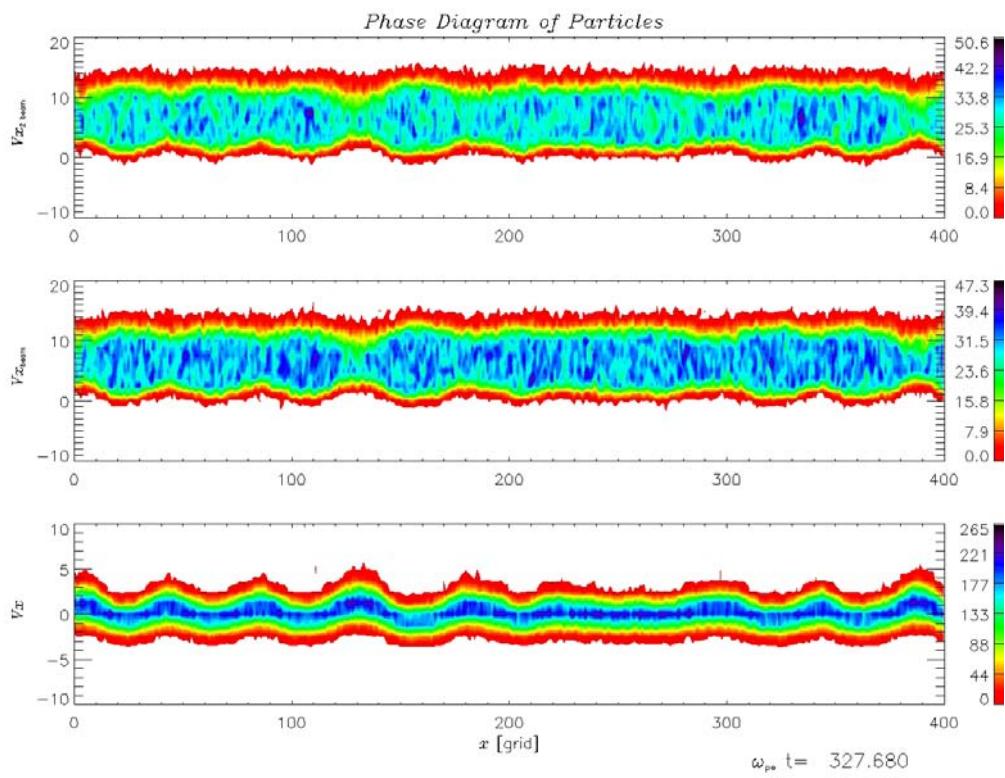
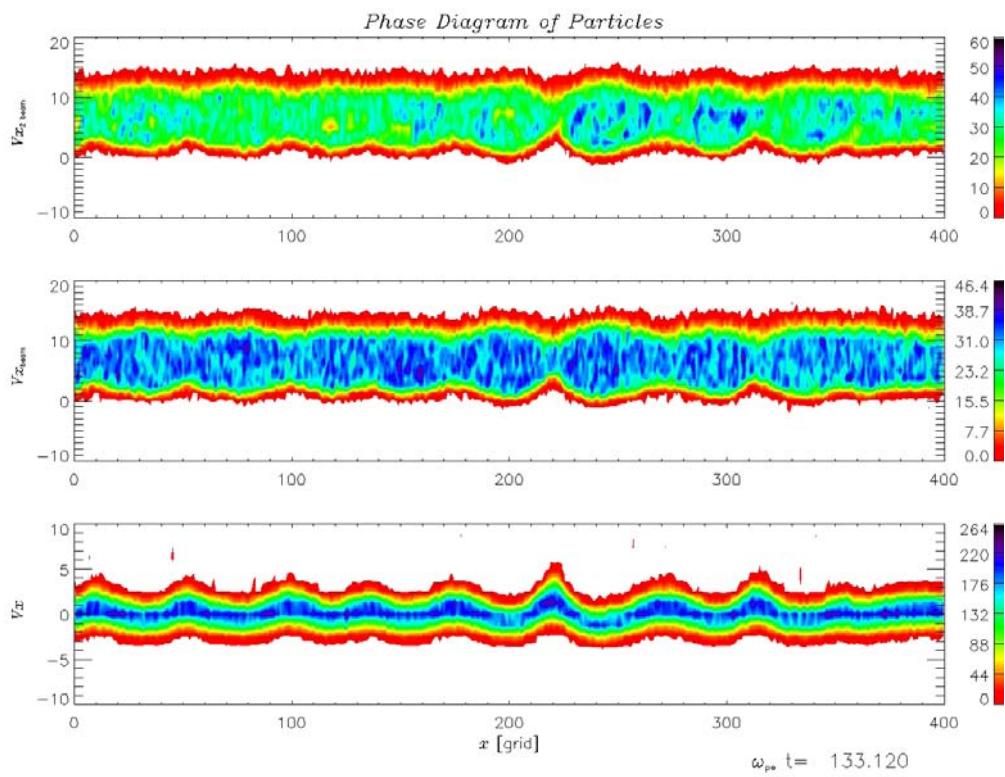


Figura 4.14 - Conclusão.

Após a fase de geração dos vórtices o sistema passa para a fase turbulenta, onde os

vórtices começam a ser gradativamente destruídos. À medida que a simulação evolui, o segundo feixe funde-se com o primeiro formando um único feixe de elétrons no final da simulação. Este resultado confirma a sugestão de Magelssen e Smith (1977) para a fusão de vários feixes. Em seu trabalho Magelssen e Smith (1977) investigaram as explosões tipo III considerando não homogeneidades espaciais regulares nas regiões próximas ao Sol. Eles observaram que as ondas de Langmuir geradas pelas partículas rápidas foram intensificadas pelas partículas que são ligeiramente mais lentas. Este processo faz com que os feixes de elétrons adquiram o formato de um único feixe.

Na Figura (4.14)<sup>2</sup> apresentamos o espaço de fase para diferentes instantes de tempo durante a simulação. No quadro superior de cada figura está o segundo feixe de elétrons, no quadro central o primeiro feixe e no quadro inferior o plasma ambiente.

No instante inicial  $\omega_{pe}t = 0,0$ , podemos ver que o segundo feixe (quadro superior) não possui nenhum tipo de modulação mas à medida que a simulação evolui o segundo feixe acaba ficando totalmente modulado pelas ondas de Langmuir.

Da mesma maneira que ocorre para o caso padrão, cada estrutura coerente tem relacionada a ela um comprimento de onda do campo elétrico; esta correlação pode ser observada comparando os gráficos das Figuras (4.14) e (4.15).

No primeiro quadro da Figura (4.15) ( $\omega_{pe}t = 0,0$ ) vemos que no instante inicial da simulação já há ondas eletrostáticas no sistema. Estas ondas farão o acoplamento com as partículas do segundo feixe, via instabilidade onda partícula (CHEN, 1984; MELROSE, 1980).

---

<sup>2</sup>apresentado em várias folhas para facilitar a visualização

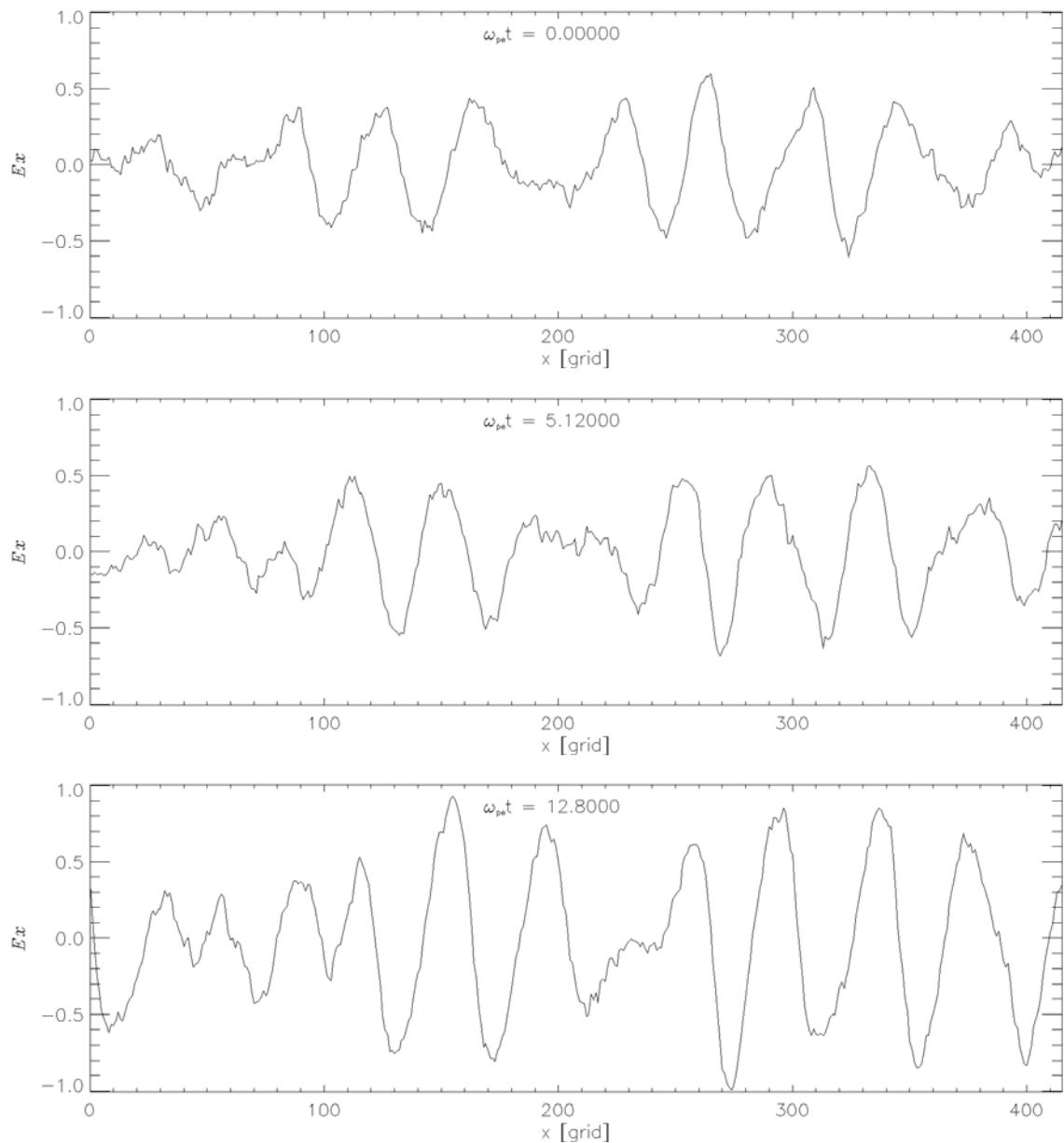


Figura 4.15 - Variação espacial da componente  $E_x$  do campo elétrico, em diferentes instantes de tempo, para o primeiro caso. Continua.

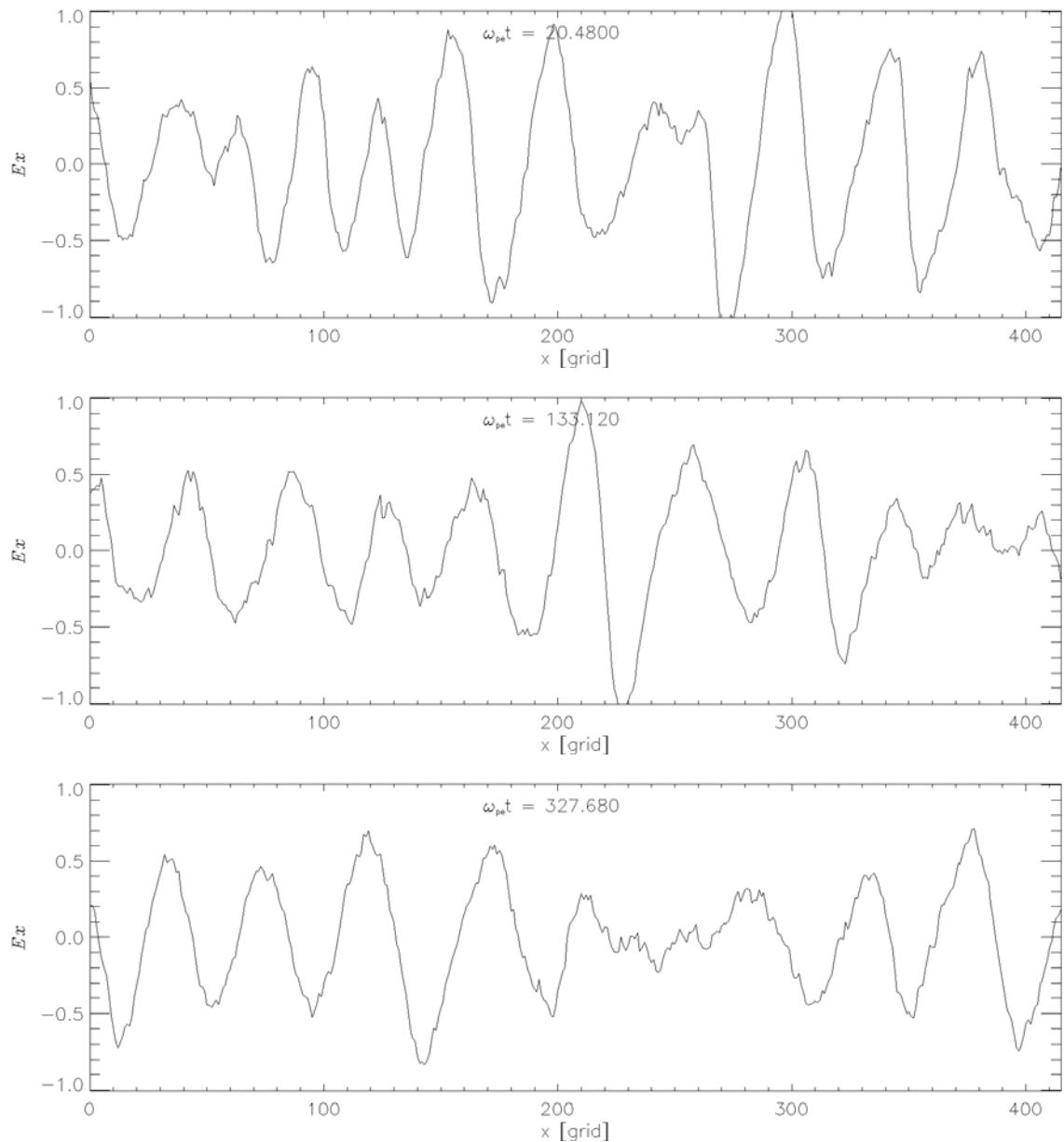


Figura 4.15 - Conclusão.

O diagrama  $\omega \times k$  para o primeiro caso é apresentado na Figura (4.16). A inclusão do segundo feixe de elétrons provoca uma aproximação dos harmônicos, relacionada com o aumento da densidade global dos feixes. Em simulações de teste (não apresentadas neste trabalho) observamos uma forte relação da densidade do segundo feixe com a aproximação dos harmônicos. Da mesma forma que ocorre para o caso padrão a emissão de modos com propagação para frente e para trás é observada. Apenas os modos com propagação para frente apresentam a geração de harmônicos.

Os valores obtidos para a velocidade de fase e velocidade de grupo neste caso são próximas das velocidades obtidas para o caso padrão. Este resultado é de certa forma esperado, uma vez que consideramos o segundo feixe de elétrons com exatamente as mesmas características físicas do primeiro feixe. Neste caso obtivemos  $v_f \approx 5,2$  e  $v_g \approx 1,3$ .

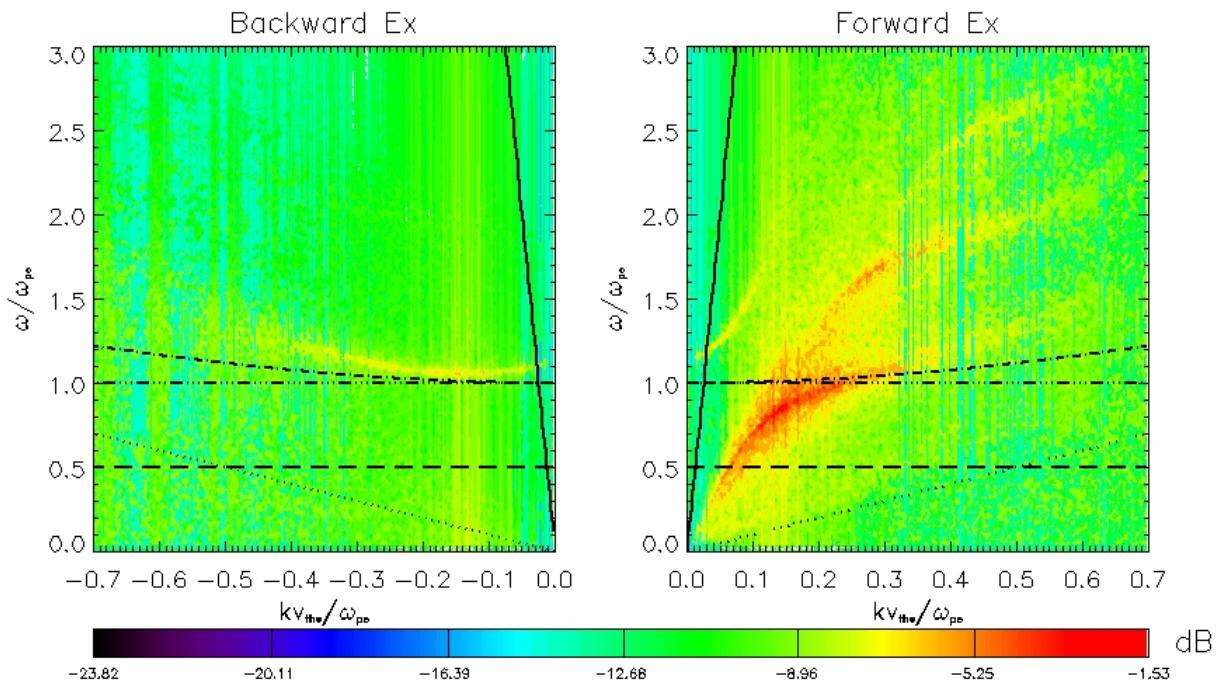


Figura 4.16 - Diagrama  $\omega \times k$  obtido a partir da evolução espaço temporal da componente  $x$  do campo elétrico ( $E_x$ ) para o primeiro caso. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação.

A partir da Figura (4.17) podemos observar que nos primeiros 80 ciclos de plasma (quadro a)) os harmônicos já estão presentes no sistema e durante o desenrolar da simulação eles são gradativamente intensificados. Este fato é caracterizado pela ausência de ruído nos diagramas  $\omega \times k$  durante o decorrer da simulação, quadros b), c) e d).

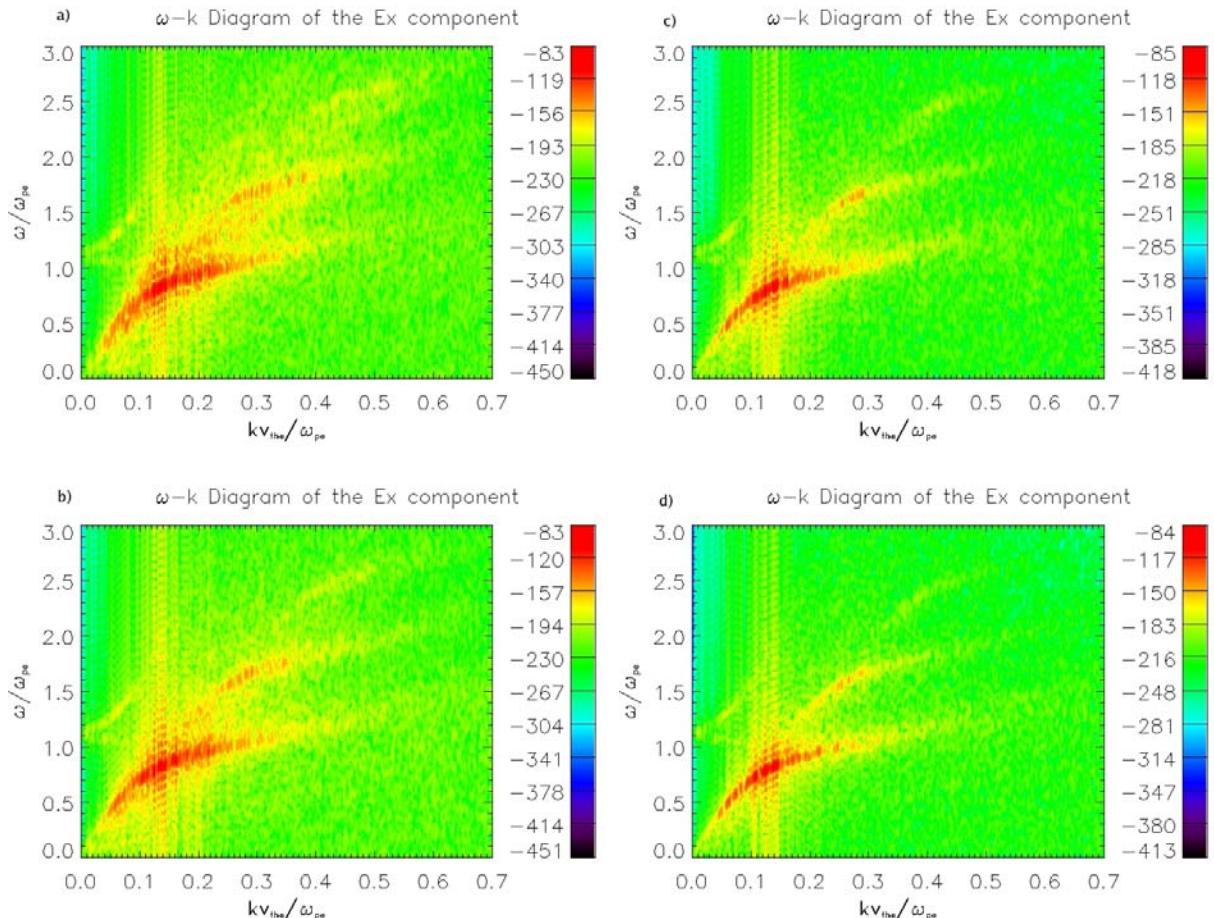
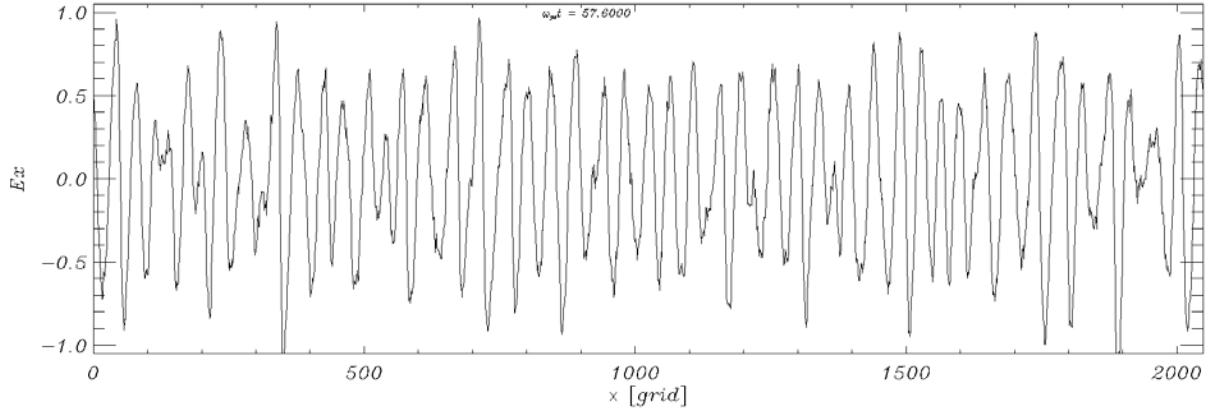
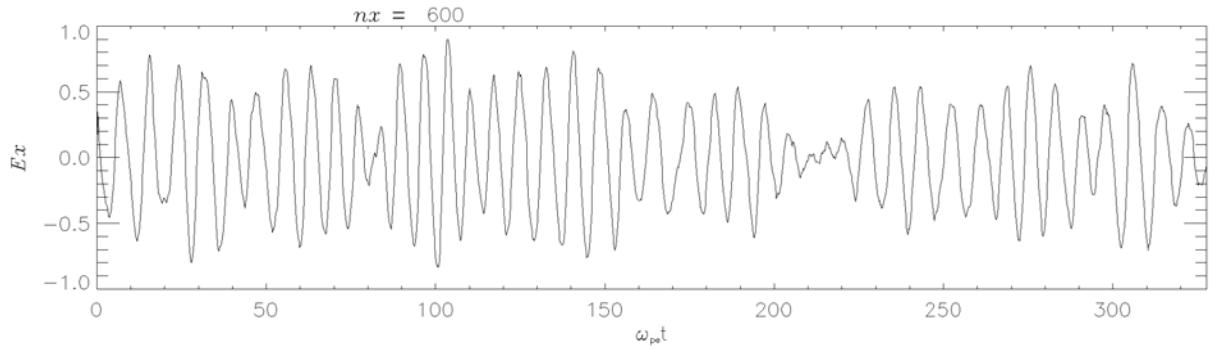


Figura 4.17 - Diagrama  $\omega - k$  para diferentes intervalos de tempo durante as simulações do primeiro caso: a)  $\omega_{pe}t = 0 - 80$ , b)  $\omega_{pe}t = 80 - 160$ , c)  $\omega_{pe}t = 160 - 240$ , d)  $\omega_{pe}t = 240 - 327,68$ . Os detalhes são descritos no texto.

Na Figura (4.17) podemos verificar que existe uma aproximação entre os harmônicos após a injeção do segundo feixe. Podemos observar que este fenômeno ocorre durante o processo de geração dos vórtices, como mostra o quadro a).



(a) Variação espacial da componente  $E_x$  em  $\omega_{pe}t = 57,6$ .



(b) Variação temporal da componente  $E_x$  para  $nx = 600$ .

Figura 4.18 - Variação espacial em  $\omega_{pe}t = 57,6$ , (4.18(a)) e temporal para  $nx = 600$ , (4.18(b)) da componente eletrostática do campo elétrico para o primeiro caso.

Como discutido anteriormente, o segundo feixe funde-se com o primeiro criando no sistema simulado características de um único feixe de elétrons no final da simulação. A partir da Figura (4.18) podemos estimar  $k = 0,019$  e  $\omega = 0,13$ , estes valores mostram que, de acordo com a condição de ressonância de Cerenkov, as ondas do sistema podem interagir com as partículas que têm velocidades próximas à  $v_d \approx 6,63$ , este valor está próximo a velocidade dos feixes.

A inclusão do segundo feixe de elétrons gera um pequeno crescimento da potência irradiada pelas ondas, como pode ser observado no espectro de potência da componente eletrostática do campo elétrico, que confirma a hipótese de Melrose (1980) e de Li et al. (2002) de que são necessários múltiplos feixes para gerar a potência das ondas observadas pelos satélites.

Com a injeção do segundo feixe de elétrons verificamos que o modo com  $\omega/\omega_{pe} \leq 1$  apresenta a maior intensidade no gráfico do espectro de potência, Figura (4.19). Semelhante ao encontrado para o caso padrão, o primeiro harmônico possui 10% da potência do modo principal e o segundo harmônico aproximadamente 3% da potência. Quando comparamos os gráficos do espectro de potência do primeiro caso, Figura (4.19), com o do caso padrão, Figura (4.10), podemos ver que no primeiro caso os picos de potência estão mais próximos uns dos outros, o que mostra que a inclusão do segundo feixe gera a aproximação dos harmônicos.

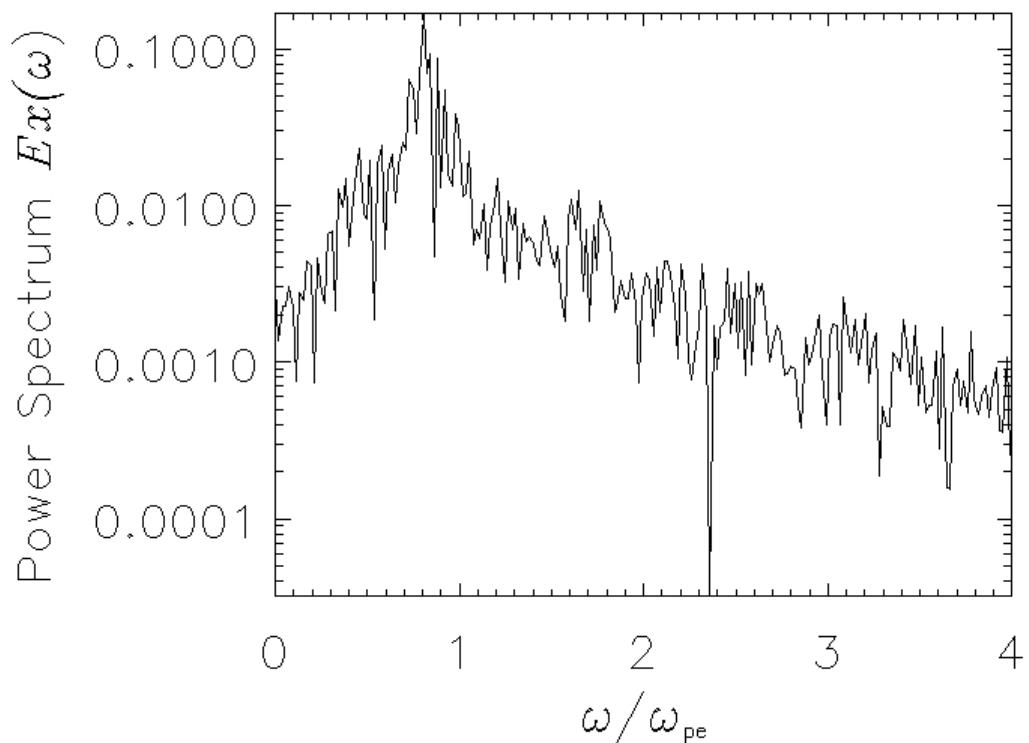


Figura 4.19 - Espectro de potência obtido a partir das variações do campo elétrico para o primeiro caso.

Na próxima seção apresentaremos os resultados das simulações realizadas incluindo a injeção de um segundo feixe de elétrons com velocidade igual à metade da velocidade do primeiro feixe que interage com as partículas do plasma e com as ondas de Langmuir induzidas no sistema pelo primeiro feixe.

#### 4.6 Segundo Caso ( $v_{db2-S} = 0,5 v_{db1}$ )

Nesta seção apresentamos os resultados das simulações realizadas considerando  $v_{db2-S} = 0,5 v_{db1}$ ; todos os outros parâmetros são os mesmos do caso padrão.

A variação temporal da energia elétrica (quadro à esquerda) bem como da energia cinética (quadro à direita) do sistema é apresentada na Figura (4.20). A energia elétrica diminui durante a simulação enquanto a energia cinética aumenta. As partículas são aceleradas às custas da energia dos campos (energia das ondas).

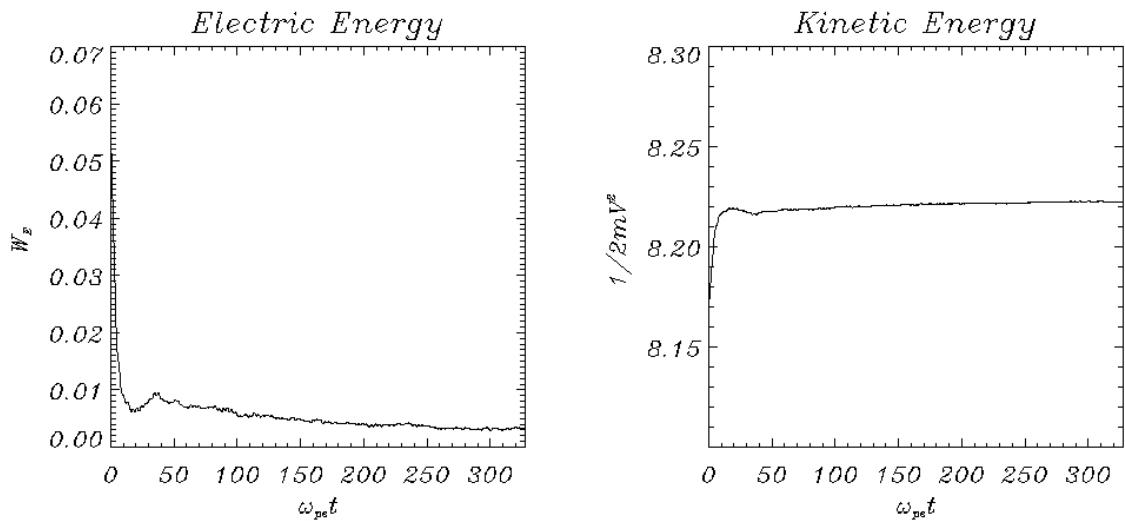


Figura 4.20 - Evolução temporal da energia elétrica (quadro esquerdo), energia cinética (quadro direito). Neste caso  $v_{db2-S} = 0,5 v_{db1}$  (segundo caso).

De forma semelhante ao primeiro caso ( $v_{db2-P} = v_{db1}$ ) o segundo feixe interage rapidamente com o intenso campo elétrico das ondas de Langmuir previamente induzidas pelo primeiro feixe. Isto pode ser verificado pela rápida diminuição da energia associada ao campo elétrico. Durante a fase inicial, que vai de  $\omega_{pe}t = 0,0$  até  $\omega_{pe}t \approx 17,0$  as partículas são aceleradas e a energia elétrica diminui com uma taxa de amortecimento  $\gamma_{WE} = -0,12$ . Após a fase inicial (rápida diminuição da energia) a energia elétrica continua diminuindo suavemente até o final da simulação. Por outro lado, podemos observar que a energia das componentes eletromagnéticas, Figura (4.21), apresenta uma taxa de crescimento  $\gamma_{el} = 1,6 \times 10^{-3}$ .

Embora a energia das componentes eletromagnéticas apresente taxa de crescimento menor que o primeiro caso, os resultados evidenciam que a inclusão do segundo feixe é importante para a intensificação das componentes eletromagnéticas. Este pode ser um fator determinante no mecanismo de emissão de radiação eletromagnética no meio interplanetário, como as explosões solares tipo III. Esta observação é uma hipótese levantada neste trabalho, não tem caráter definitivo. Serão necessárias investigações mais profundas para verificar esta hipótese.

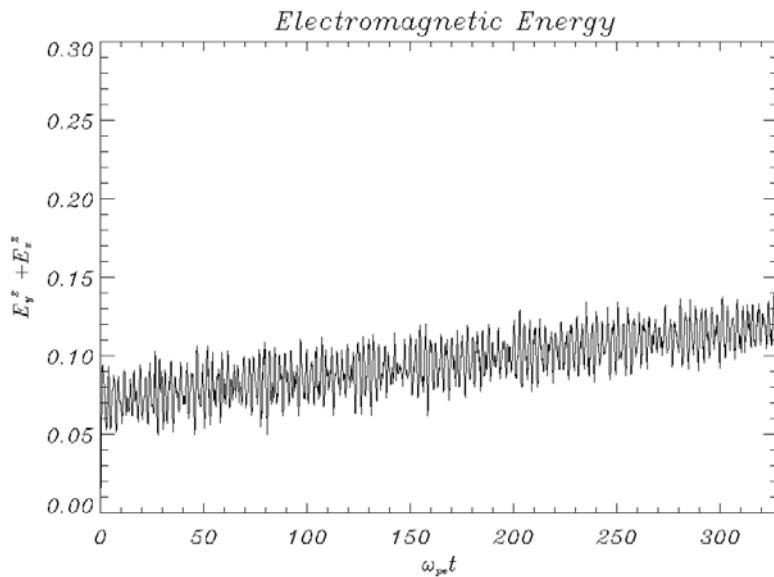


Figura 4.21 - Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ( $E_y^2 + E_z^2$ ) durante a simulação após a injeção do segundo feixe (segundo caso).

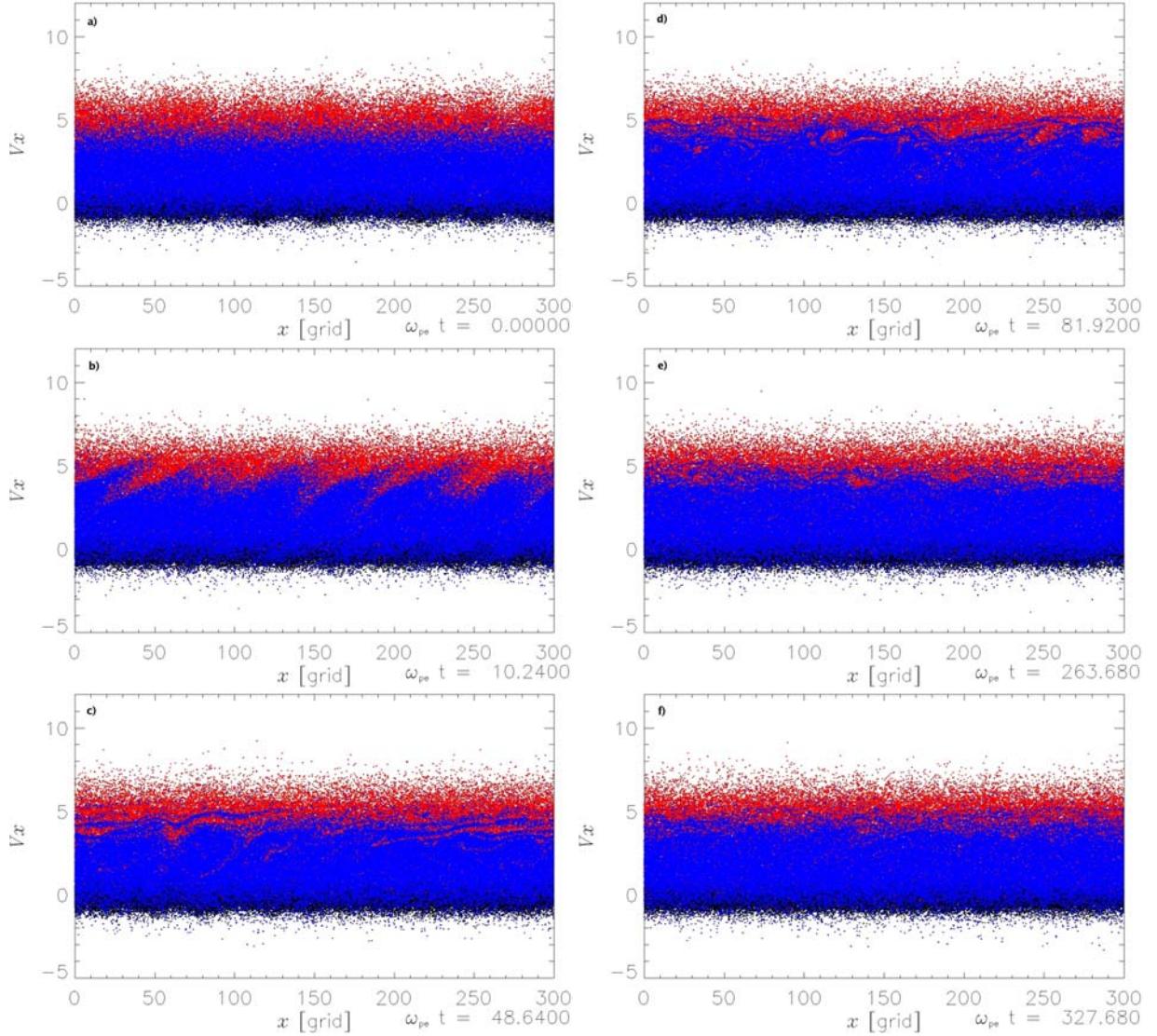


Figura 4.22 - Espaço de fase das partículas,  $x \times v_x$ , para diferentes instantes de tempo durante as simulações do segundo caso. As figuras são descritas no texto.

O espaço de fase das partículas é apresentado na Figura (4.22). Novamente o plasma de fundo é caracterizado pela cor preta, o primeiro feixe de elétrons pela cor vermelha e o segundo feixe pela cor azul.

Em  $\omega_{pe}t = 0,0$ , o segundo feixe esta completamente distribuído na caixa de simulação, quadro a). No quadro b) é apresentado o espaço de fase instantes antes da energia do campo elétrico atingir o valor mínimo. Nos instantes finais da simulação podemos observar que as partículas do plasma de fundo não apresentam oscilações espaciais no espaço de fase, este fenômeno é mais evidente nos gráficos de contorno do espaço de fase, Figura (4.23).

Na parte superior de cada quadro da Figura (4.23) apresentamos o segundo feixe de

elétrons, na parte central o primeiro feixe e na parte inferior o plasma de fundo.

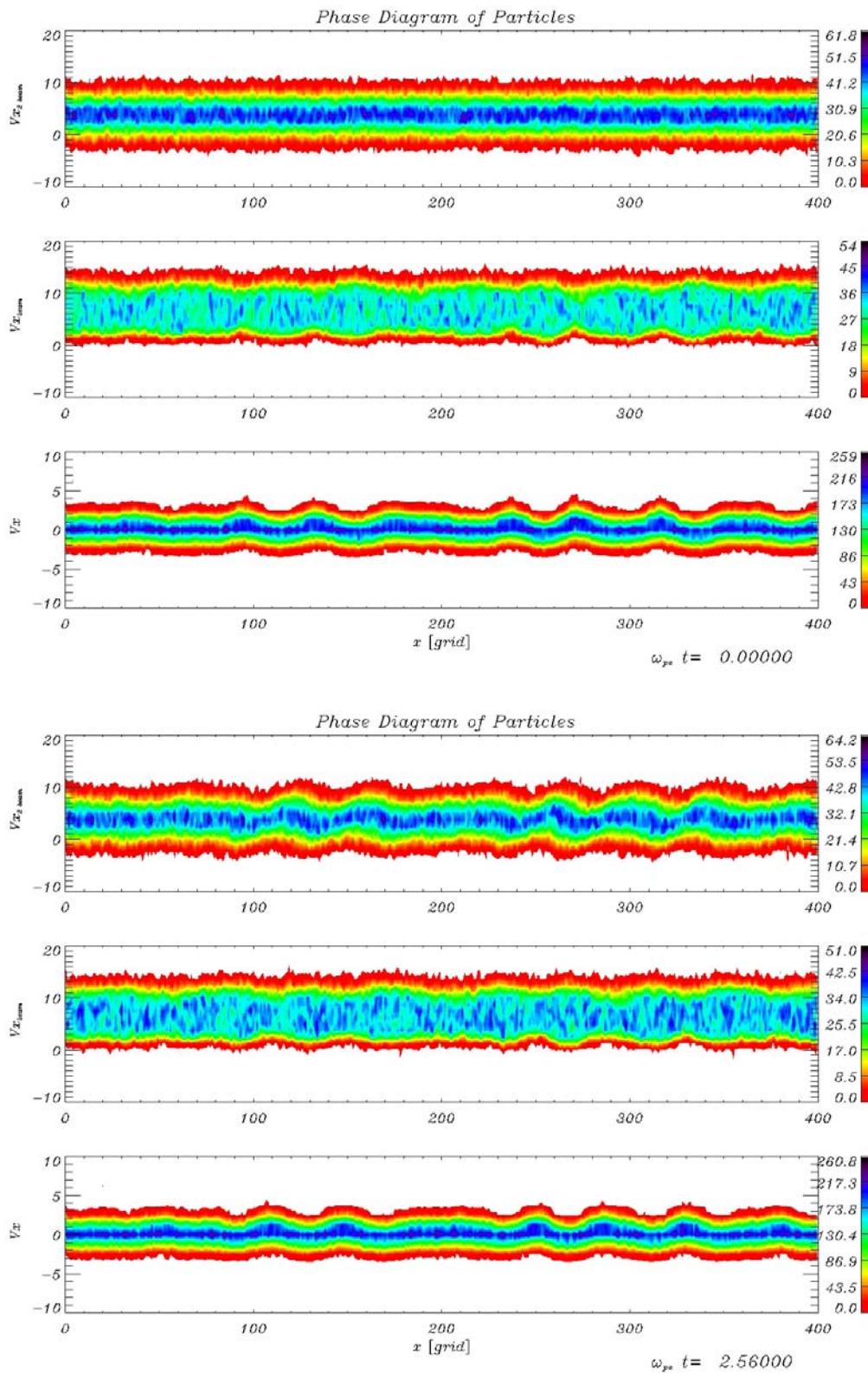


Figura 4.23 - Densidade de partículas do plasma ambiente (base), primeiro (meio) e segundo feixe de elétrons (topo), segundo caso ( $v_{db2-S} = 0,5v_{db1}$ ). Continua.

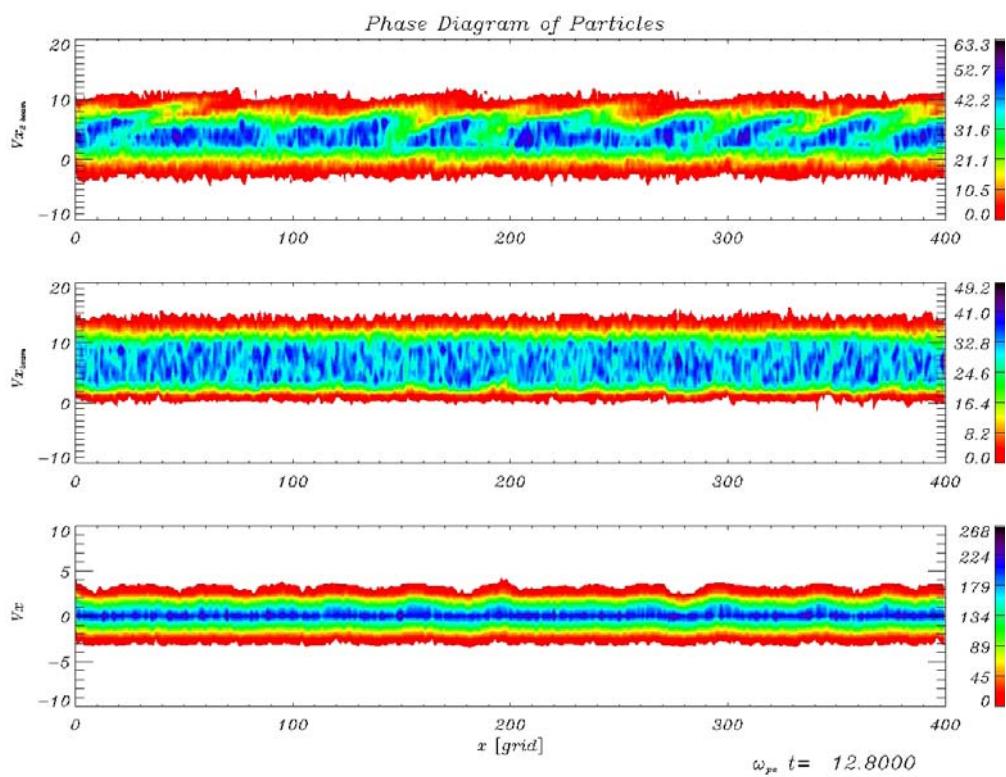
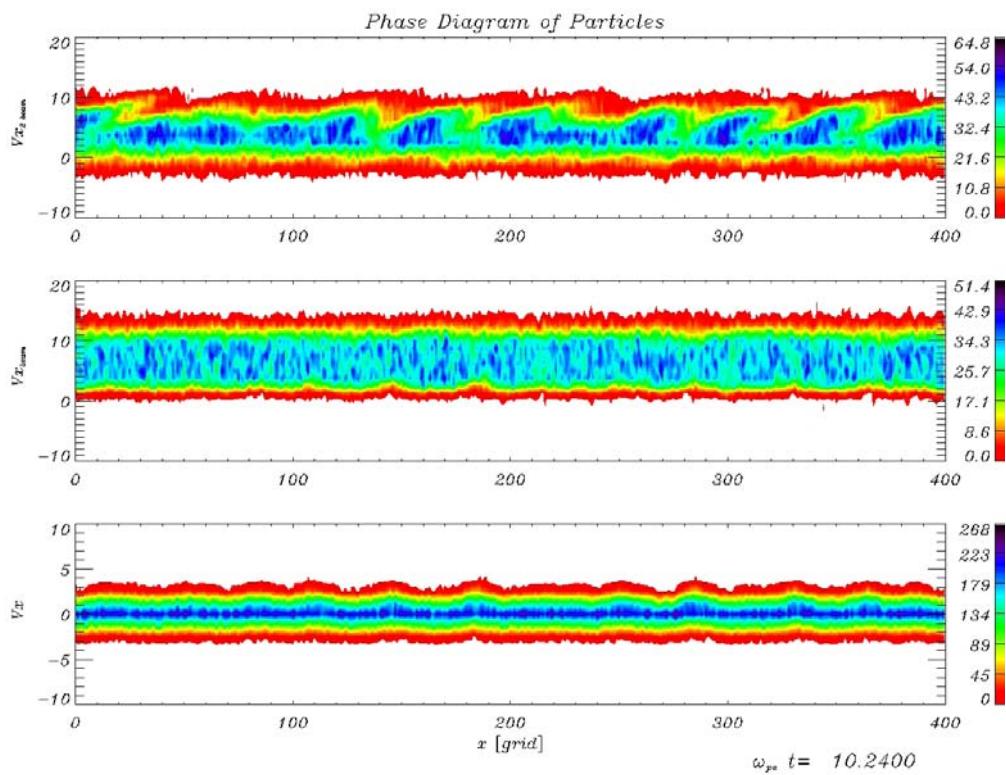


Figura 4.23 - Continuação. (Continua)

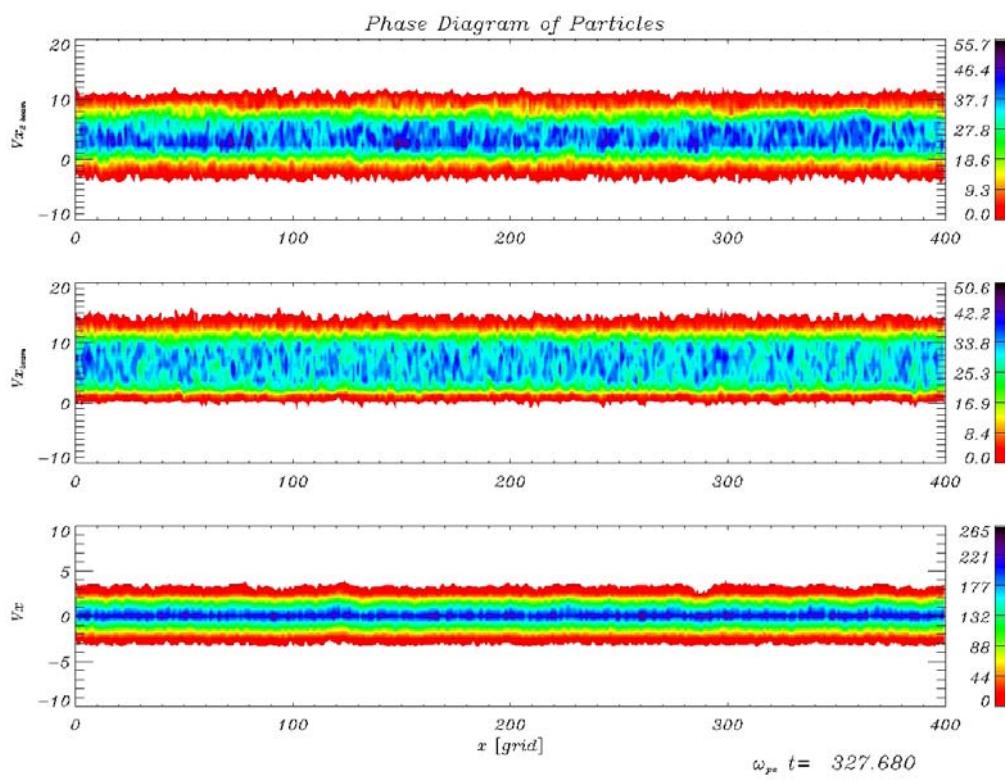
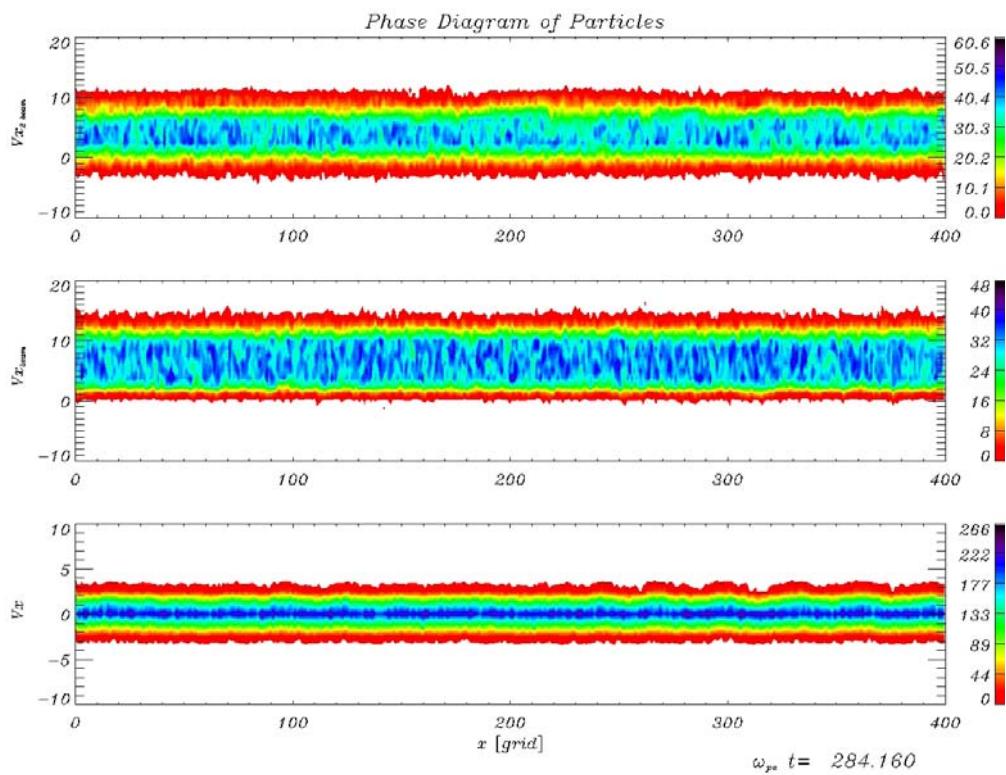


Figura 4.23 - Conclusão.

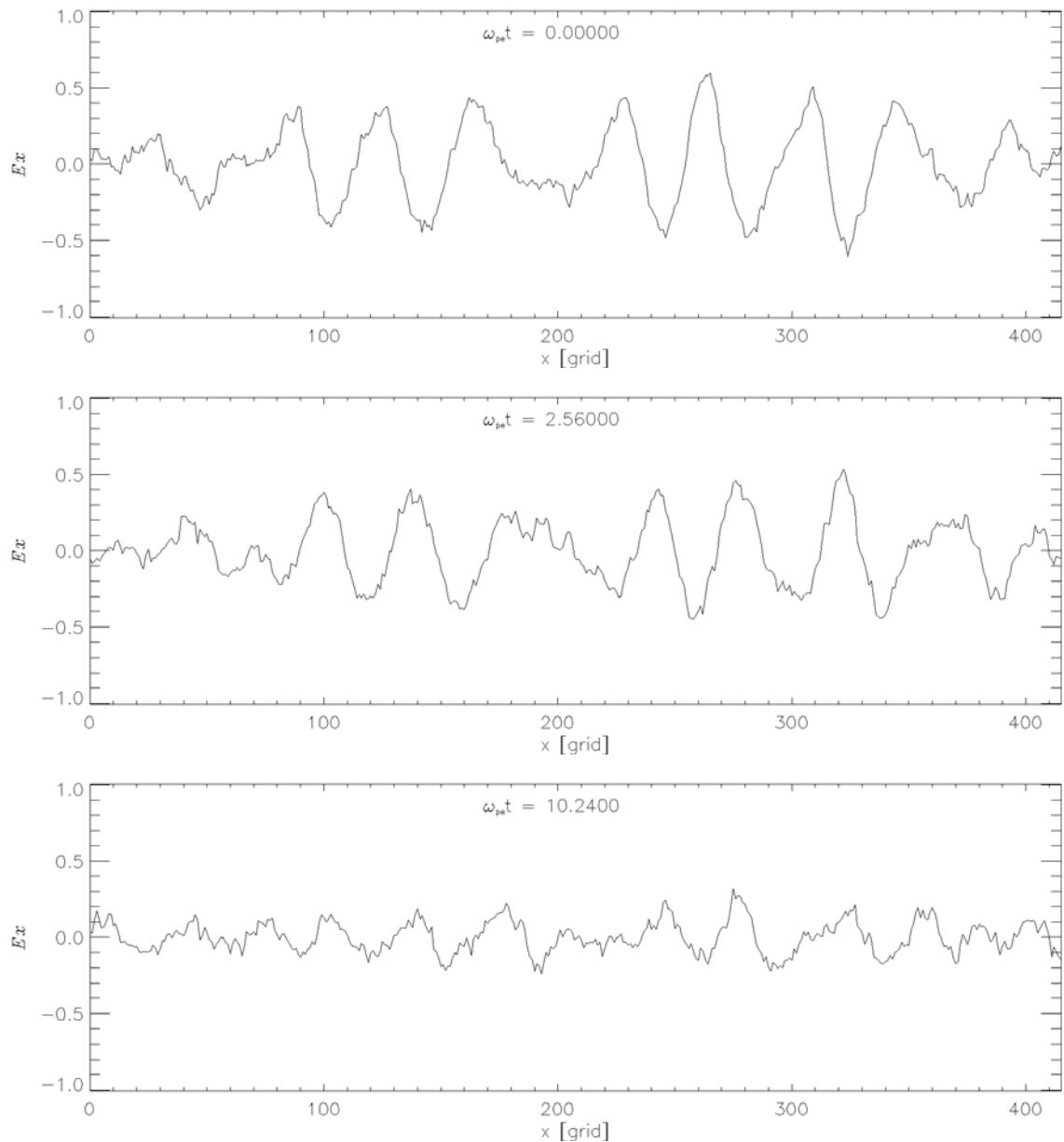


Figura 4.24 - Variação espacial da componente  $E_x$  do campo elétrico para o segundo caso em diferentes instantes de tempo. Continua.

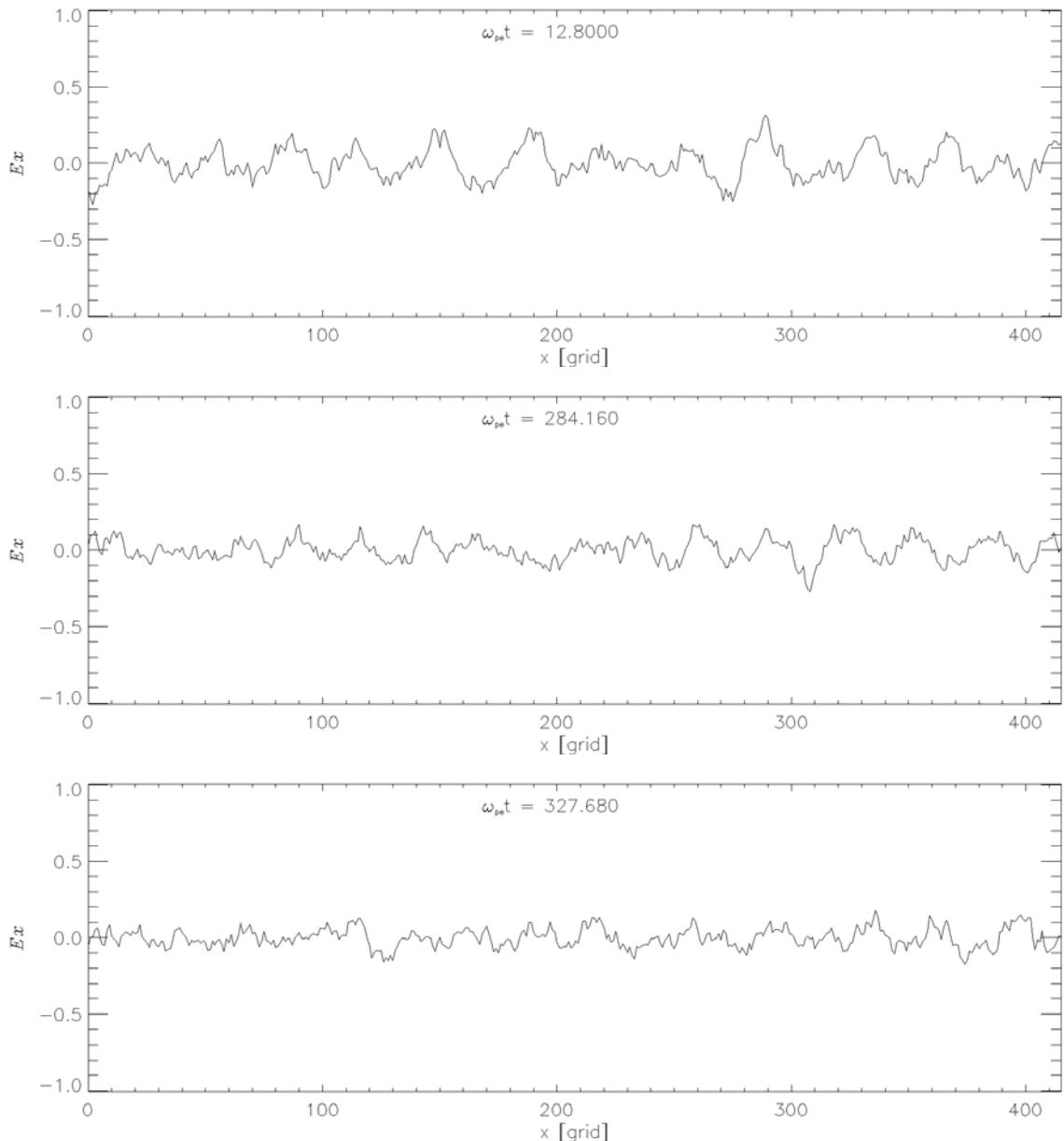


Figura 4.24 - Conclusão.

A partir da Figura (4.23) podemos observar que nos instantes iniciais da simulação o segundo feixe é rapidamente modulado pelo campo elétrico das ondas de Langmuir. Esta modulação ocorre rapidamente levando poucos períodos de plasma para ocorrer ( $\omega_{pe}t = 0,0 \rightarrow 2,56$ ). Nos instantes seguintes, as partículas do segundo feixe com velocidades menores que as partículas do primeiro feixe utilizam a energia das ondas de Langmuir para serem aceleradas. Este processo provoca uma diminuição na amplitude dos campos e consequentemente na amplitude das oscilações das partículas do plasma de fundo, o que pode ser observado comparando os diferentes instantes de tempo das simulações na Figura (4.23).

Nos instantes iniciais da simulação, as partículas do plasma ambiente apresentavam-se fortemente moduladas pelo campo elétrico das ondas; à medida que a energia das ondas é absorvida pelas partículas do segundo feixe o sistema entra em equilíbrio, confirmado pela distribuição Maxweliana das partículas.

O comportamento acima descrito pode ser confirmado a partir da variação espacial da componente  $E_x$  do campo elétrico. Da mesma maneira que foi realizado para o caso padrão e o primeiro caso, apresentamos apenas os primeiros 400 pontos da grade espacial facilitando a apresentação dos resultados e a associação da modulação das partículas no espaço de fase com a variação espacial do campo elétrico na Figura (4.24). Nesta figura podemos observar que a amplitude do campo elétrico é maior nos instantes iniciais e torna-se menor no decorrer da simulação. Este fato é uma forte evidência de que as partículas mais lentas absorvem energia das ondas.

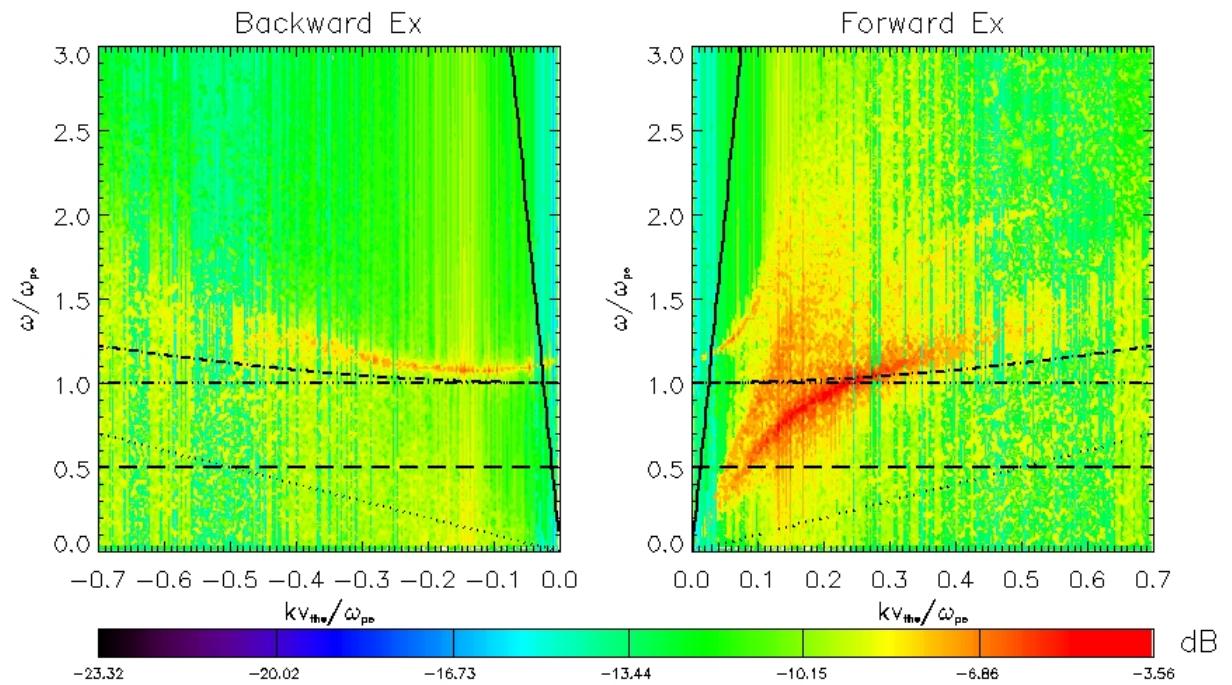


Figura 4.25 - Diagrama  $\omega \times k$  obtido a partir da evolução espaço temporal da componente  $x$  do campo elétrico ( $E_x$ ) para o segundo caso. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação.

O diagrama  $\omega \times k$  para o segundo caso é apresentado na Figura (4.25). Diferentemente dos casos anteriores, os harmônicos não são tão visíveis.

A partir da Figura (4.25) podemos observar a emissão dos modos com propagação para frente e para trás. Neste caso, ainda podemos observar o primeiro harmônico com freqüência  $\omega/\omega_{pe} \approx 1,8$  e número de onda  $k \approx 0,4$ . Este harmônico é um remanescente dos

harmônicos do caso padrão. O segundo feixe de elétrons é injetado no sistema a partir de um determinado instante de tempo depois do primeiro feixe. As ondas que foram geradas pelo primeiro feixe permanecem no sistema após a inclusão do segundo. Desta forma, o harmônico remanescente é observado porque para obtermos a Figura (4.25) realizamos as transformadas de Fourier utilizando as componentes do campo elétrico que foram acumuladas durante todos os instantes de tempo da simulação. Portanto, as ondas que estavam no sistema durante a fase inicial da simulação também são representadas neste gráfico.

Para esclarecer o fato deste harmônico ser um remanescente do caso padrão, obtivemos os diagramas  $\omega \times k$  para diferentes intervalos de tempo durante as simulações, novamente consideramos 80 ciclos de plasma entre um gráfico e outro, com o cuidado de não levar em conta o acúmulo das variáveis do intervalo de 80 ciclos anterior. Este resultado é apresentado na Figura (4.26).

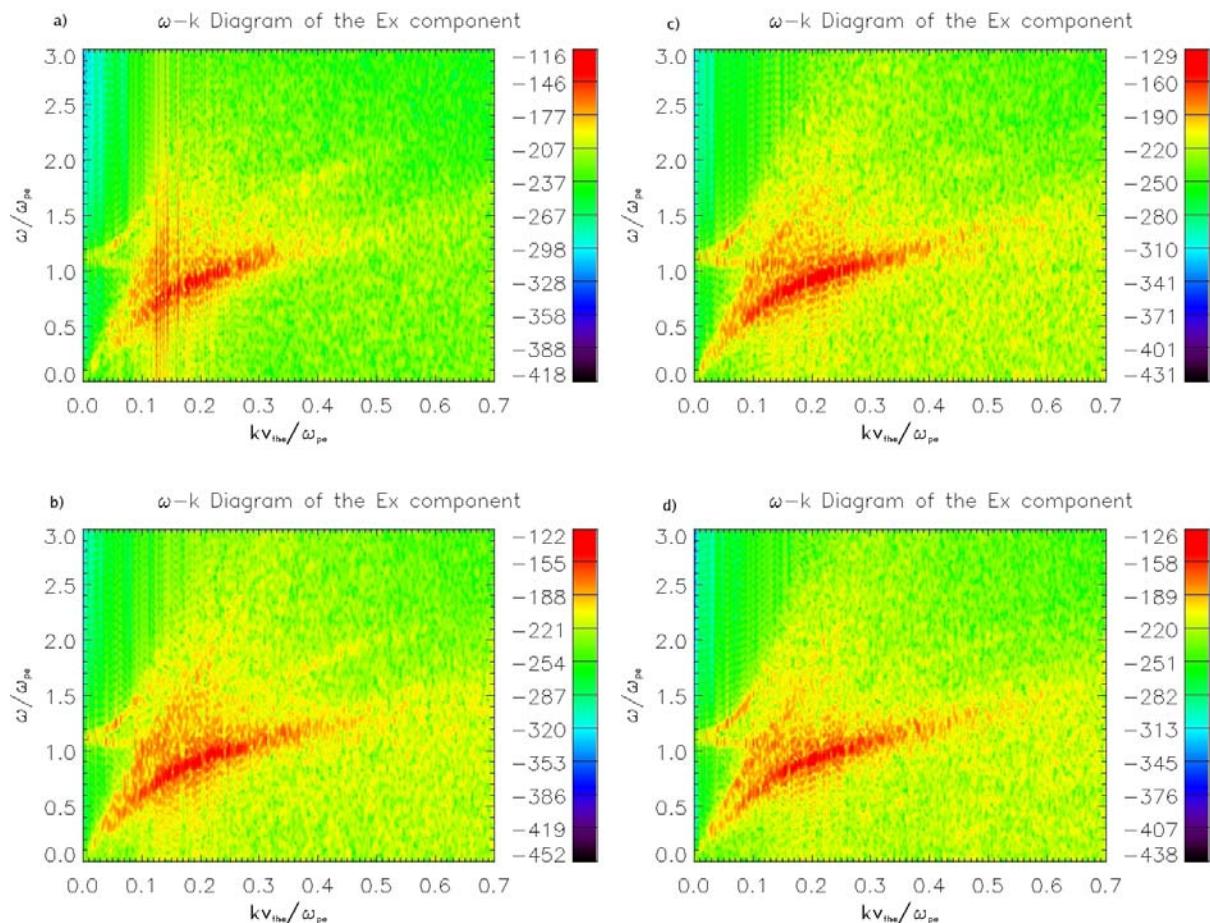


Figura 4.26 - Diagrama  $\omega - k$  para diferentes intervalos de tempo durante as simulações do segundo caso: a)  $\omega_{pet} = 0 - 80$ , b)  $\omega_{pet} = 80 - 160$ , c)  $\omega_{pet} = 160 - 240$ , d)  $\omega_{pet} = 240 - 327,68$ . Os detalhes são descritos no texto.

No intervalo  $\omega_{pe}t = 0 - 80$ , quadro a) da Figura (4.26), podemos observar que o primeiro harmônico surge como um remanescente do caso padrão, pois à medida que a simulação evolui este harmônico vai sendo suprimido, como mostram os quadros b), c) e d).

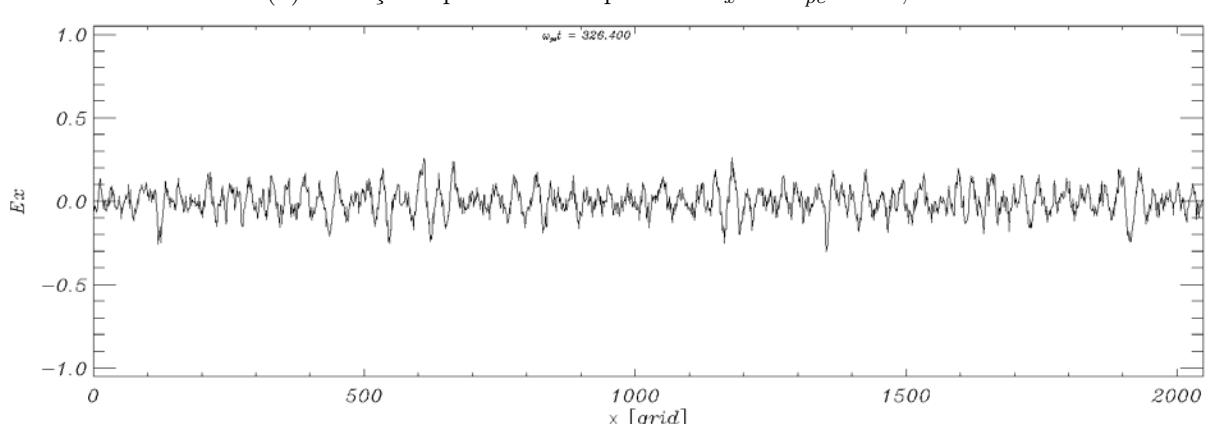
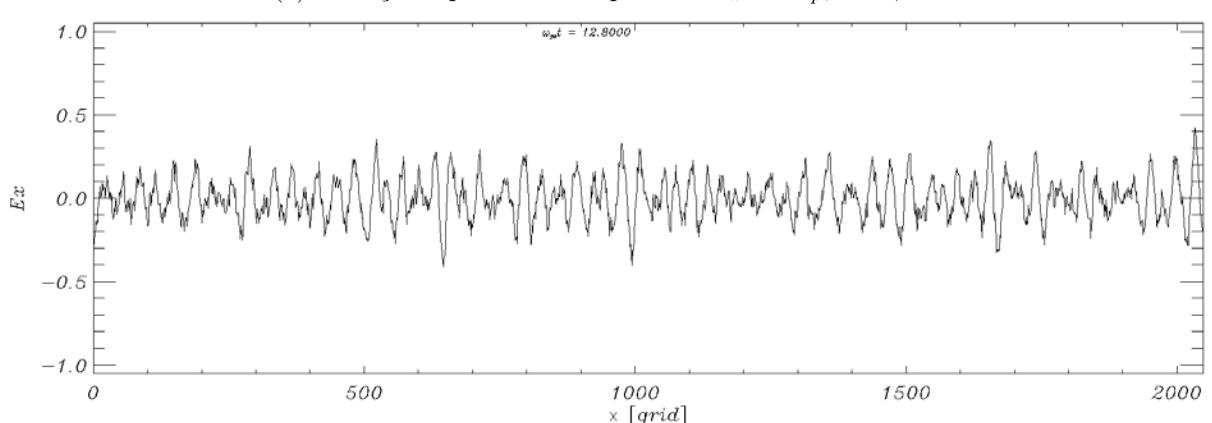
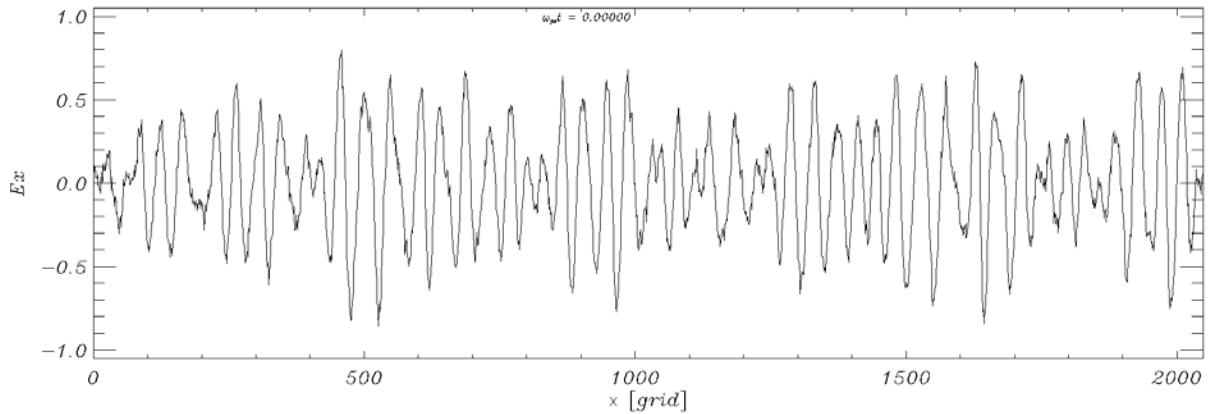


Figura 4.27 - Variação espacial da componente  $E_x$  do campo elétrico em instantes diferentes durante a simulação do segundo caso. Instante inicial (4.27(a)), instante no qual ocorre o mínimo na energia elétrica do sistema (4.27(b)) e instante final da simulação (4.27(c)).

A Figura (4.27) apresenta a variação espacial da componente  $E_x$  do campo elétrico para diferentes instantes de tempo durante a simulação do segundo caso. No quadro (4.27(a)) é mostrada a variação espacial do campo no instante inicial da simulação, no quadro (4.27(b)) o instante no qual ocorre o mínimo na energia elétrica do sistema e no quadro (4.27(c)) o instante final da simulação. Comparando os três quadros podemos observar que a amplitude do campo da componente  $E_x$  do campo elétrico vai diminuindo até o instante em que ocorre o mínimo na energia elétrica do sistema (Figura (4.20) após este instante, a amplitude do campo eletrostático permanece praticamente constante até o final da simulação.

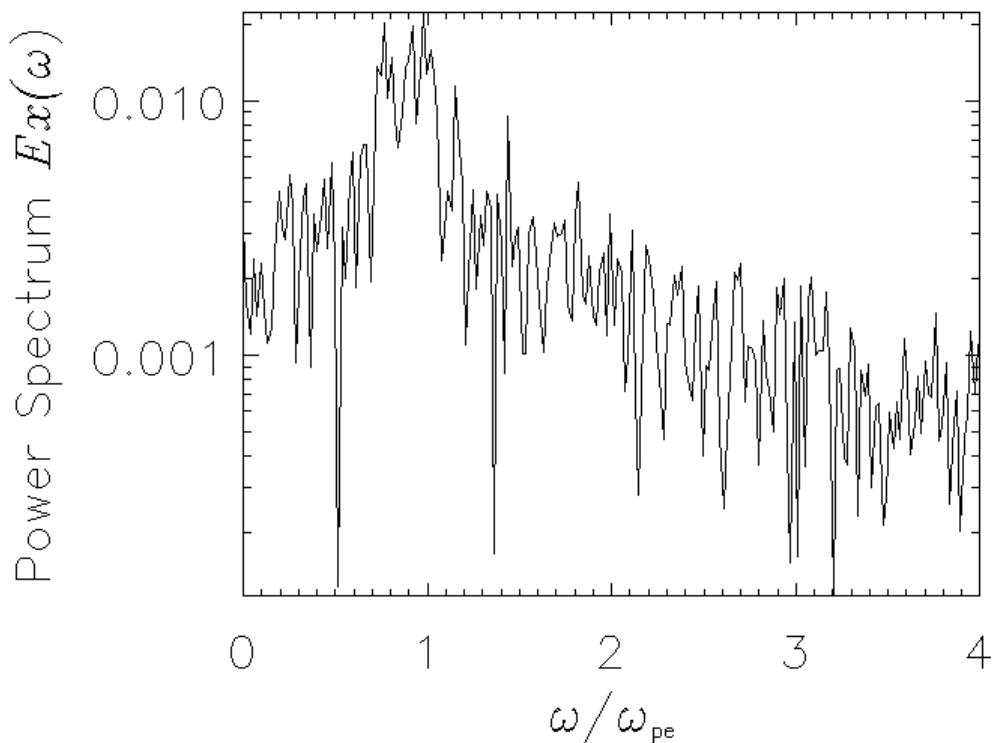


Figura 4.28 - Espectro de potência para as ondas do sistema na simulação do segundo caso.

O espectro de potência do segundo caso é apresentado na Figura (4.28). Comparando a potência da componente eletrostática do segundo caso com os outros casos, vemos que a energia do modo fundamental é aproximadamente igual a energia do primeiro harmônico dos casos anteriores, 10% do caso padrão e do primeiro caso. Esta diminuição da potência das ondas do sistema ocorre devido a energia gasta para acelerar as partículas do segundo feixe de elétrons.

Como o sistema não possui fontes de energia, toda a energia que as partículas adquirem está relacionada com a energia absorvida das ondas que foram geradas pelo primeiro feixe de elétrons. Li et al. (2002) encontraram resultados semelhantes para o caso de vários feixes de elétrons. Eles, também observaram que as partículas do segundo feixe com velocidades menores que as do primeiro absorvem energia das ondas induzidas no sistema, por outro lado, as partículas do segundo feixe com velocidades pouco acima das do primeiro cedem energia para as ondas de Langmuir do sistema.

#### 4.7 Terceiro Caso ( $v_{db2-T} = 1,5v_{db1}$ )

Nesta seção vamos considerar o segundo feixe de elétrons com velocidade de deriva maior que a velocidade do primeiro feixe ( $v_{db2-T} = 1,5v_{db1}$ ). Da mesma maneira que foi realizada para os outros casos, o segundo feixe possui exatamente as mesmas propriedades físicas do primeiro feixe, exceto, a velocidade de deriva que é maior. Todas as outras características da simulação são mantidas as mesmas.

A partir dos gráficos de energia, mostrado na Figura (4.29), podemos observar que a energia elétrica apresenta o maior crescimento, quando comparado com os outros casos, durante a fase inicial da simulação. No instante inicial, a energia elétrica tem intensidade  $W_E \approx 0,04$  e cresce até  $W_E \approx 0,34$  durante 13,62 períodos de plasma, com uma taxa de crescimento  $\gamma_{WE} = 0,157$ . A energia elétrica começa a crescer em  $\omega_{pe}t = 2,55$  e segue crescendo até  $\omega_{pe}t = 16,17$ , onde apresenta o maior valor obtido. Novamente, a energia elétrica cresce às custas da energia cinética das partículas, conforme apresentado no quadro da direita da Figura (4.29).

Após o máximo da energia elétrica as partículas voltam a ganhar velocidade, fazendo com que a energia cinética recupere parte do seu valor inicial durante o decorrer da simulação.

Podemos observar que a energia das componentes eletromagnéticas  $E_y$  e  $E_z$  apresentam o mesmo comportamento dos casos anteriores. Neste caso, o fato de termos injetado o segundo feixe de elétrons com velocidade de deriva maior que a velocidade do primeiro feixe faz com que as componentes eletromagnéticas apresentem maior taxa de crescimento  $\gamma_{el} \approx 2,7 \times 10^{-3}$ . Semelhante aos casos anteriores, a energia das componentes eletromagnéticas crescem linearmente durante toda a simulação.

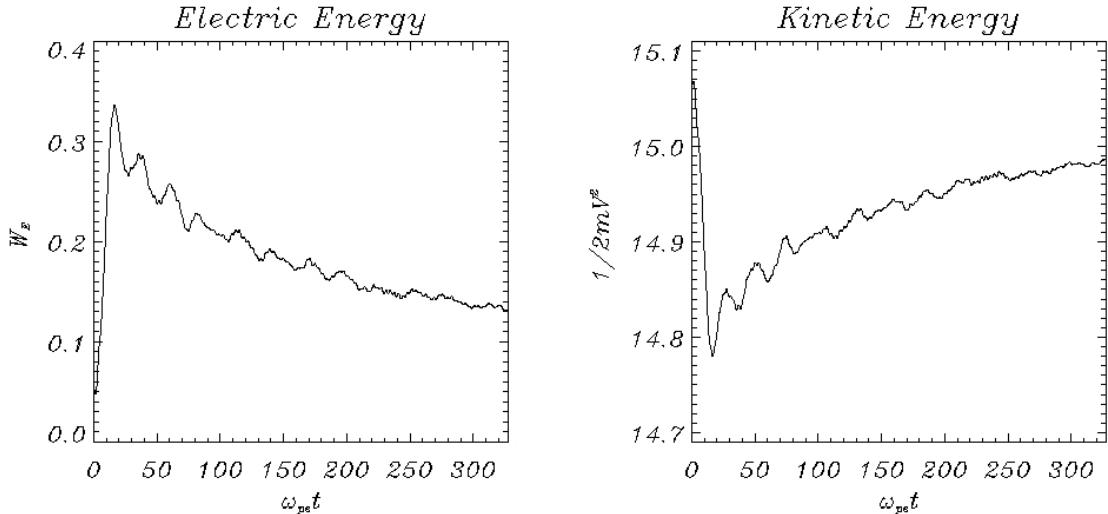


Figura 4.29 - Evolução temporal da energia elétrica (quadro à esquerda), energia cinética (quadro à direita). Neste caso o segundo feixe tem velocidade de deriva maior que o primeiro feixe (terceiro caso).

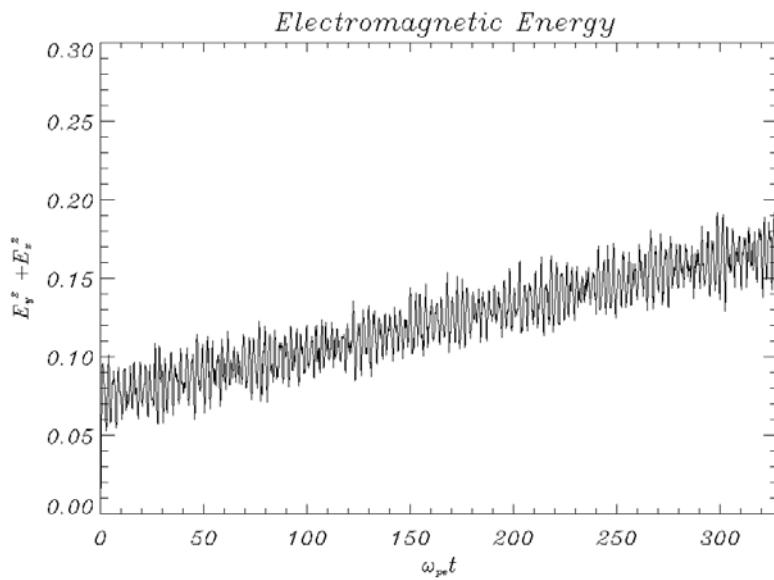


Figura 4.30 - Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ( $E_y^2 + E_z^2$ ) durante a simulação do terceiro caso, após a injeção do segundo feixe de elétrons.

O espaço de fase das partículas é apresentado na Figura (4.31). Novamente, apresentamos os primeiros 300 pontos da grade espacial para facilitar a visualização. No quadro a) da Figura (4.31) mostramos o instante inicial da simulação. O plasma ambiente é representado pela cor preta, o primeiro feixe de elétrons pela cor vermelha e o segundo pela cor azul. No instante inicial, o segundo feixe de elétrons está completamente distribuído na caixa de simulação, e como pode ser visto não apresenta modulação. Após os primeiros períodos

de plasma,  $\omega_{pe}t = 2,56$ , o segundo feixe de elétrons está completamente modulado pelo intenso campo elétrico das ondas de Langmuir, como mostrado no quadro b) da Figura (4.31).

O quadro c) da Figura (4.31),  $\omega_{pe}t = 15,36$ , apresenta o espaço de fase instantes antes do primeiro máximo da energia elétrica do sistema. Os demais quadros mostram o estágio não linear no qual as partículas do segundo feixe já se encontram aprisionadas no poço de potencial das ondas.

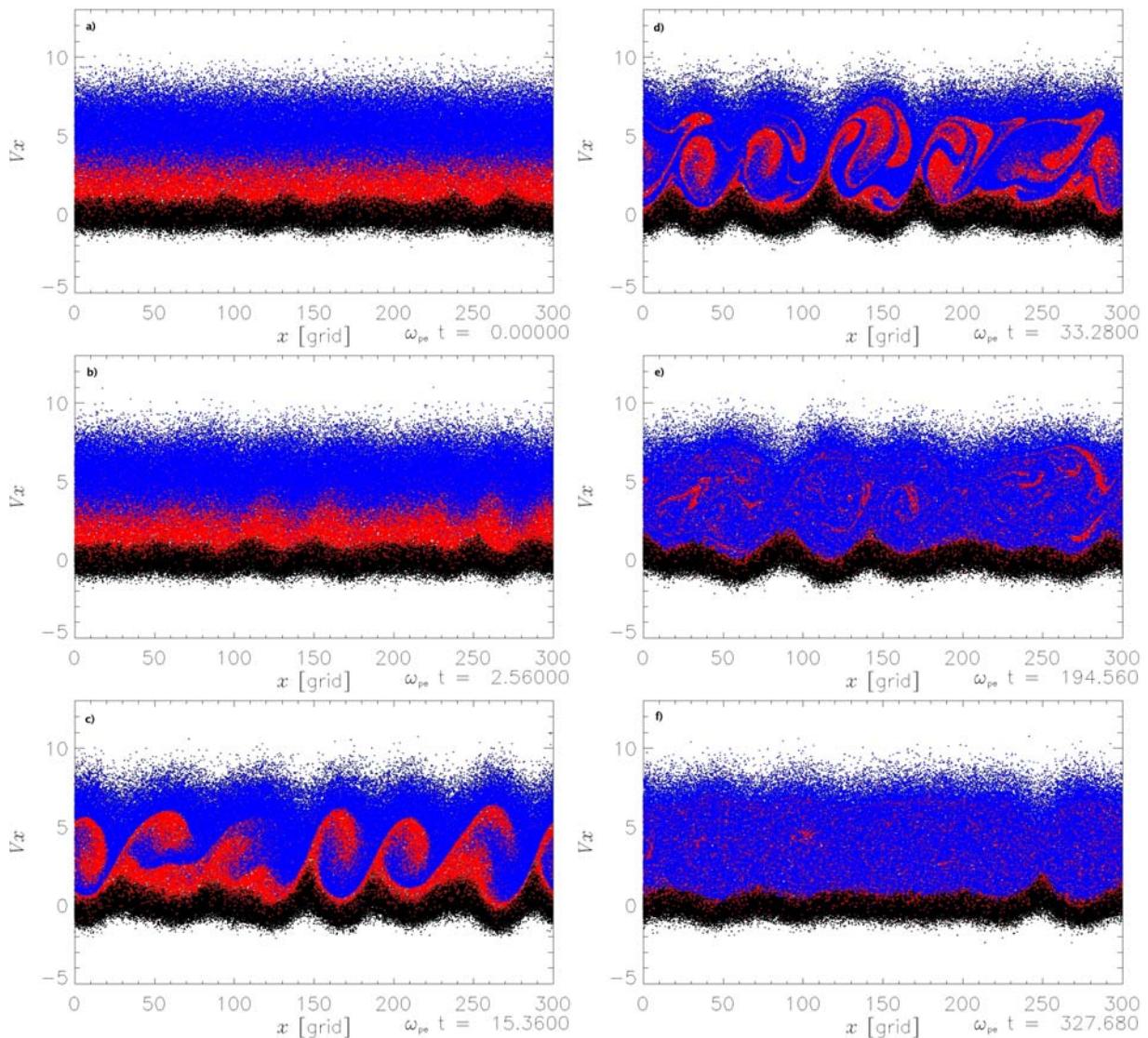


Figura 4.31 - Espaço de fase das partículas,  $x \times v_x$ , para diferentes instantes de tempo durante as simulações do terceiro caso. As figuras são descritas no texto.

Na Figura (4.32) é apresentado o espaço de fase das partículas na forma de gráficos de contorno. Em cada quadro o plasma ambiente é apresentado na parte inferior, o primeiro

feixe na parte central e o segundo feixe na parte superior. Podemos ver que o segundo feixe é rapidamente modulado pelo intenso campo elétrico das ondas de Langmuir. Em  $\omega_{pe}t = 15,36$  vemos que a amplitude das oscilações do plasma ambiente (quadro inferior) são intensificadas.

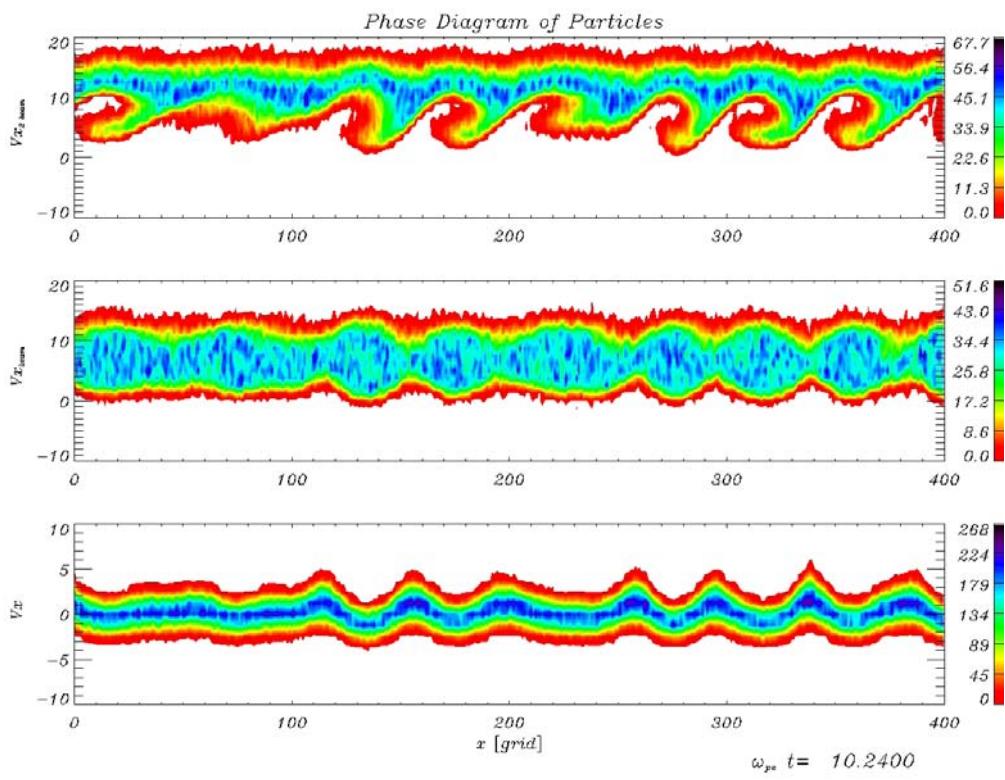
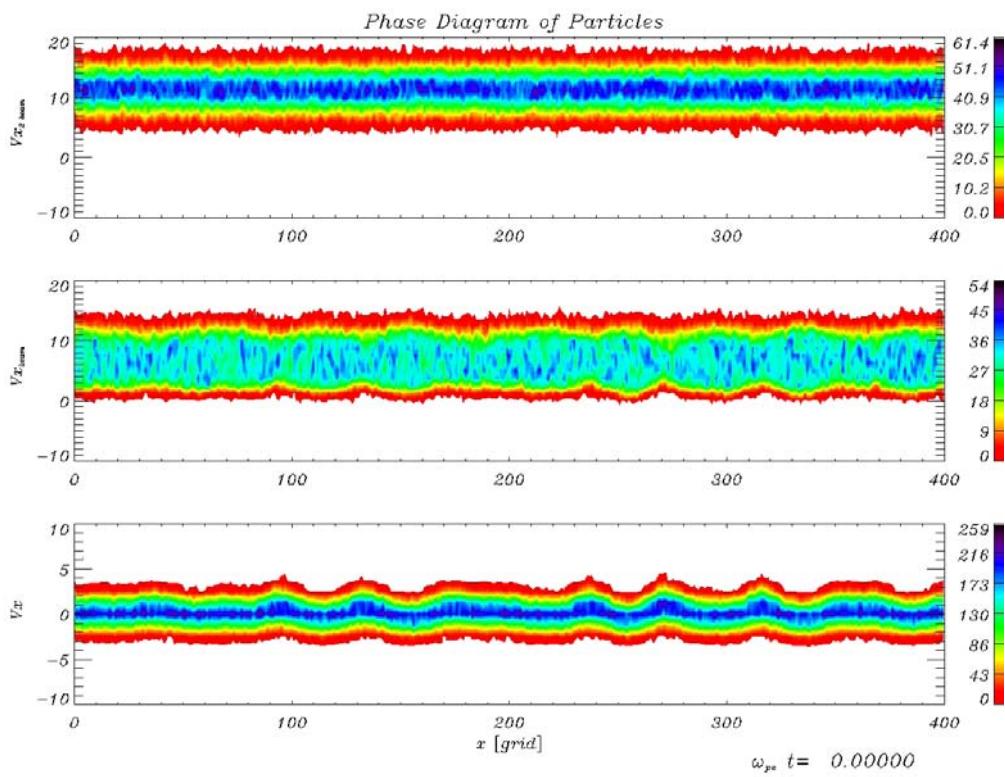


Figura 4.32 - Densidade de partículas do plasma ambiente (base), primeiro (meio) e segundo feixe de elétrons (topo), terceiro caso ( $v_{db2-T} = 1,5v_{db1}$ ). Continua.

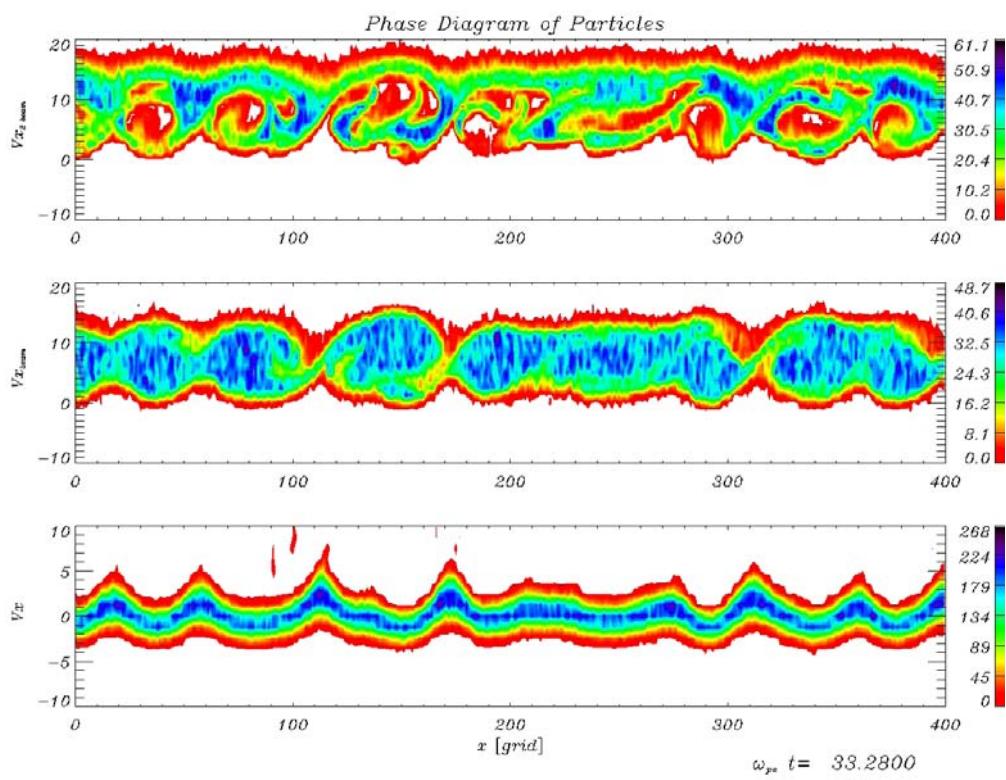
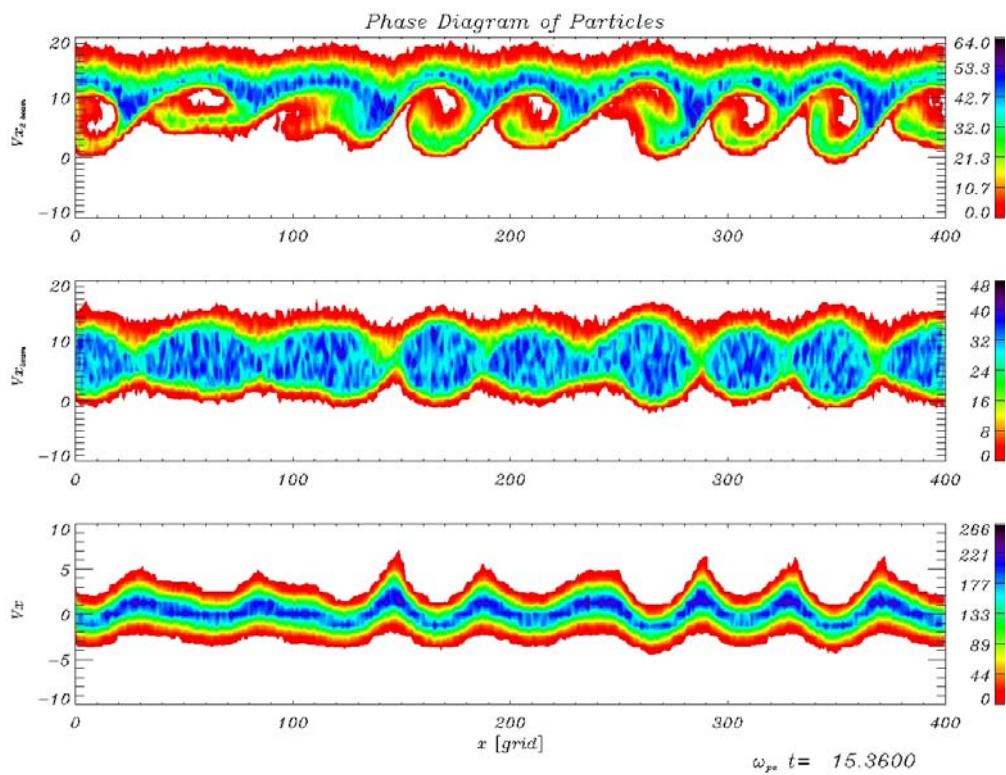


Figura 4.32 - Continuação. (Continua)

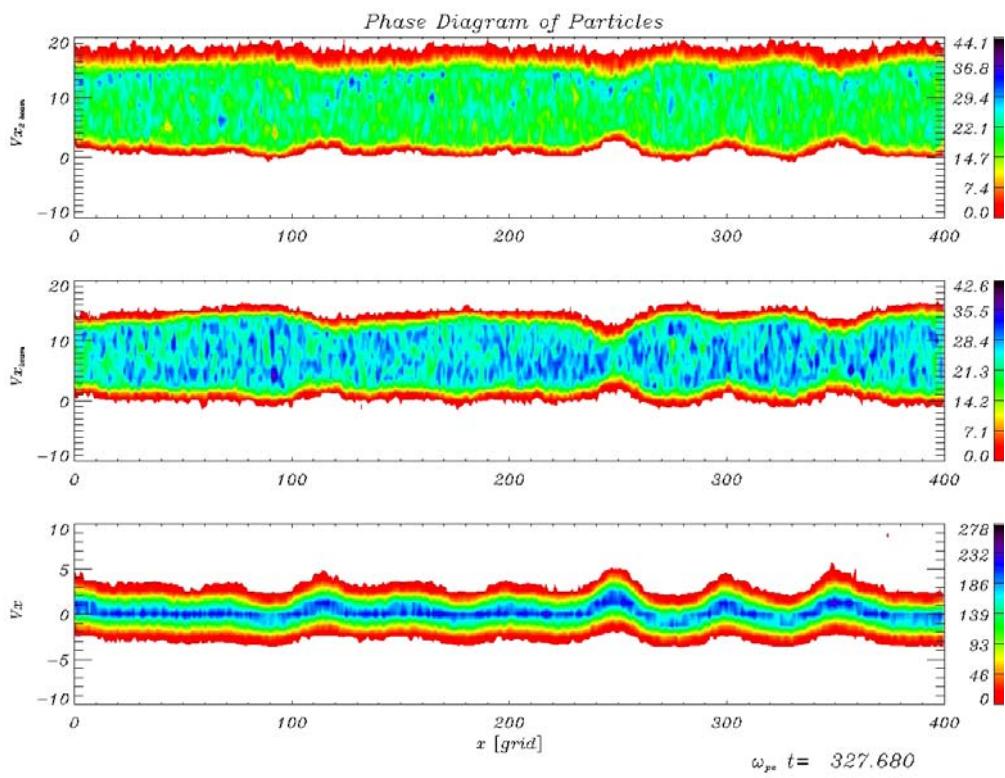
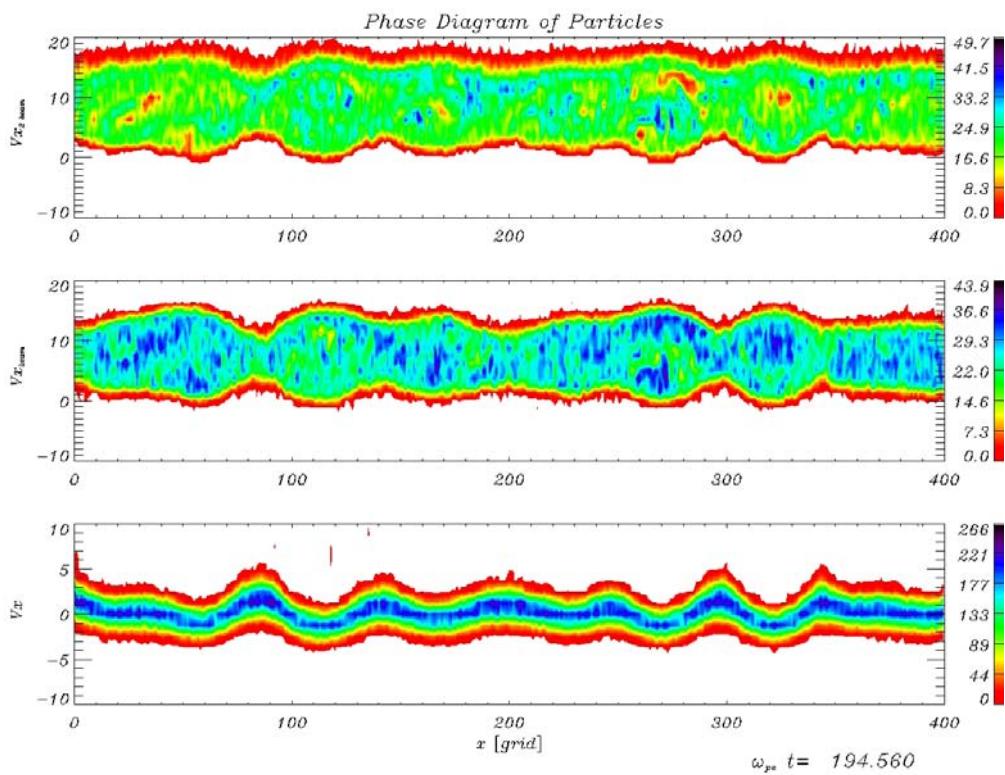


Figura 4.32 - Conclusão.

A intensificação do poço de potencial criado pelo plasma ambiente, que é mais denso, faz com que as partículas do primeiro feixe fiquem completamente confinadas. Este confinamento é caracterizado pela definição das estruturas coerentes no espaço de fase do primeiro feixe de elétrons (Figura (4.32) em  $\omega_{pe}t = 15,36$ ).

As partículas do segundo feixe (quadro superior), que possuem velocidades menores são rapidamente aprisionadas pelo poço de potencial gerado pelas ondas, este processo intensifica a geração dos vórtices nos instantes iniciais do terceiro caso. A medida que as partículas são desaceleradas dentro do poço, parte de suas energias são transferidas para as ondas. Este processo ocorre durante as simulações até o instante de tempo em que ocorre o pico máximo da energia elétrica.

Após o pico na energia elétrica total do sistema, o movimento relativo das partículas do segundo feixe faz com que as partículas do primeiro feixe começem a absorver energia das ondas de Langmuir que foram intensificadas durante a formação dos vórtices. Este processo faz com que a energia cinética do sistema comece a crescer novamente durante a fase de destruição dos vórtices.

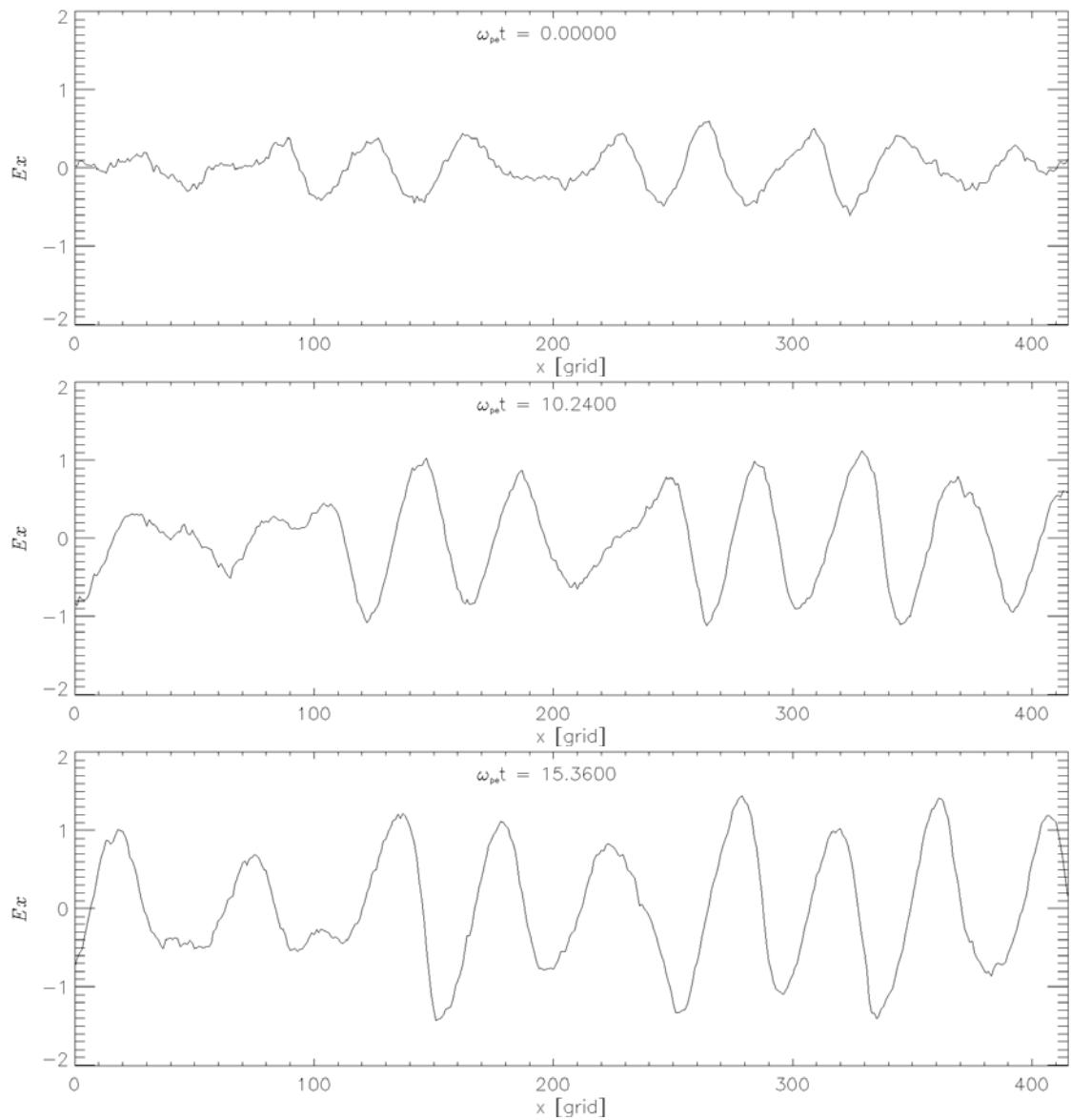


Figura 4.33 - Variação espacial da componente  $E_x$  do campo elétrico, em diferentes instantes de tempo para o terceiro caso. Continua.

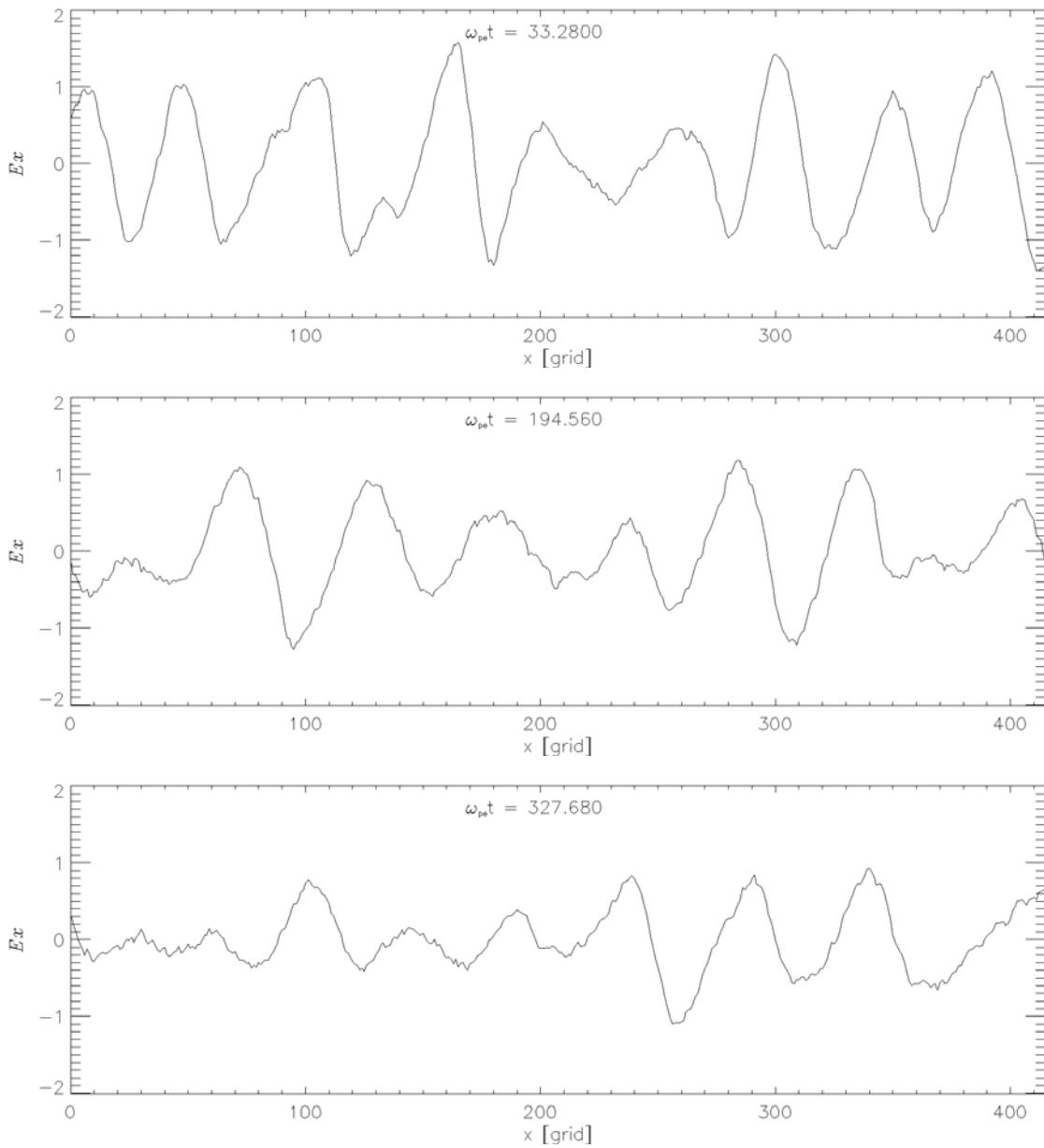


Figura 4.33 - Conclusão.

Quando comparamos os quadros da Figura (4.33) para cada instante de tempo com os quadros da Figura (4.32), podemos observar que durante o estágio inicial da simulação a amplitude da componente  $E_x$  do campo elétrico é intensificada, e nos instantes finais da simulação a amplitude do campo elétrico diminui para valores pouco maiores que os valores iniciais da simulação.

Novamente, na Figura (4.33) são apresentados apenas os primeiros 400 pontos da grade espacial. Comparando a variação espacial do campo elétrico com o espaço de fase das partículas (Figura (4.32)) para cada instante de tempo, podemos observar que cada estrutura coerente no espaço de fase está relacionada a um comprimento de onda do campo elétrico.

As bordas, assim como o centro de cada estrutura coerente apresenta campo elétrico nulo.

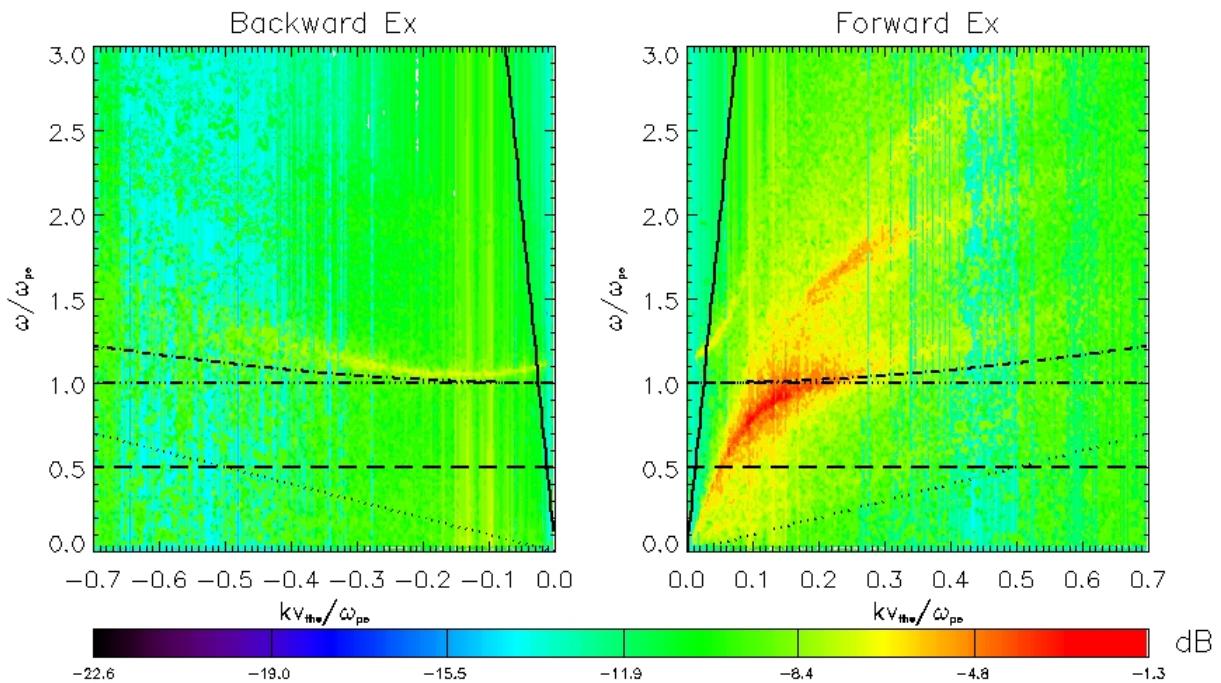


Figura 4.34 - Diagrama  $\omega \times k$  obtido a partir da evolução espaço temporal da componente  $x$  do campo elétrico ( $E_x$ ) para o terceiro caso. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação.

No diagrama  $\omega \times k$ , Figura (4.34), podemos observar a formação de ondas de Langmuir com propagação para frente e para trás. Neste caso, vemos que o modo de feixe sofre intensificação devido à inclusão do segundo feixe de elétrons com velocidade de deriva maior que a velocidade do primeiro feixe.

Quando compararmos a escala de cores em dB para todos os casos, vemos que o segundo feixe provoca alteração na intensidade das ondas emitidas. No caso padrão, um único feixe de elétrons, a intensidade máxima obtida no diagrama  $\omega \times k$  ficou em  $-1,72\text{dB}$ ; já no primeiro caso, segundo feixe de elétrons com a mesma velocidade de deriva do primeiro, a intensidade foi de  $-1,53\text{dB}$  isto é, no primeiro caso as ondas foram intensificadas 11% em relação ao caso padrão. No segundo caso, as ondas tiveram intensidade 105% menores quando comparadas com a intensidade do caso padrão. Vale lembrar que a escala de cores no diagrama  $\omega \times k$  esta relacionada com a amplitude do campo.

Quando consideramos a injeção do segundo feixe com velocidade de deriva maior que a do primeiro feixe, a intensidade máxima passa para  $-1,3\text{dB}$ , valor que é 24% maior que

a intensidade das ondas do caso padrão.

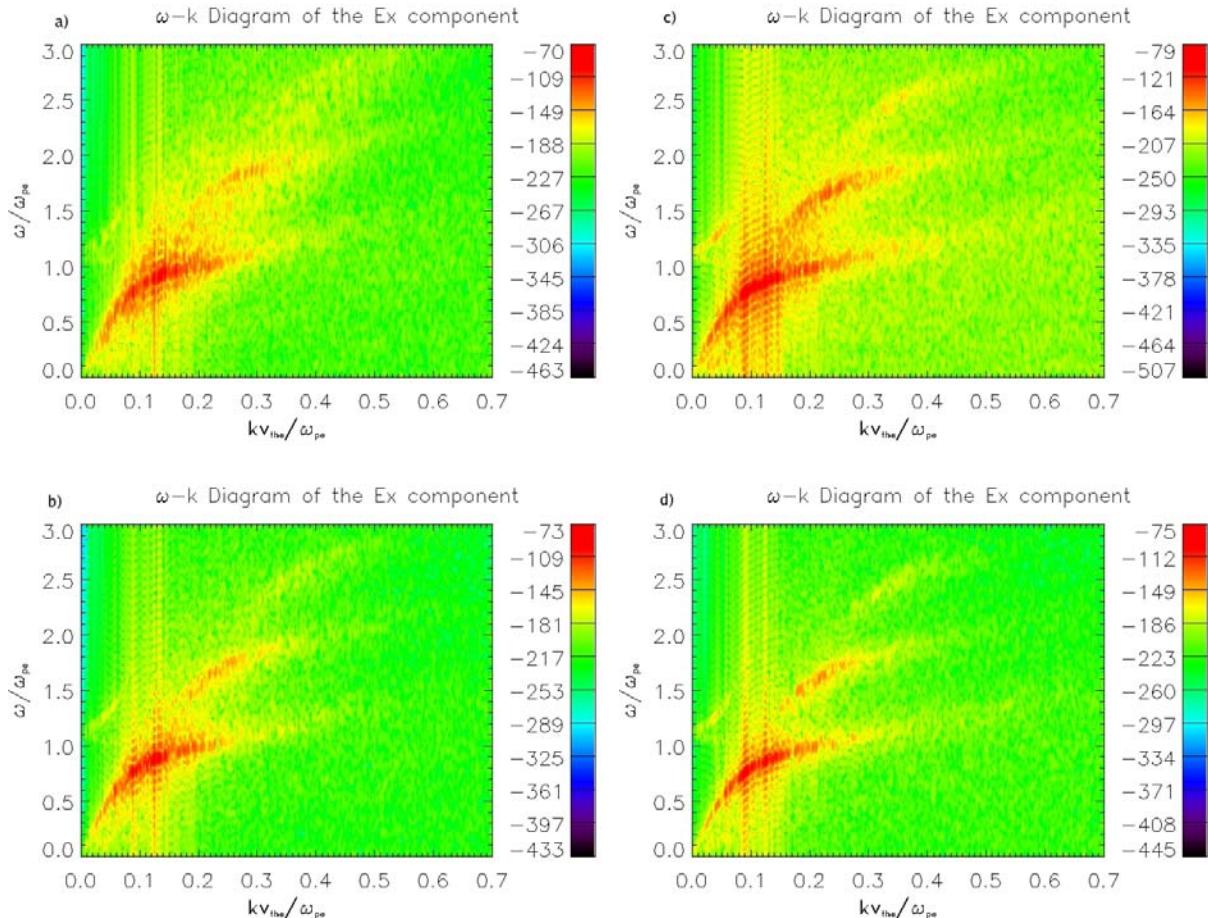


Figura 4.35 - Diagrama  $\omega \times k$  para diferentes intervalos de tempo durante as simulações do terceiro caso: a)  $\omega_{pe}t = 0 - 80$ , b)  $\omega_{pe}t = 80 - 160$ , c)  $\omega_{pe}t = 160 - 240$ , d)  $\omega_{pe}t = 240 - 327,68$ . Os detalhes são descritos no texto.

Na figura (4.35) apresentamos o diagrama  $\omega \times k$  em diferentes instantes de tempo durante as simulações do terceiro caso. Da mesma maneira que foi realizado para os casos anteriores, cada diagrama é obtido ao final de 80 períodos de plasma. No quadro a) apresentamos os primeiros 80 períodos da simulação; podemos observar a presença de ruído entre os harmônicos durante este período.

Nesta fase, vemos também que o modo de feixe e os harmônicos são mais intensificados para freqüências e números de onda mais próximos dos valores obtidos no caso padrão. Após a fase inicial da simulação, quadro b), o sistema entra em um período de intensificação dos harmônicos que é caracterizado pela ausência de ruídos no diagrama  $\omega \times k$ .

Na fase de termalização dos feixes, fase na qual as partículas ganham energia térmica,

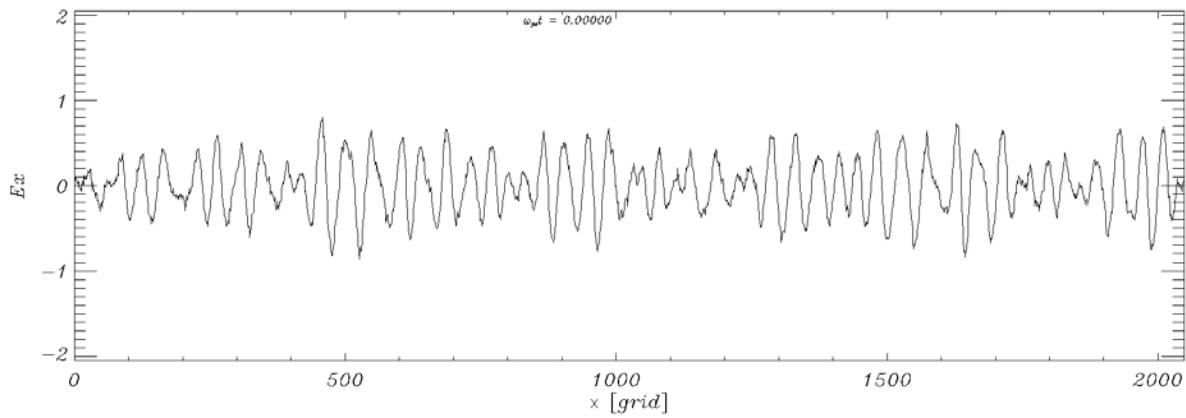
ocorre o alargamento da função de distribuição no espaço de fase; as relações de dispersão ficam menos definidas (quadro c) da Figura 4.35) devido ao aumento de ruídos no diagrama  $\omega \times k$ . Nos últimos instantes da simulação, quadro d), podemos observar que o modo de feixe e os harmônicos são mais intensificados porque praticamente não há ruídos entre as relações de dispersão. A ausência de ruído no diagrama  $\omega \times k$  é uma evidência de que apenas os campos com características das ondas do sistema estão sendo obtidas durante o período observado.

As variações espaciais da componente  $E_x$  do campo elétrico para diferentes instantes de tempo durante a simulação do terceiro caso são apresentadas na Figura (4.36). O quadro superior apresenta a componente  $E_x$  no instante inicial da simulação. Podemos ver que a amplitude máxima do campo elétrico é aproximadamente 0,8, nos instantes próximos ao pico da energia elétrica e que este valor praticamente dobra, passa para 1,8, e volta a diminuir, para aproximadamente 1,3, nos instantes finais da simulação. Este processo ocorre porque no instante inicial as partículas do segundo feixe com velocidades maiores cedem parte de suas energias para as ondas, refletindo no aumento da amplitude do campo elétrico. Após a fase de formação dos vórtices, aproximadamente  $\omega_{pe}t = 16,0$ , as partículas do primeiro feixe que possuem velocidades menores absorvem energia das ondas, com isto, a amplitude do campo elétrico passa a diminuir.

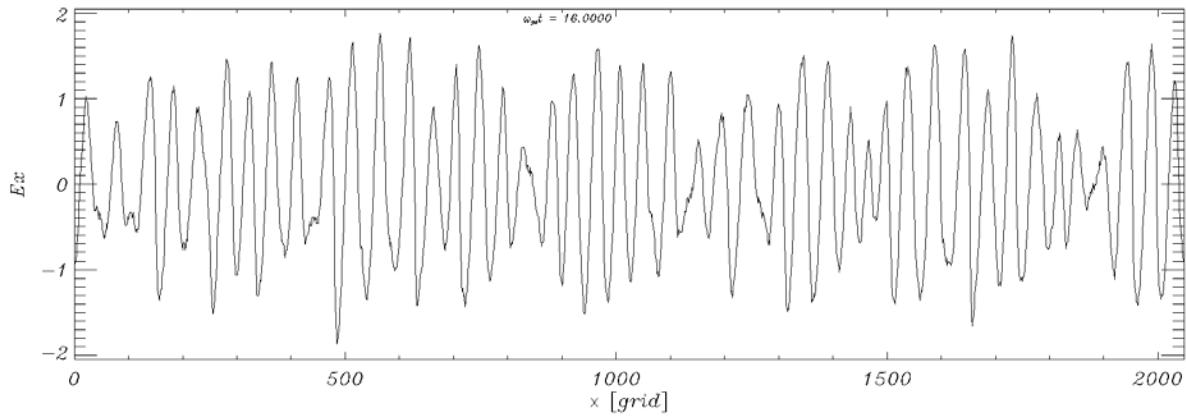
A partir dos gráficos da Figura (4.36) fica clara a modulação espacial das ondas de Langmuir excitadas durante as simulações. Juntamente, na Figura (4.37) podemos observar que as ondas de Langmuir também têm modulação temporal. As modulações espacial e temporal das ondas de Langmuir estão de acordo, qualitativamente, com as modulações das ondas de Langmuir observadas pelos satélites (GURNETT et al., 1993).

O espectro de potência da componente  $E_x$  do campo elétrico é apresentado na Figura (4.38). Podemos ver que o modo de feixe, com freqüência pouco menor que a freqüência de plasma, é o mais intenso, semelhante ao primeiro caso onde a velocidade de deriva do segundo feixe era igual a velocidade do primeiro feixe. Novamente o primeiro harmônico possui 10% da potência do modo fundamental, enquanto que o segundo harmônico possui aproximadamente 4% da potência do modo fundamental.

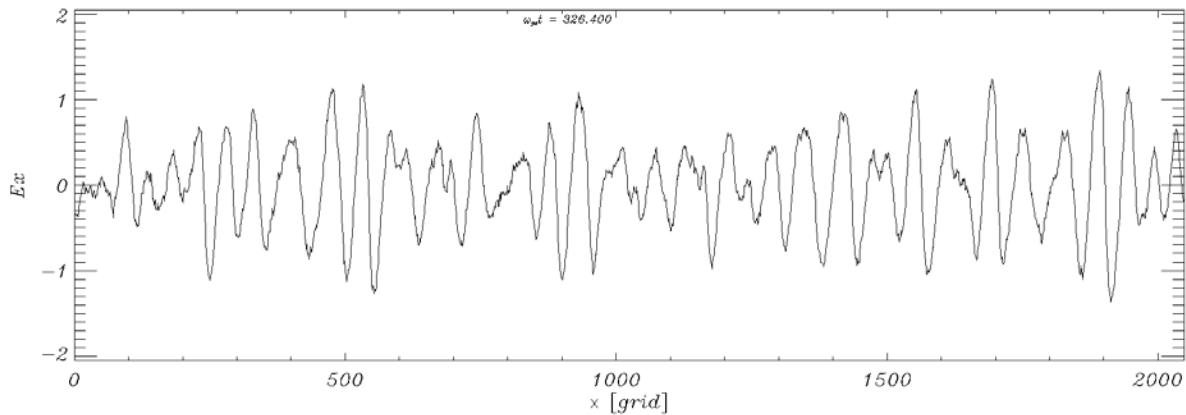
O modo fundamental tem potência máxima em  $\omega/\omega_{pe} \approx 0,9$  para o primeiro harmônico a potência máxima ocorre em  $\omega/\omega_{pe} \approx 1,5$  enquanto que, para o segundo harmônico a potência máxima ocorre quando  $\omega/\omega_{pe} \approx 2,4$ .



(a) Variação espacial da componente  $E_x$  em  $\omega_{pe}t = 0,0$ .



(b) Variação espacial da componente  $E_x$  quando  $\omega_{pe}t = 16,0$ .



(c) Variação espacial da componente  $E_x$  em  $\omega_{pe}t = 326,4$ .

Figura 4.36 - Variação espacial da componente  $E_x$  do campo elétrico em instantes diferentes durante a simulação do terceiro caso. Instante inicial (4.36(a)), instante no qual ocorre o mínimo na energia elétrica do sistema (4.36(b)) e instante final da simulação (4.36(c)).

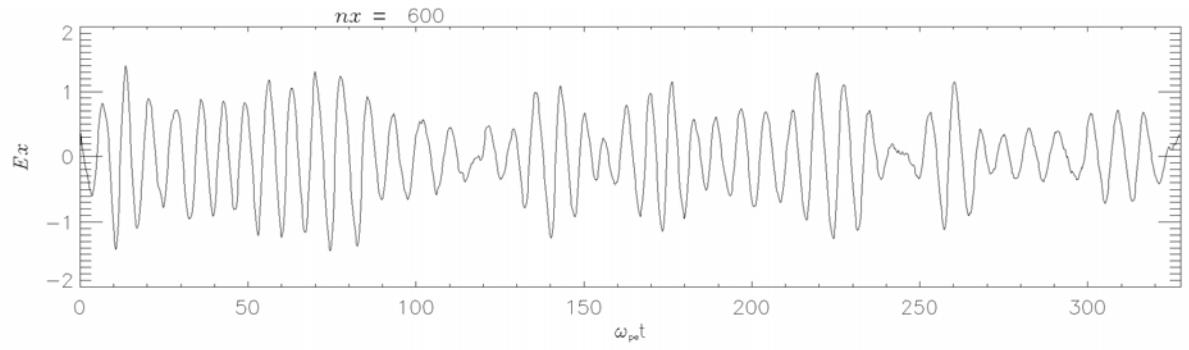


Figura 4.37 - Variação temporal da componente  $E_x$  do campo elétrico para o terceiro caso em  $nx = 600$ .

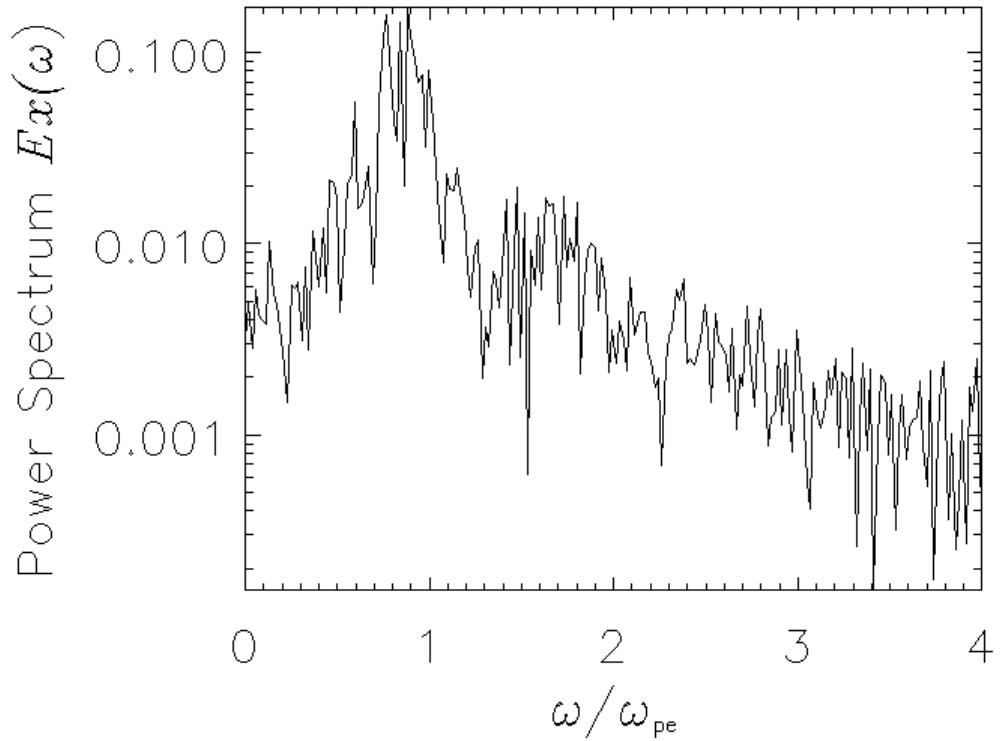


Figura 4.38 - Espectro de potência para as ondas do sistema no terceiro caso.

## 4.8 Componentes Eletromagnéticas

Até o momento não focamos nossas discussões nas componentes eletromagnéticas para cada caso simulado. Esta discussão será realizada nesta seção comparando todos os casos.

Nas seções anteriores verificamos que após a injeção do segundo feixe de elétrons a energia das componentes eletromagnéticas sofre um pequeno aumento na taxa de crescimento. Em

todos os casos com o segundo feixe de elétrons injetado no sistema, a taxa de crescimento das componentes eletromagnéticas ficou acima da taxa de crescimento do caso padrão,  $\gamma_{el} = 6,54 \times 10^{-4}$  para o caso padrão,  $\gamma_{el} = 2,11 \times 10^{-3}$  para o primeiro caso,  $\gamma_{el} = 1,64 \times 10^{-3}$  para o segundo caso e  $\gamma_{el} = 2,7 \times 10^{-3}$  no terceiro caso.

Embora o segundo caso tenha apresentado menor taxa de crescimento após a injeção do segundo feixe, os valores obtidos estão bem acima dos valores encontrados para o caso padrão. Este fato mostra que a injeção de vários feixes de elétrons em um sistema previamente perturbado (contendo ondas de Langmuir) pode ser um mecanismo eficiente no processo de geração de radiação eletromagnética.

Fazendo a transformada de Fourier no espaço e no tempo obtemos as relações de dispersão para as componentes eletromagnéticas de cada caso. A Figura (4.39) apresenta as relações de dispersão para as componentes eletromagnéticas do caso padrão; na Figura (4.40) temos os resultados do primeiro caso, na Figura (4.41) os resultados do segundo caso e finalmente na Figura (4.42) as relações de dispersão eletromagnéticas do terceiro caso.

Em todos as rodadas da simulação podemos observar a emissão dos modos eletromagnéticos fundamentais, circularmente polarizado à direita de alta freqüência, com freqüências superiores à de plasma, circularmente polarizado à direita de baixa freqüência, chamado de modo whistler, e o modo circularmente polarizado à esquerda, com freqüência inferior à freqüência de plasma.

Os modos fundamentais aparecem com propagação para frente  $k > 0$  e para trás  $k < 0$  em todos os casos estudados. Outro modo que aparece com propagação para frente e para trás é o modo com freqüência  $\omega/\omega_{pe} = \Omega_{ce}$ . Este modo ocorre devido ao giro dos elétrons em torno do campo magnético ambiente e têm freqüências maiores à medida que  $k$  aumenta. Quando comparamos a intensidade da componente eletrostática com a componente eletromagnética (através da tabela de cores nos diagramas  $\omega \times k$ ), observamos que a última é muito fraca quando comparada com a primeira. Esta diferença de intensidade gera dificuldade na análise dos dados, pois os sinais das componentes eletromagnéticas podem ser confundidos com ruídos. Esta baixa intensidade faz com que o diagrama  $\omega \times k$  tenha uma baixa resolução.

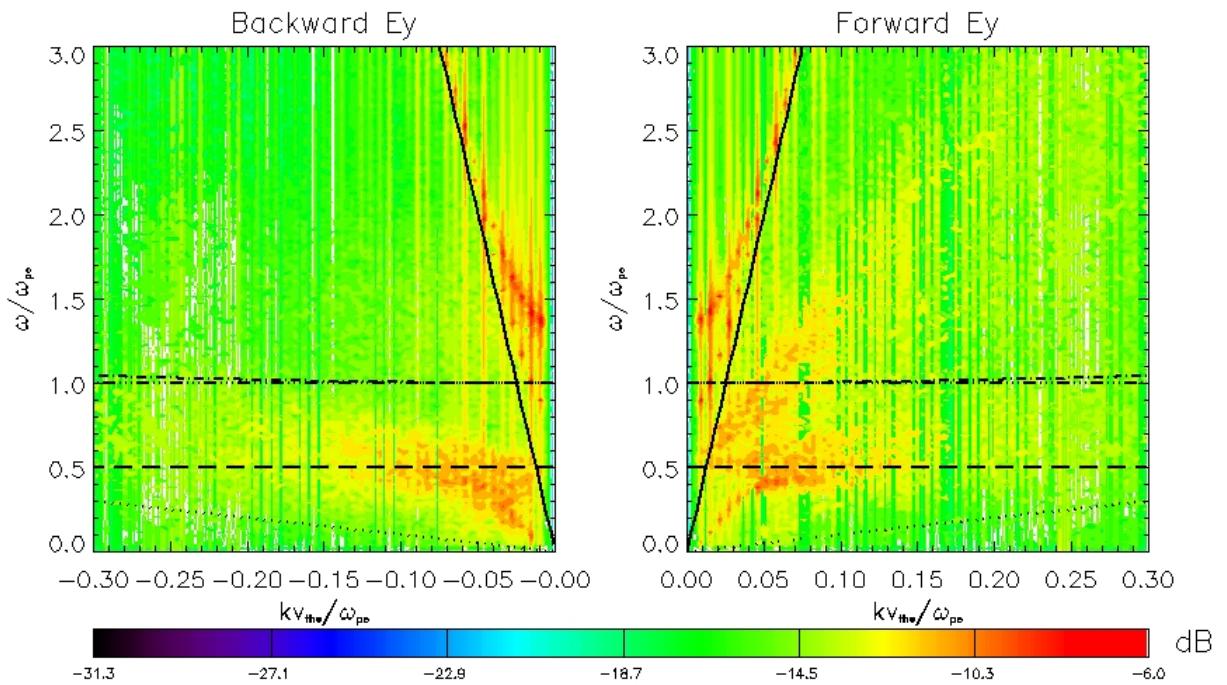


Figura 4.39 - Diagrama  $\omega \times k$  obtido a partir da evolução espaço temporal da componente  $y$  do campo elétrico ( $E_y$ ) para o caso padrão. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação.

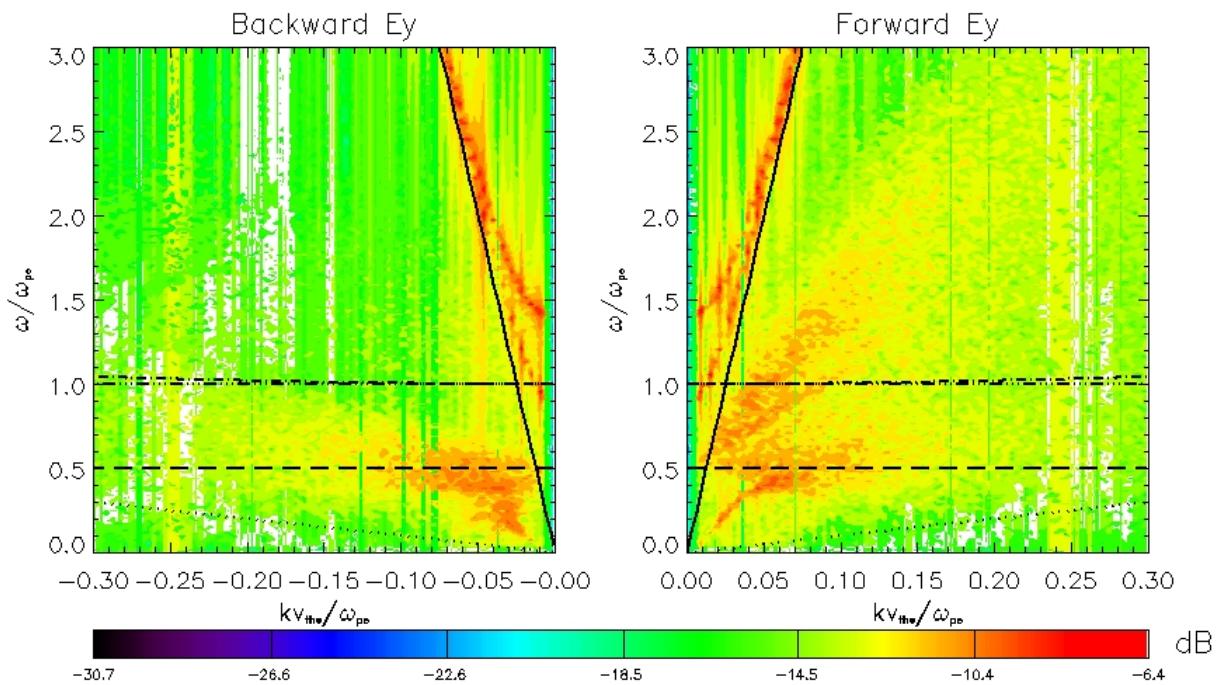


Figura 4.40 - Diagrama  $\omega \times k$  obtido a partir da evolução espaço temporal da componente  $y$  do campo elétrico ( $E_y$ ) para o primeiro caso. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação.

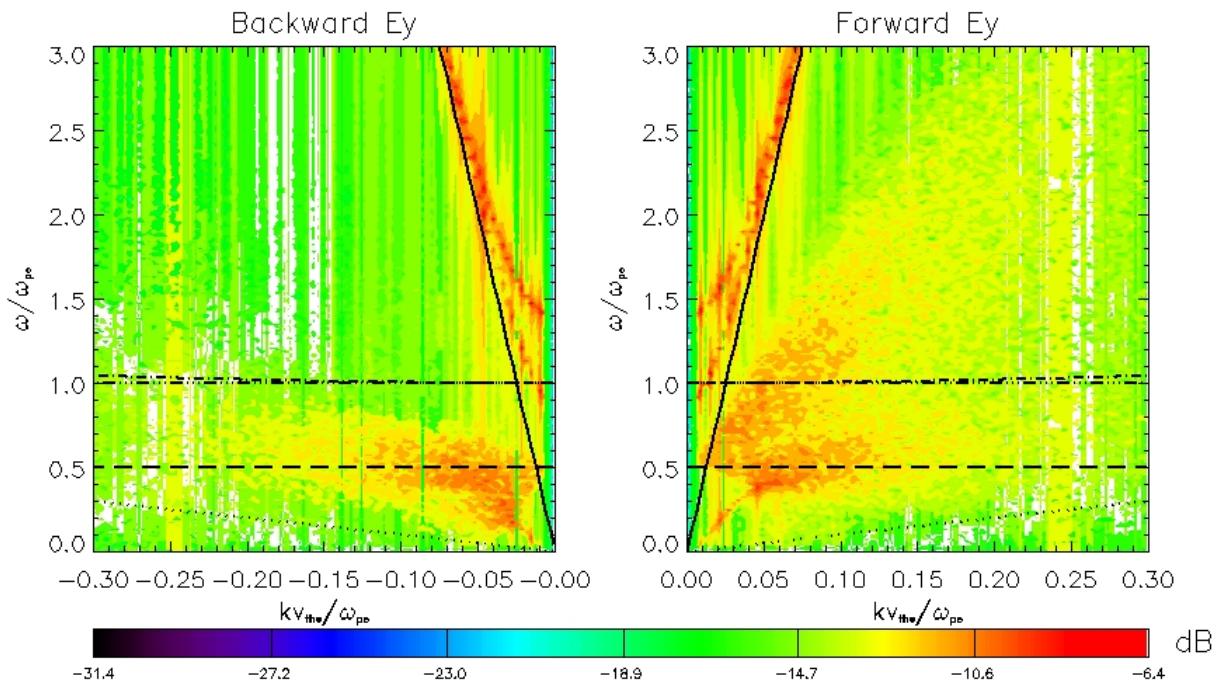


Figura 4.41 - Diagrama  $\omega \times k$  obtido a partir da evolução espaço temporal da componente  $y$  do campo elétrico ( $E_y$ ) para o segundo caso. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação.

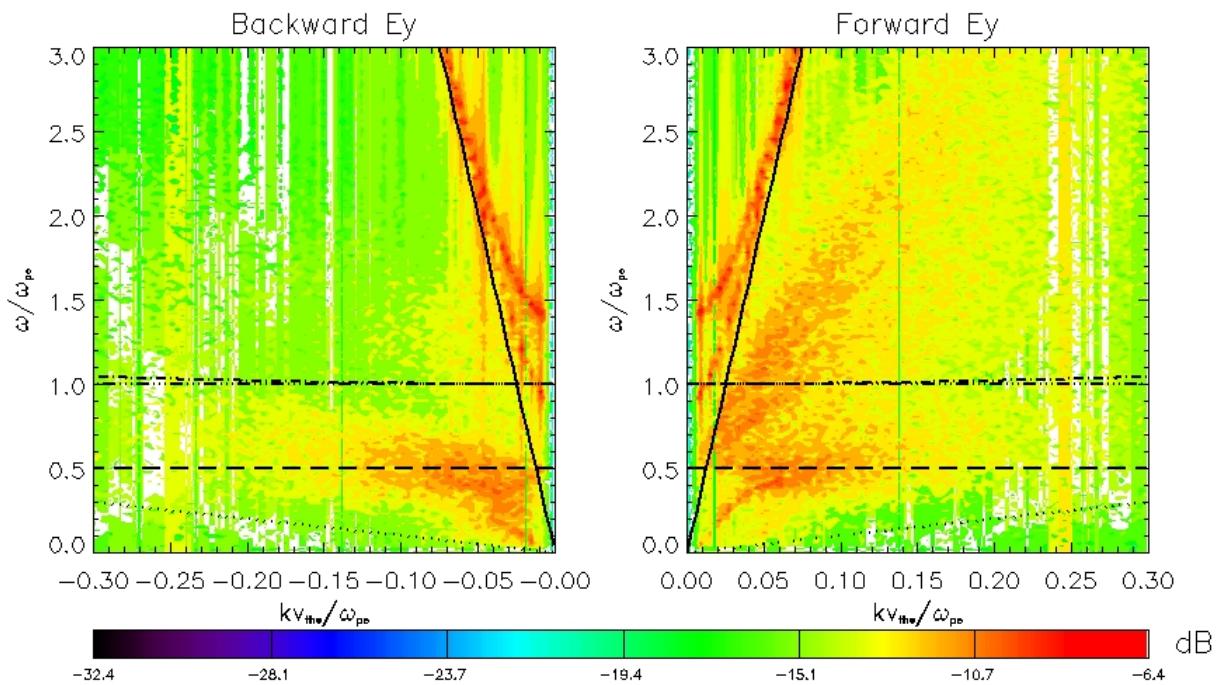


Figura 4.42 - Diagrama  $\omega \times k$  obtido a partir da evolução espaço temporal da componente  $y$  do campo elétrico ( $E_y$ ) para o terceiro caso. As relações de dispersão foram obtidas no instante final da simulação.

Em todos os casos simulados podemos observar a presença de um modo com propagação para frente que inicia com freqüência maior que a ciclotrônica não sobrepondo-a; crescendo para freqüências maiores a media que o número de onda aumenta. Este modo que vamos chamar de NL (não linear) não se enquadra nas características dos modos conhecidos a partir da teoria linear, como veremos.

Para propagação paralela ao campo magnético  $\vec{B}_0$ , os modos lineares conhecidos são os modos L e R, circularmente polarizados à esquerda e à direita de alta e baixa freqüência, respectivamente. O modo L ocorre para freqüências  $\omega \geq \omega_1$  onde,

$$\omega_1 = \frac{1}{2} [(\Omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2)^{1/2} - |\Omega_{ce}|] \rightarrow \frac{\omega_1}{\omega_{pe}} \approx 0,78. \quad (4.1)$$

O modo R de alta freqüência ocorre para  $\omega \geq \omega_2$  onde,

$$\omega_2 = \frac{1}{2} [(\Omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2)^{1/2} + |\Omega_{ce}|] \rightarrow \frac{\omega_2}{\omega_{pe}} \approx 1,28. \quad (4.2)$$

O modo R de baixa freqüência, conhecido como modo whistler, só é obtido para freqüências  $\omega \leq |\Omega_{ce}|$ . A partir da teoria linear, não se prevê nenhum modo com propagação entre o intervalo de freqüências  $0,5 < \omega/\omega_{pe} < 0,78$ . Acreditamos que este modo NL que aparece dentro deste intervalo de freqüências tenha origem não linear, de alguma maneira, semelhante aos harmônicos eletrostáticos. Até o momento não sabemos identificar precisamente a origem deste modo NL.

O estudo detalhado do mecanismo de emissão eletromagnética pode ser realizado a partir de um código de simulação bi, ou tridimensional. Futuramente poderemos utilizar um código bidimensional para obter detalhes de alguns resultados obtidos neste trabalho. Este código de simulação bidimensional encontra-se atualmente em desenvolvimento. No Apêndice A, apresentamos parte do formalismo necessário para desenvolver um código de simulação bidimensional.

## 4.9 Discussões

As observações de rádio tornaram-se ferramentas poderosas para o estudo da atividade solar e influência desta atividade no clima espacial. Em geral, a emissão de rádio está associada a fenômenos eruptivos do sol potencialmente geoféticos, como CMEs, Flares, choques coronais e interplanetários. Todos estes fenômenos tem como característica principal a aceleração de partículas e a emissão de rádio.

Durante as explosões solares, feixes de elétrons são injetados no meio interplanetário. Estes feixes de partículas interagem com as partículas do vento solar dando origem a radiação eletromagnética com freqüências iguais e harmônicas da freqüência de plasma local. Teorias recentes (LI et al., 2002; KASABA et al., 2001) sugerem que durante a atividade solar mais de um feixe de elétrons possa ser ejetado no meio interplanetário, e que o processo de emissão de radiação seria melhor descrito considerando a interação de múltiplos feixes de partículas com as ondas que se propagam no sistema. Na região do arco de choque terrestre a mesma situação ocorreria para gerar a radiação observada, neste caso, as partículas refletidas de volta ao meio interplanetário pelo choque terrestre teriam distribuição na forma de feixe de elétrons.

Motivados pelo cenário sugerido para as emissões de rádio no meio interplanetário e choque terrestre, neste trabalho realizamos simulações computacionais para estudar o efeito de múltiplos feixes de elétrons injetados no sistema simulado em diferentes instantes de tempo. As simulações foram realizadas utilizando um código de partículas unidimensional KEMPO 1D (OMURA; MATSUMOTO, 1993) que foi modificado para receber um segundo feixe de partículas durante as simulações.

Para introduzir ondas de Langmuir no sistema e verificarmos os efeitos do segundo feixe, primeiro realizamos as simulações para um único feixe de elétrons com velocidade de deriva em relação a um plasma ambiente, esta simulação foi chamada de caso padrão onde  $v_{db1} = 7,5v_{the}$ .

Após a simulação do caso padrão as condições do sistema (campos e partículas) são armazenadas, então, o segundo feixe de elétrons é injetado no sistema. Todas as informações armazenadas na simulação anterior juntamente com o novo feixe de partículas são carregadas como condição inicial da nova simulação. A entrada do segundo feixe na simulação é realizada de tal forma a evitar erro numérico nas grades de simulação e condições de contorno do código, que são consideradas periódicas. O segundo feixe não é realmente injetado durante a evolução temporal; na prática, ele é distribuído na caixa de simulação antes de iniciar a evolução do sistema, isto é, no instante  $\omega_{pe}t = 0,0$  o segundo feixe já se encontra completamente distribuído nas grades espaciais. As simulações considerando o segundo feixe foram realizadas para três casos diferentes variando a velocidade de deriva do segundo feixe; estes casos são denominados primeiro caso, com  $v_{db2-P} = v_{db1}$ , segundo caso  $v_{db2-S} = 0,5v_{db1}$  e terceiro caso  $v_{db2-T} = 1,5v_{db1}$ .

Os resultados obtidos para o caso padrão mostram que o primeiro feixe de elétrons é responsável por quebrar o estado de equilíbrio, introduzindo ondas de Langmuir no sistema através de instabilidade feixe de plasma. No caso padrão, assim como nos demais casos, as

simulações foram realizadas sem a presença de instabilidade numérica, caracterizada pela conservação da energia total do sistema, soma das energias cinética, elétrica e magnética, Figura (4.2). No mesmo gráfico podemos observar a ausência de campos elétricos no sistema no instante inicial da simulação, caracterizada pelo valor nulo da energia elétrica no instante  $\omega_{pe}t = 0,0$ . O crescimento da energia elétrica está relacionando unicamente com a geração de ondas de Langmuir no sistema.

O diagrama  $\omega \times k$  no caso padrão mostra a emissão dos modos eletrostático com propagação para frente  $k > 0$  e para trás  $k < 0$ . O modo de feixe com propagação para frente e os harmônicos da freqüência de plasma também estão presentes no sistema.

Em todos os casos em que o segundo feixe de elétrons está presente, a taxa de crescimento das componentes eletromagnéticas foi maior que a do caso padrão. Este fato é uma evidência de que o processo de emissão eletromagnética pode estar relacionado com a participação de múltiplos feixes, que interagem com as ondas presentes no sistema. Para confirmar estes resultados serão necessárias simulações bidimensionais que levariam em conta o movimento perpendicular das partículas, o que possibilitaria a obtenção tridimensional de todos os campos.

Quando consideramos o segundo feixe de elétrons com velocidade maior ou igual a velocidade do primeiro feixe obtemos os maiores valores para a potência das ondas geradas no sistema. As partículas do segundo feixe com maior velocidades perdem parte desta energia para as ondas via interação onda partícula, fazendo com que as ondas sejam intensificadas, como mostrado no espectro de potência do primeiro e terceiro caso.

Nas simulações em que o segundo feixe tem velocidade menor que a do primeiro feixe as partículas lentas do segundo feixe absorvem energia das ondas geradas pelo primeiro. Li et al. (2002) estudando a propagação de múltiplos feixes, também observaram a troca de energia entre as partículas e as ondas do sistema, onde, as partículas rápidas cedem energia para as ondas enquanto que as partículas lentas absorvem energia das ondas.

Em todas as simulações realizadas com o segundo feixe de elétrons os harmônicos sofrem uma aproximação no diagrama  $\omega \times k$ , relacionada com o aumento da densidade dos feixes em relação ao plasma ambiente.

Nas componentes eletromagnéticas, vemos que em todos os casos estudados os modos circularmente polarizado à direita e à esquerda apresentam propagação para frente e para trás; outro modo presente em todos os casos é a oscilação com freqüência ciclotrônica  $\omega/\omega_{pe} = \Omega_{ce}$  que está relacionada com o movimento das partículas em torno das linhas de campo.

Com propagação para frente, observamos a emissão de um modo eletromagnético que tem origem dentro do intervalo de freqüências  $0,5 < \omega/\omega_{pe} < 0,78$ , compreendido entre a freqüência ciclotrônica e a freqüência híbrida superior  $\omega_{HU} = (\omega_{pe}^2 + \Omega_{ce}^2)^{1/2}$ . Como a teoria linear não prevê nenhum tipo de onda dentro deste intervalo de freqüências, acreditamos que este modo tenha origem puramente não linear. Futuramente vamos investigar detalhadamente o possível mecanismo de emissão deste modo não linear, que até o momento chamamos de NL, utilizando um código de simulação via partículas bidimensional que está em construção.

Embora nossos resultados não tenham apresentado ondas eletromagnéticas com freqüências harmônicas da local de plasma, como previsto na teoria para a emissão de radiação eletromagnética durante as explosões solares tipo III, estes resultados podem ser obtidos com a utilização de um código de partículas eletromagnético bidimensional uma vez que neste código utilizaremos o conjunto completo tridimensional das equações de Maxwell.

## 5 CONSIDERAÇÕES FINAIS E TRABALHOS FUTUROS

Neste trabalho, utilizamos os recursos computacionais (soluções numéricas e simulações) para estudar alguns aspectos da emissão e propagação de radiação no meio interplanetário e região do arco de choque terrestre.

Vimos que plasmas magnetizados podem apresentar uma distribuição de velocidade para as partículas que não é simétrica em relação ao campo magnético, chamada de não girotrópica. A não girotrópia pode estar relacionada a qualquer fenômeno que provoque uma perturbação, injeção ou aniquilação de partículas que tenham períodos menores que o período ciclotrônico e/ou dimensões menores que a do raio de giro das partículas.

A não girotrópia pode desencadear o acoplamento entre os modos fundamentais de plasma com propagação paralela. Entretanto, este acoplamento só ocorre para determinados ângulos de fase. Outro fator importante para o acoplamento entre os modos é a razão entre a temperatura paralela e perpendicular em relação ao campo magnético ambiente. A anisotropia na temperatura introduz energia livre no sistema fazendo com que ocorra o acoplamento entre os modos fundamentais.

No meio interplanetário, fenômenos eruptivos que ocorrem na superfície do Sol podem produzir eventos geoefetivos, isto é, que provocam distúrbios na região do espaço próxima à Terra. Alguns destes fenômenos têm como assinatura característica a emissão de rádio observada com freqüência igual a local de plasma e harmônicos desta freqüência. A geração desta radiação está associada à aceleração de elétrons por ondas de choque no meio interplanetário. Durante os fenômenos eruptivos, mais de um feixe de elétrons pode ser injetado a partir da superfície solar na coroa e no meio interplanetário. Este fato foi a motivação deste trabalho para realizarmos simulações computacionais usando códigos de partículas.

A importância de conhecermos os processos de emissão de rádio no meio interplanetário e a emissão de radiação geradas por eventos solares eruptivos está no fato de que a emissão de rádio precede a chegada de partículas energéticas nas regiões próximas à Terra. Estas partículas, em alguns casos, podem produzir danos na estrutura eletrônica de satélites e naves espaciais bem como provocar riscos à saúde de astronautas.

Para desenvolver este trabalho realizamos a modificação do código de partículas KEMPO 1D para permitir a injeção de múltiplos feixes de elétrons durante as simulações. O primeiro feixe de elétrons quebra o estado de equilíbrio do sistema introduzindo ondas de Langmuir. O segundo feixe é então injetado, encontrando o sistema já perturbado com as ondas de Langmuir geradas pelo primeiro feixe.

O próximo passo é realizar as simulações computacionais do sistema não girotrópico. Os resultados teóricos obtidos neste trabalho seriam utilizados como condições iniciais das simulações. Verificamos que as soluções numéricas apresentam limitações, devido ao método numérico utilizado para obter os coeficientes de Fourier. Acreditamos que através de simulações computacionais via partículas podemos superar estas limitações, uma vez que as equações que regem o movimento das partículas e campos são resolvidas de forma auto-consistente pelo código.

Dando continuidade a este trabalho, para o sistema com múltiplos feixes introduziremos variação na densidade dos feixes, uma vez que verificamos que a aproximação que os harmônicos sofrem após a injeção do segundo feixe de elétrons está relacionada com a densidade de partículas do segundo feixe. Juntamente, introduziremos mais energia cinética perpendicular ao campo magnético ambiente, pois com isto esperamos induzir instabilidades ciclotrônicas e o crescimento de instabilidades eletromagnéticas.

Neste trabalho, verificamos que após a injeção do segundo feixe de elétrons a energia das componentes eletromagnéticas apresenta maior taxa de crescimento. Entretanto, o fato de utilizarmos um código unidimensional apresenta-se como limitação para investigações mais profundas. Para resolvermos este problema estamos desenvolvendo um código em duas dimensões com o auxílio do Dr. Yoshiharu Omura da Universidade de Kyoto, Japão. Atualmente o formalismo para o desenvolvimento do código está completo, o próximo passo é a implementação do código em linguagem de programação.

As simulações foram realizadas em um cluster de computadores (turma da Mônica) que foi adquirido e configurado durante o desenvolvimento deste trabalho, com verbas da CAPES e CNPq. A configuração bem com a especificação dos equipamentos adquiridos foi realizada pelo autor desta tese. O cluster conta hoje com seis processadores em um sistema GNU/LINUX configurado para trabalhar em paralelo ou não, dependendo das necessidades do usuário.

Este cluster de computadores está atualmente em expansão com verba obtida mediante edital universal do CNPq número 474481/2007-7. Com esta expansão passaremos de 6 para 16 processadores que poderão ser utilizados para trabalhar em paralelo ou não.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AKIMOTO, K.; OMURA, Y.; MATSUMOTO, H. Rapid generation of langmuir wave packets during electron beam-plasma instabilities. **The Physics of Fluids**, v. 7, n. 3, p. 2559–2563, July 1996. 81, 87
- AKIMOTO, K.; ROWLAND, H. L.; PAPADOPOULOS, K. Electromagnetic radiation from strong Langmuir turbulence. **Physics of Fluids**, v. 31, n. 8, p. 2185–2189, Aug. 1988. 31
- ALVES, M. V.; CHIAN, A. C. L.; MORAES, M. A. E. de; ABALDE, J. R.; RIZZATO, F. B. A theory of the fundamental plasma emission of type-III solar radio bursts. **Astronomy and Astrophysics**, v. 390, n. 1, p. 351–357, July 2002. 87, 88
- ANDERSON, K. A.; LIN, R. P.; GURGIOLO, C.; PARKS, G. K.; POTTER, D. W.; WERDEN, S.; RÉME, H. A component of nongyrotropic (phase-bunched) electrons upstream from the earth's bow shock. **Physics of Fluids**, v. 90, n. A11, p. 10,809–10,814, Nov. 1985. 34, 37, 41
- BAKER, D. N. Introduction to space weather. In: SCHERER, K.; FICHTNER, H.; HEBER, B.; MALL, U. (Ed.). **Space weather, the physics behind a slogan**. Berlin: Springer, 2005. cap. 1, p. 3–20. 149 p. 25
- BIRDSALL, C. K.; FUSS, D. Clouds-in-clouds, clouds-in-cells physics for many-body simulation. **Journal of computational physics**, v. 135, n. 2, p. 141–148, Aug. 1997. 63, 73
- BIRDSALL, C. K.; LANGDON, A. B. **Plasma Physics via Computer Simulation**. 2. ed. Bristol: Institute of Physics Publishing, 1991. 479 p. 25, 59, 60, 61, 73
- BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of Plasma Physics**. 3. ed. New York: Springer, 2004. 678 p. 39, 40
- BOAS, M. L. **Mathematical Methodos in the Physical Science**. 3. ed. New York: John Wiley & Sons, 2006. 839 p. 39
- BRINCA, A. L. A first assessment of the free energy in nongyrotropic plasma. **Jounal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 62, p. 701–709, 2000. 33
- BRINCA, A. L.; ÁGUA, L. B. D. Nongyrotropy as a source of instability and mode coupling. **Geophysical Research Letters**, v. 12, p. 2445–2448, 1992. 33, 34, 47

\_\_\_\_\_. On the stability of nongyrotropic ion populations: A first (analytic and simulation) assessment. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, p. 7549–7559, 1993. 33, 34, 35, 37, 47, 49

BRINCA, A. L.; OMURA, Y.; MATSUMOTO, H. Linear coupling effects originated in electron nongyrotropy. **Journal of Geophysical Research-space Physics**, v. 98, p. 21071–21076, December 1993. 35, 37

CAIRNS, I. H.; NISHIKAWA, K. L. Simulation relevant to be beam instabilities in the foreshock. **Journal Geophysics Research**, v. 94, p. 79–88, 1989. 25

CAIRNS, I. H.; ROBINSON, P. A.; SMITH, N. I. Arguments against modulational instabilities of Langmuir waves in earth's foreshock. **Journal Geophysics Research-Space Phsics**, v. 103, n. (A1), p. 287–299, Jan 1998. 31

CAIRNS, I. H.; WILLES, A. J. Angle-avaraged efficiencies for linear mode conversion between langmuir waves and radiation in an unmagnetized plasma. **The Physics of Plasmas**, v. 12, p. 52315, 2005. 25

CANU, P. Linear study of the beam-plasma interaction as a source mechanism for the broadband electrostatic emissions observed in the electron foreshock. **Journal of Geophysical Research**, v. 94, n. A7, p. 8793–8804, July 1989. 42

CHEN, F. F. **Introduction to plasma physics and controlled fusion**. 2. ed. New york: Plenum Press, 1984. 421 p. 31, 100

CONVERY, P. D.; SCHRIVER, D.; ASHOUR-ABDALLA, M.; RICHARD, R. L. Wave-particle interactions associated with nongyrotropic distribution functions: A hybrid simulation study. **Journal of Geophysical Research**, v. 107, p. SSH 3–1–SSH 3–18, Jan. 2002. 53

DAWSON, J. M. Particle simulation of plasmas. **Reviews of Modern Physics**, v. 55, n. 2, p. 403 – 447, Apr. 1983. 60

DE MORAES, M. A. E. **Simulações cinéticas para modelagem de fenômenos em plasmas espaciais**. 2004. 178 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2004. 53

DUM, C. T. Simulation studies of plasma-waves in the electron foreshock - the generation of langmuir-waves by a gentle bump-on-tail electron-distribution. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, A6, n. 95, p. 8095–8110, June 1990. 25, 87, 92, 93

\_\_\_\_\_. Simulation studies of plasma-waves in the electron foreshock - the transition from reactive to kinetic instability. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, A6, n. 95, p. 8111–8122, June 1990. 87, 92, 93

FORBES, T. G. A review on the genesis of coronal mass ejections. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, p. 23153, 2000. 23

FRANK, L. A.; PATERSON, W. R. Observation fo nonadiabatic of ions in earth's magnetotail. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. A8, p. 14,877 – 14,890, Aug. 1994. 51

FRIED, B. D.; CONTE, S. D. **The Plasma Dispersion Funcion**. New York: Academic Press, 1961. 39

GAELZER, R.; YOON, P. H.; UMEDA, T.; OMURA, Y.; MATSUMOTO, H. Harmonic Langmuir waves. II. Turbulence spectrum. **The Physics of Plasmas**, v. 10, n. 2, p. 373–381, Feb. 2003. 74

GARY, S. P. Microinstabilities upstream of the earth's bow shock - a brief review. **journal of geophysical research-space physics**, v. 86, n. NA6, p. 4331–4336, 1981. 87, 88

GARY, S. P.; NEAGU, E.; SKOUG, R. M. Solar wind electrons: Parametric constraints. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, n. A9, p. 19,843–19,849, Sept. 1999. 34

GINZBURG, V. L.; ZHELEZNYAKOV, V. V. On the possible mechanism of sporadic solar radio emission (radiation in an isotropic plasma). **Soviet Astronomy AJ USSR**, v. 2, p. 653–668, 1958. 26, 27

\_\_\_\_\_. On the propagation of electromagnetic waves in the solar corona, taking into account the influence of the magnetic field. **Soviet Astronomy AJ USSR**, v. 3, p. 235–246, 1959. 27

GLANZ, J.; GOLDMAN, M. V.; NEWMAN, D. L. Electromagnetic instability and emission from couterpropagating Langmuir waves. **Physics of Fluids B-Plasma Physics**, v. 5, n. 4, p. 1101–1114, Apr. 1993. 87, 88

GOLDMAN, M. V. Strong turbulence of plasma waves. **Reviews of Modern Physics**, v. 56, n. 4, p. 709–735, Oct. 1984. 28

GOLDMAN, M. V.; NEWMAN, D. L.; KANG, K. D.; CRARY, F.; OPPENHEIM, M. Theory and simulations of electron beam-driven localized wave structures. **Physica Scripta**, T84, p. 34–37, 2000. 25

GOLDMAN, M. V.; REITER, G. F.; NICHOLSON, D. R. Radiation from a strongly turbulent plasma: Application to electron beam-excited solar emissions. **The Physics of Fluids**, v. 23, n. 2, p. 388–401, Feb. 1980. 27

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**, v. 110, n. A6, June 2005. 34, 37, 52

GURGIOLO, C.; LARSON, D.; LIN, R. P.; WONG, H. K. A gyrophse-bunched electron signature upstream of the Earth's bow shock. **Geophysical Research Letters**, n. 27, p. 3153–3156, 2000. 34, 37

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**. Iowa: The University of Iowa, 2008. Disponível em:

<<http://www-pw.physics.uiowa.edu/space-audio/typeIII.html>>. Acesso em: 15 Apr. 2008. 29

GURNETT, D. A.; BHATTACHARJEE, A. **Introduction to plasma physics with space and laboratory applications**. Cambridge: Cambridge University Press, 2004. 52

GURNETT, D. A.; HOSPODARSKY, G. B.; KURTH, W. S.; WILLIAMS, D. J.; BOLTON, S. J. Fine structure of Langmuir waves produced by a solar electron event. **Journal od Geophysical Research-Space Physics**, v. 98, n. A 4, p. 5631–5637, Apr. 1993. 26, 131

HOCKNEY, R. W. Computer experimental of anomalous diffusion. **The Physics of Fluids**, v. 9, n. 9, p. 1826–1835, Sept. 1969. 63

HOCKNEY, R. W.; EASTWOOD, J. W. **Computer Simulation Using Particles**. New York: McGRAW-HILL, 1981. 540 p. 60

KANE, R. P. The idea of space weather - a historical perspective. **Advances in Space Research**, v. 37, p. 1261–1264, Jan. 2006. 23

KAPLAN, S. A.; TSYTOVICH, V. N. An interpretation of dip in spectrum of millimeter solar radio emission. **Soviet Astronomy AJ USSR**, v. 11, n. 5, p. 834, 1968. 27

KASABA, Y.; MATSUMOTO, H.; OMURA, Y. One- and two-dimensional simulations of electron beam instability: Generation of electrostatic and electromagnetic  $2f_p$  waves.

**Journal of Geophysical Research**, v. 106, n. A9, p. 18,693–18,711, 2001. 73, 74, 75, 87, 92, 93, 138

KELLOGG, P. J. Langmuir waves associated with collisionless shocks; a review. **Planetary and Space Science**, n. 51, p. 681–691, 2003. 25, 29, 30, 31

KELLOGG, P. J.; GOETZ, K.; MONSON, S. J.; BALE, S. D. Langmuir waves in a fluctuating solar wind. **Jounal od Geophysical Research-Space Physics**, (A8), n. 104, p. 17069–17078, Aug. 1999. 27

KELLOGG, P. J.; MONSON, S. J.; GOETZ, K.; HOWARD, R. L.; BOUGERET, J. L.; KAISER, M. L. Early wind observation of bow shock and foreshock waves. **Geophysics Research Letters**, v. 23, n. 10, p. 1243–1246, May 1996. 31

KHOTYAINTEV, Y.; LIZUNOV, G.; STASIEWICZ, K. Langmuir wave structures registered by FREJA: Analysis and modeling. **Adv. Space Res.**, v. 28, n. 11, p. 1649–1654, 2001. 25

KRUCHINA, E. N.; SAGDEEV, R. Z.; SHAPIRO, V. D. Strong Langmuir turbulence as a source of radio emission. **JETT Lett.**, v. 32, n. 6, p. 419–423, Sept. 1980. 27

LANGDON, A. B.; BIRDSALL, C. K. Theory of plasma simulation using finite-size particles. **The Physics of Fluids**, v. 13, n. 8, p. 2115–2122, Aug. 1970. 63

LEUBNER, M. P. An analytical representation of non-gyrotropic distributuins and related space applications. **Panetary and Space Science**, v. 51, p. 723–729, 2003. 34

LI, B.; ROBINSON, P. A.; CAIRNS, I. H. Multiple electron beam propagation and Langmuir wave generation in plasmas. **Physics of Plasmas**, v. 9, n. 7, p. 2976–2987, July 2002. 31, 73, 74, 75, 105, 119, 138, 139

LI, B.; WILLES, A. J.; ROBINSON, P. A.; CAIRNS, I. H. Dynamics of fundamental electromagnetic emission via beam-driven Langmuir waves. **The Physics of Plasmas**, v. 1, n. 12, p. 52324–1 – 52324–15, 2005. 28

\_\_\_\_\_. Second harmonic electromagnetic emission via beam-driven Langmuir waves. **The Physics of Plasmas**, v. 1, n. 12, p. 12103–1 – 12103–15, 2005. 27

LIN, R. P.; LEVEDAHL, W. K.; LOTKO, W.; GURNETT, D. A.; SCARF, F. L. Evidence for nonlinear wave-wave interactions in solar type III radio bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 308, n. 2, p. 954–965, Sept. 1986. 26

MAGELSEN, G. R.; SMITH, D. F. Nonrelativistic electron stream propagation in the solar atmosphere and type iii radio bursts. **Solar Physics**, v. 55, n. 1, p. 211–240, 1977. 100

MATSUMOTO, H.; OMURA, Y. **Computer Space Plasma Physics: Simulation thechniques and software**. Tokyo: Terra Scientific Publishing Company, 1993. 31, 63, 64, 65, 66, 67

MATSUMOTO, H.; SATO, T. **Computer Simulation of Space Plasmas**. Tokyo: Terra Scientific Publishing Company, 1985. 380 p. 25, 60, 73

MELROSE, D. B. **Plasma Astrophysics: Nonthermal Processes in Diffuse Magnetized Plasmas**. New york: Gordon and Breach Science, 1980. 78, 91, 100, 105

\_\_\_\_\_. **Instabilities in space and laboratory plasmas**. Cambridge: Cambridge University Press, 1986. 280 p. 27, 31, 74

MORSE, R. L.; NIELSON, C. W. Numerical simulation of warm two-beam plasma. **The Physics of Fluids**, v. 12, n. 11, p. 2418–2425, Nov. 1969. 63

MOTSCHMANN, U.; KAFEMANN, H.; SCHOLER, M. Nongyrotropic in magnetoplasmas: simulation of wave excitation and phase-space diffusion. **Annales Geophysicae**, v. 15, n. 6, p. 603–613, 1997. 33, 34, 46, 47

MUSATENKO, K.; LOBZIN, V.; SOUCEK, J.; KRASNOSELSKIKH, V. V.; DÉCRÉAU, P. Statistical properties fo small-amplitude langmuir waves in the earth's electron foreshock. **Planetary and Space Science**, v. 55, p. 2273–2280, 2007. 25

MUSCHIETTI, L.; DUM, C. T. Nonlinear wave scattering and electron beam relaxation. **Physics of Fluids B**, (8), n. 3, p. 1968–1982, Aug. 1991. 29

MUSCHIETTI, L.; ROTH, I.; ERGUN, R. E. Kinetic localization of beam-driven langmuir waves. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, p. 17481–17490, 1995. 25

NAKAMURA, T. K.; HOSHINO, M. One-over-polynomial approximation for linear kinetc dispersion and its applications to relativistic cyclotron resonance. **The Physics of Plasmas**, v. 5, n. 10, p. 3547–3551, 1998. 39, 40

NISHIKAWA, K. I.; CAIRNS, I. H. Simulation of the nonlinear evolution of electron-plasma waves. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. A11, p. 19343–19351, Nov. 1991. 87, 92, 93

NULSEN, A. L.; CAIRNS, I. H.; ROBINSON, P. A. Field distributions and shapes of langmuir wave packets observed by ulisses in an interplanetary type III burst souce region. **Journal of Geophysical Research**, v. 112, p. A05107, 2007. 25

OKUDA, H.; BIRDSALL, C. K. Collisions in a plasma of finite-size particles. **The Physics of Fluids**, v. 13, n. 8, p. 2123–2134, Aug. 1970. 63

OMURA, Y. One-dimensional electromagnetic particle code. In: 7TH INTERNATIONAL SCHOOL/SYMPORIUM FOR SPACE SIMULATION, 7., 2005, Kyoto, Japan. **Proceedings of the 7th International School/Symposium for Space Simulation**. Kyoto: RISH, 2005. p. 3–8. 60

OMURA, Y.; MATSUMOTO, H. Kempo1: Technical guide to one-dimentional electromagnetic particle code. In: MATSUMOTO, H.; OMURA, Y. (Ed.). **Computer Space Plasma Physics: Simulation Techniques and Software**. [S.l.]: Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), 1993. p. 21–65. 25, 69, 73, 75, 138

POTTER, D. **Computational Physics**. Chichester, England: John Wiley & Sons, 1973. 303 p. 58, 60

ROBINSON, P. A. Nonlinear wave collapse and strong turbulence. **Reviews of Modern Physics**, v. 69, n. 2, p. 507–573, Apr. 1997. 27

ROMEIRAS, F. J.; BRINCA, A. L. On the stability of perpendicular electrostatic modes in stationary nongyrotropic plasmas. **Journal of Geophysical Research**, v. 12, n. 104, p. 12,407–12,413, 1999. 33

SAITO, Y.; MUKAI, T.; HIRAHARA, M.; MACHIDA, S.; NISHIDA, A.; TERASAWA, T.; KOKUBUN, S.; YAMAMOTO, T. Geotail observation of ring-shaped ion distribution functions in the plasma sheet-lobe boundary. **Geophysical Research Letters**, v. 21, n. 25, p. 2999 – 3002, Dec. 1994. 52

SAKAI, J. I.; KITAMOTO, T.; SAITO, S. Simulation of solar type III radio bursts from a magnetic reconnection region. **The Astrophysical Journal**, v. 622, n. 2, p. L157–L160, Apr. 2005. 25

SAKAI, J. I.; NAGASUGI, Y. Emission of electromagnetic waves by proton beams in solar plasmas. **Astronomy and Astrophysics**, v. 474, p. L33–L36, 2007. 25

SAKAI, J. I.; NAGASUGI, Y.; SAITO, S.; KAUFMANN, P. Simulating the emission of electromagnetic waves in the terahertz range by relativistic electron beams. **Astronomy and Astrophysics**, v. 475, p. 313–318, 2006. 25

SCHOPKE, N.; PASCHMANN, G.; BRINCA, A. L.; CARLON, C. W.; LUHR, H. Ion thermalization in quasi-perpendicular shock involving reflected ions. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 95, p. 6337–6352, 1990. 33

SCHRIVER, D.; ASHOUR-ABDALLA, M.; SOTNIKOV, V.; HELLINGER, P.; FIALA, V.; BINGHAM, R.; MANGANEY, A. Excitation of electron acoustic near the electron plasma frequency and at twice the plasma frequency. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, n. A6, p. 12,919–12,927, June 2000. 74, 75

SIMÕES JUNIOR, F. J. R. **Configurando um Cluster no Fedora Core 4 com MPICH-2**. São José dos Campos: INPE, 2008. 13 p. Disponível em: <<http://mtc-m17.sid.inpe.br/rep-/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2008/01.16.18.30>>. Acesso em: 02 abril 2008. 77

SIMÕES JUNIOR, F. J. R.; ALVES, M. V.; RIZZATO, F. B. Energy mode distribution: an analysis of the ratio of anti-stokes to stokes amplitudes generated by a pair of counterpropagating langmuir waves. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 67, p. 1680–1686, 2005. 87, 88

STIX, T. H. **Waves in Plasmas**. New York: Aip Press, 1992. 566 p. 87

TAJIMA, T. **Computational Plasma Physics with application to fusion and astrophysics**. Redwood City, CA: Addison-Wesley publishing company, 1989. 503 p. 60

THEJAPPA, G.; MACDOWALL, R. J. Ulysses observations of nonlinear wave-wave interactions in the source regions of type III solar radio bursts. **Journal Astrophysics and Astronomy**, v. 21, n. 3-4, p. 447–450, 2000. 25

UMEDA, T.; OMURA, Y.; YOON, P. H.; GAELZER, R.; MATSUMOTO, H. Harmonic langmuir waves. III. Vlasov simulation. **The Physics of Plasmas**, v. 10, n. 2, p. 382–392, Febr. 2003. 73, 74

WARMUTH, A.; MANN, G. The application of radio diagnostics to the study of the solar drives of space weather. In: SCHERER, K.; FICHTNER, H.; HEBER, B.; MALL, U. (Ed.). **Space Weather, The Physics Behind a Slogan**. Berlin: Springer, 2005. p. 51–70. 24

WINSKE, D.; OMIDI, N. A nonspecialist's guide to kentic simulations of space plasmas. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. A8, p. 17,287 – 17,303, August 1996. 25, 56, 57, 58

YI, S.; YOON, P. H.; RYU, C. Multiple harmonic plasma emission. **The Physics of Plasmas**, v. 14, p. 013301–1, 2007. 25, 91

YIN, L.; ASHOUR-ABDALLA, M.; EL-ALAOUI, M.; BOSQUED, J. M.; BOUGERET, J. L. Generation of electromagnetic  $f_{pe}$  and  $2f_{pe}$  waves in the Earth's electron foreshock via linear mode conversion. **Geophysical Research Letters**, v. 25, n. 14, p. 2609–2612, July 1998. 30

YOON, P. H. Generalized weak turbulence theory. **The Physics of Plasmas**, v. 7, n. 12, p. 4858–4871, Dec. 2000. 74

YOON, P. H.; GAELZER, R.; UMEDA, T.; OMURA, Y.; MATSUMOTO, H. Harmonic Langmuir waves. I. Nonlinear dispersion relation. **The Physics of Plasmas**, v. 10, n. 2, p. 364–372, Feb. 2003. 27, 74

ZIEBELL, L. F.; GAELZER, R.; YOON, P. H. Nonlinear development of weak beam-plasma instability. **The Physics of Plasmas**, v. 8, n. 9, p. 3982–3995, Sept. 2001. 29



## A APÊNDICE A - CÓDIGO DE SIMULAÇÃO BIDIMENSIONAL

Neste apêndice vamos descrever as equações e formalismo utilizado para desenvolver o código de simulação por partículas bí-dimensional. Este código em duas dimensões está em desenvolvimento e será utilizado futuramente, assim que concluído e implementado numericamente, para melhorar os resultados obtidos neste trabalho de doutorado.

A evolução das partículas e campos é realizada seguindo uma grade temporal e espacial, Figura (A.1). O potencial elétrico  $\delta\phi$  e a densidade de carga  $\rho$  são obtidos nos pontos inteiros  $(i, j)$  da grade espacial, as componentes  $B_z, J_z$  e  $E_z$  são obtidas nos pontos intermediários  $(i + 1/2, j + 1/2)$  das grades, as quantidades  $B_y, J_y, E_y$  e  $B_x, J_x, E_x$  são obtidas em  $(i, j + 1/2)$  e  $(i + 1/2, j)$  respectivamente, como mostrado na figura. De forma semelhante à grade espacial as quantidade são calculadas em instantes diferentes durante a evolução temporal. Os parâmetros físicos  $\vec{E}, \rho$  e  $\delta\phi$  são obtidos nos passos temporais inteiros enquanto que  $\vec{B}$  e  $\vec{J}$  são obtidos nos passos intermediários.

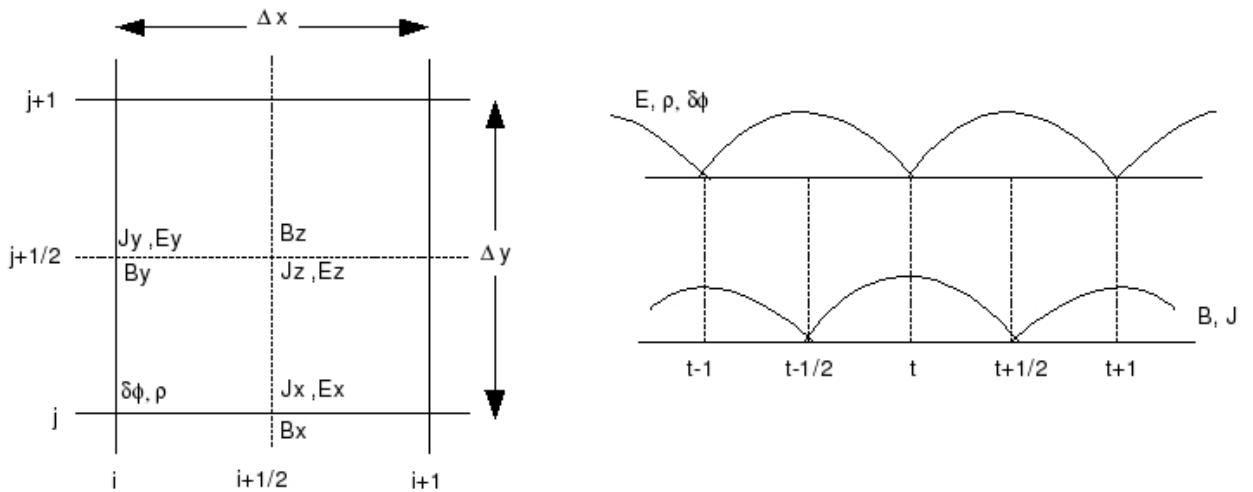


Figura A.1 - Grade espacial 2D (esquerda) e representação da evolução temporal (direita).

A distribuição da carga e da corrente na grade é realizada dividindo a área da célula espacial em quatro sub-áreas menores, definidas por  $S_1, S_2, S_3$  e  $S_4$  como representado na Figura (A.3). Seja  $x$  e  $y$  as coordenadas da posição de uma partícula, a contribuição

da carga desta partícula em cada ponto da grade definido por 1, 2, 3 e 4 será dada por

$$q_1 = q \frac{(\Delta x - x)(\Delta y - y)}{\Delta x \Delta y} = q \frac{S_1}{S}, \quad (\text{A.1})$$

$$q_2 = q \frac{x(\Delta y - y)}{\Delta x \Delta y} = q \frac{S_2}{S}, \quad (\text{A.2})$$

$$q_3 = q \frac{y(\Delta x - x)}{\Delta x \Delta y} = q \frac{S_3}{S}, \quad (\text{A.3})$$

$$q_4 = q \frac{(xy)}{\Delta x \Delta y} = q \frac{S_4}{S}, \quad (\text{A.4})$$

onde  $\Delta x$  e  $\Delta y$  são os espaçamentos da grade e  $S$  a área da célula.

De forma semelhante à distribuição de carga, a distribuição de corrente nos pontos da grade é realizado definindo

$$q_1 \mathbf{v} = q \frac{S_1}{S} \mathbf{v}, \quad (\text{A.5})$$

$$q_2 \mathbf{v} = q \frac{S_2}{S} \mathbf{v}, \quad (\text{A.6})$$

$$q_3 \mathbf{v} = q \frac{S_3}{S} \mathbf{v}, \quad (\text{A.7})$$

$$q_4 \mathbf{v} = q \frac{S_4}{S} \mathbf{v}, \quad (\text{A.8})$$

onde  $\mathbf{v}$  é a velocidade das partículas.

O método utilizado acima para obter as distribuições de carga e corrente implica na utilização de uma super partícula com a forma retangular, isto é

$$q(x, y) = q_0 \pi(x) \pi(y) \quad (\text{A.9})$$

onde

$$\pi(x, y) = \begin{cases} 0, & |x| > \Delta x/2 \\ 1, & |x| \leq \Delta x/2 \end{cases}$$

e

$$\pi(y) = \begin{cases} 0, & |y| > \Delta y/2 \\ 1, & |y| \leq \Delta y/2. \end{cases}$$

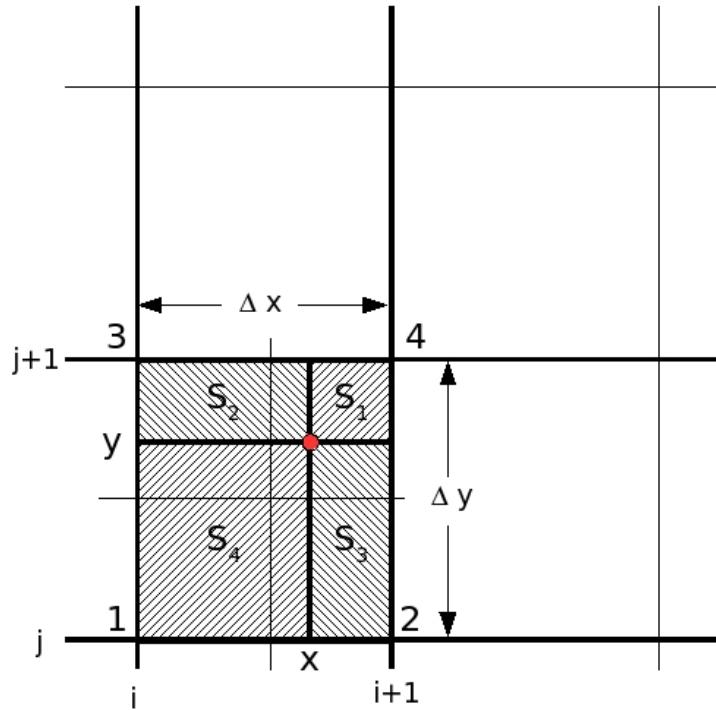


Figura A.2 - Distribuição de carga e corrente nos pontos da grade, a área total da grade é definida pela soma das sub-áreas  $S_1 + S_2 + S_3 + S_4$ .

Os campos e correntes são obtidos utilizando as equações de Maxwell, como segue

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (\text{A.10})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (\text{A.11})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (\text{A.12})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (\text{A.13})$$

A partir da Equação (A.10), para cada direção obtemos

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = c^2 \frac{\partial B_z}{\partial y} - \mu_0 c^2 J_x, \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -c^2 \frac{\partial B_z}{\partial x} - \mu_0 c^2 J_y, \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = c^2 \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) - \mu_0 c^2 J_z, \quad (\text{A.16})$$

na forma discretizada as Equações (A.14) - (A.16) podem ser escritas como:

$$\frac{E_{x,i+1/2,j}^{t+\Delta t} - E_{x,i+1/2,j}^t}{\Delta t} = c^2 \frac{B_{z,i+1/2,j+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{z,i+1/2,j-1/2}^{t+\Delta t/2}}{\Delta y} - \mu_0 c^2 J_{x,i+1/2,j}^{t+\Delta t/2}, \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{E_{y,i,j+1/2}^{t+\Delta t} - E_{y,i,j+1/2}^t}{\Delta t} = -c^2 \frac{B_{z,i+1/2,j+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{z,i-1/2,j+1/2}^{t+\Delta t/2}}{\Delta x} - \mu_0 c^2 J_{y,i,j+1/2}^{t+\Delta t/2}, \quad (\text{A.18})$$

$$\begin{aligned} \frac{E_{z,i+1/2,j+1/2}^{t+\Delta t} - E_{z,i+1/2,j+1/2}^t}{\Delta t} &= c^2 \left( \frac{B_{y,i,j+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{y,i-1,j+1/2}^{t+\Delta t/2}}{\Delta x} - \frac{B_{x,i+1/2,j}^{t+\Delta t/2} - B_{x,i+1/2,j-1}^{t+\Delta t/2}}{\Delta y} \right) \\ &\quad - \mu_0 c^2 J_{z,i+1/2,j+1/2}^{t+\Delta t/2}. \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

A partir da Equação (A.11) para cada componente obtemos

$$\frac{\partial B_x}{\partial t} = -\frac{\partial E_z}{\partial y}, \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = -\frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad (\text{A.21})$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} + \frac{\partial E_x}{\partial y}, \quad (\text{A.22})$$

que na forma discretizada será dada por

$$\frac{B_{x,i+1/2,j}^{t+\Delta t/2} - B_{x,i+1/2,j}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \frac{E_{z,i+1/2,j+1/2}^t - E_{z,i+1/2,j-1/2}^t}{\Delta y}, \quad (\text{A.23})$$

$$\frac{B_{y,i,j+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{y,i,j+1/2}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \frac{E_{z,i+1/2,j+1/2}^t - E_{z,i-1/2,j+1/2}^t}{\Delta x}, \quad (\text{A.24})$$

$$\begin{aligned} \frac{B_{z,i+1/2,j+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{z,i+1/2,j+1/2}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} &= -\frac{E_{y,i+1,j+1/2}^t - E_{y,i,j+1/2}^t}{\Delta x} \\ &\quad + \frac{E_{x,i+1/2,j+1}^t - E_{y,i+1/2,j}^t}{\Delta y}. \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

O campo eletrostático, Equação (A.13), será calculado utilizando um fator de correção. Como a densidade de corrente  $\vec{J}$  não satisfaz a equação da continuidade devido à  $\rho$  ser calculado somente na posição atual das partículas, devemos utilizar uma correção para  $\vec{J}$ . Entretanto, computacionalmente é mais conveniente avançar  $\vec{E}$  com um  $\vec{J}$  não corrigido e aplicar uma correção  $-\nabla\delta\phi$  após obter  $\vec{E}$ . Devemos lembrar ainda que

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi. \quad (\text{A.26})$$

Para fazermos a correção partiremos da densidade de carga e corrente,

$$\rho_{i,j} = \frac{1}{\Delta x \Delta y} \sum_{m=1}^{N_p} q W(x_m - x_i, y_m - y_i), \quad (\text{A.27})$$

$$\vec{J}_{i,j} = \frac{1}{\Delta x \Delta y} \sum_{m=1}^{N_p} q v_m W(x_m - x_i, y_m - y_i). \quad (\text{A.28})$$

como a equação da continuidade  $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = 0$  não é resolvida corretamente, vamos utilizar uma das equações de Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (\text{A.29})$$

aplicando o divergente na equação acima temos,

$$0 = \mu_0 \left[ \nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E}) \right]. \quad (\text{A.30})$$

Da equação da continuidade  $\nabla \cdot \vec{J} = -\partial \rho / \partial t$ , obtemos

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E}), \\ & \frac{\partial}{\partial t} \left( \nabla \cdot \vec{E} - \frac{\rho}{\varepsilon_0} \right) = 0. \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

Se  $\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$  em  $t = 0$ , durante as simulações esta igualdade deve necessariamente ser verdadeira. O próximo passo será obter  $\vec{J}$ .

O campo elétrico  $\vec{E}$  é avançado no tempo através da equação

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = c^2 (\nabla \times \vec{B} - \nu_0 \vec{B}). \quad (\text{A.32})$$

Como  $\vec{J}$  não é calculado corretamente,  $\vec{E}$  também não será correto apenas através da Equação (A.32), será necessário utilizar a equação de Poisson e uma correção  $\vec{E}_c$  tal que,

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\vec{E} + \vec{E}_c) &= \rho, \quad (\varepsilon_0 = 1), \\ \rho_c &= \rho - \nabla \cdot \vec{E}, \\ \nabla \cdot \vec{E}_c &= \rho_c. \end{aligned}$$

Adotando um potencial  $\delta\phi$  que satisfaça a relação  $\vec{E}_c = -\nabla\delta\phi$ , a equação de Poisson  $\nabla^2\delta\phi = -\rho_c$  será dada por,

$$\frac{\partial\delta\phi^2}{\partial x^2} + \frac{\partial\delta\phi^2}{\partial y^2} = -\rho_0, \quad (\text{A.33})$$

escrevendo a equação acima na forma de diferenças finitas, obtemos

$$\frac{\delta\phi_{i+1,j} - 2\delta\phi_{i,j} + \delta\phi_{i-1,j}}{(\Delta x)^2} + \frac{\delta\phi_{i,j+1} - 2\delta\phi_{i,j} + \delta\phi_{i,j-1}}{(\Delta y)^2} = -\rho_{i,j}. \quad (\text{A.34})$$

Aplicando a transformada de Fourier discreta

$$\begin{aligned} \delta\phi_{k_x,k_y} &= \frac{1}{N_x N_y} \sum_{m=1}^{N_x} \sum_{n=1}^{N_y} \delta\phi(x_m, y_n) e^{i(k_x x_m + k_y y_n)} \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{(\Delta x)^2} (e^{ik_x \Delta x} - 2 + e^{-ik_x \Delta x}) + \frac{1}{(\Delta y)^2} (e^{ik_y \Delta y} - 2 + e^{-ik_y \Delta y}) \right\} \delta\phi_{k_x,k_y} = -\rho_{k_x,k_y}, \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

lembrando que  $\sin\theta = \frac{e^{i\theta} - e^{-i\theta}}{2i}$  e  $\cos\theta = \frac{e^{i\theta} + e^{-i\theta}}{2}$ , a Equação (A.35) pode ser escrita por,

$$\left[ \frac{2 \cos(k_x \Delta x)}{(\Delta x)^2} - 2 + \frac{2 \cos(k_y \Delta y)}{(\Delta y)^2} - 2 \right] \delta\phi_{k_x,k_y} = -\rho_{k_x,k_y}. \quad (\text{A.36})$$

Utilizando a relação trigonométrica  $\sin^2 A = 1/2 - 1/2 \cos^2 2A$ , a Equação (A.36) torna-se

$$\left\{ -4 \frac{(\sin(\frac{k_x \Delta x}{2}))^2}{(\Delta x)^2} - 4 \frac{(\sin(\frac{k_y \Delta y}{2}))^2}{(\Delta y)^2} \right\} \delta\phi_{k_x,k_y} = -\rho_{k_x,k_y}. \quad (\text{A.37})$$

Definindo,  $k_x = \frac{\sin(k_x \Delta x / 2)}{\Delta x / 2}$  e  $k_y = \frac{\sin(k_y \Delta y / 2)}{\Delta y / 2}$  a equação acima pode ser escrita de maneira simplificada por,

$$(k_x^2 + k_y^2) \delta\phi_{k_x,k_y} = \rho_{k_x,k_y}, \quad (\text{A.38})$$

aplicando a transformada de Fourier discreta inversa em A.38,

$$\delta\phi_{x_m,y_n} = \sum_{k_x} \sum_{k_y} \frac{\rho_{k_x,k_y}}{k_x^2 + k_y^2} e^{-i(k_x x_m + k_y y_n)}, \quad (\text{A.39})$$

vamos obter as componentes do campo elétrico corrigidas,

$$E_{x,i+1/2,j}^t = E_{x,i+1/2,j}^t - \frac{\delta\phi_{i+1,j}^t - \delta\phi_{i,j}^t}{\Delta x} \quad (\text{A.40})$$

$$E_{y,i,j+1/2}^t = E_{y,i,j+1/2}^t - \frac{\delta\phi_{i,j+1}^t - \delta\phi_{i,j}^t}{\Delta y}. \quad (\text{A.41})$$

A velocidade das partículas é obtida seguindo as mesmas equações do código unidimensional Equação (3.7) até Equação (3.10). A condição de Courant bidimensional será dada por

$$c\Delta t < \frac{\Delta x \Delta y}{\sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}} \quad (\text{A.42})$$

A evolução espacial e temporal das partículas e campos é feita seguindo o esquema representado na Figura (A.3).

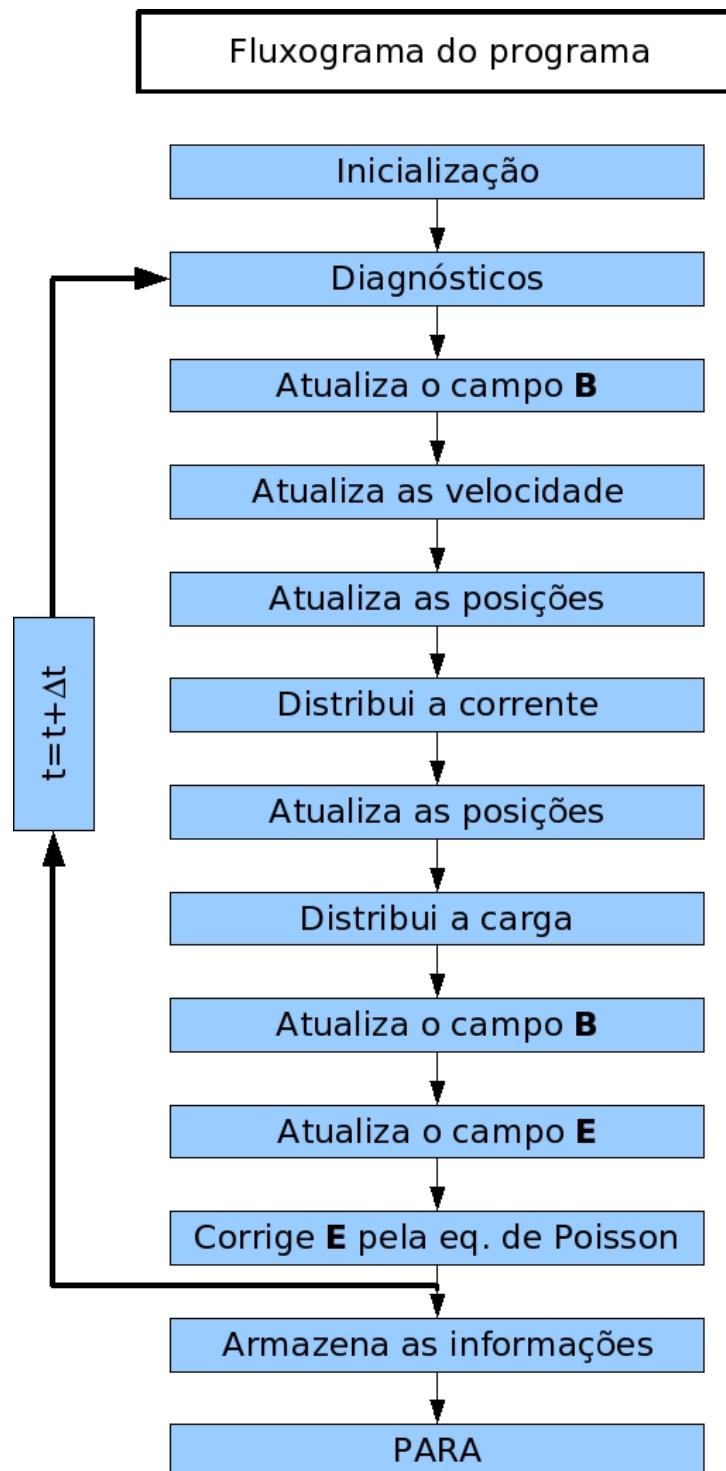


Figura A.3 - Modelo de fluxograma para um programa de simulação por partículas.

## **PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE**

### **Teses e Dissertações (TDI)**

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

### **Notas Técnico-Científicas (NTC)**

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

### **Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)**

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

### **Publicações Seriadas**

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Constam destas publicações o International Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

### **Pré-publicações (PRE)**

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.

### **Manuais Técnicos (MAN)**

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

### **Relatórios de Pesquisa (RPQ)**

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

### **Publicações Didáticas (PUD)**

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

### **Programas de Computador (PDC)**

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.