



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2016/02.02.14.22-TDI

ONDAS EM PLASMAS ESPACIAIS REPRESENTADOS POR FUNÇÃO DE DISTRIBUIÇÃO KAPPA VIA SIMULAÇÃO POR PARTÍCULAS

Marcos Vinicius Grala Barbosa

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre orientada pelos Drs. Maria Virginia Alves, e Fernando Jaques Ruiz Simões Junior, aprovada em 25 de fevereiro de 2016.

URL do documento original:

<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3L4PGKH>

INPE

São José dos Campos

2016

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) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@inpe.br

COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):

Presidente:

Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação (CPG)

Membros:

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

Dr. André de Castro Milone - Coordenação de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dra. Carina de Barros Melo - Coordenação de Laboratórios Associados (CTE)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação de Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

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

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Marcelo de Castro Pazos - Serviço de Informação e Documentação (SID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2016/02.02.14.22-TDI

ONDAS EM PLASMAS ESPACIAIS REPRESENTADOS POR FUNÇÃO DE DISTRIBUIÇÃO KAPPA VIA SIMULAÇÃO POR PARTÍCULAS

Marcos Vinicius Grala Barbosa

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre orientada pelos Drs. Maria Virginia Alves, e Fernando Jaques Ruiz Simões Junior, aprovada em 25 de fevereiro de 2016.

URL do documento original:

<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3L4PGKH>

INPE
São José dos Campos
2016

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Barbosa, Marcos Vinicius Grala.

B234o Ondas em plasmas espaciais representados por função de distribuição kappa via simulação por partículas / Marcos Vinicius Grala Barbosa. – São José dos Campos : INPE, 2016.
xx + 63 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2016/02.02.14.22-TDI)

Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2016.

Orientadores : Drs. Maria Virginia Alves, e Fernando Jaques Ruiz Simões Junior.

1. Magnetosfera planetaria. 2. Ondas em plasmas. 3. Função de distribuição de probabilidade. I.Título.

CDU 52-854:533.951



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

Aluno (a): **Marcos Vinicius Grala Barbosa**

Título: " ONDAS EM PLASMAS ESPACIAIS REPRESENTADOS POR FUNÇÃO DE DISTRIBUIÇÃO KAPPA VIA SIMULAÇÃO POR PARTÍCULAS "

Aprovado (a) pela Banca Examinadora em cumprimento ao requisito exigido para obtenção do Título de **Mestre** em

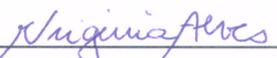
Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre

Dra. Alicia Luisa Clúa de Gonzalez Alarcon



Presidente / INPE / SJC Campos - SP

Dra. Maria Virginia Alves



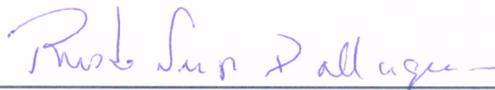
Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Fernando Jaques Ruiz Simões Junior



Orientador(a) / UFPEL / Pelotas - RS

Dr. Renato Sérgio Dallaqua



Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Dra. Marisa Roberto



Convidado(a) / ITA/DCTA / São José dos Campos - SP

Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

() unanimidade

São José dos Campos, 25 de Fevereiro de 2016

*"I have heard what the talkers were talking, the talk of the beginning
and the end,
But I do not talk of the beginning and the end.
There was never any more inception than there is now,
Nor any more youth or age than there is now,
And will never be any more perfection than there is now,
Nor any more heaven or hell than there is now."*

WALT WHITMAN
em "Song of Myself", 1982

A minha família...

AGRADECIMENTOS

Agradeço a minha família por sempre incentivar os estudos, mesmo que para isto precisasse estar longe.

À Roberta por ajudar nos momentos de estresse e no português.

A minha orientadora Dra. Maria Virgínia Alves por sempre me ajudar a organizar os pensamentos em todas as vezes que passava em sua sala.

Ao meu coorientador Dr. Fernando Simões Junior, que apesar da distância ajudou no entendimento do código e na definição dos parâmetros.

Agradeço ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) e a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (Capes) pelos dois anos de bolsa de Mestrado e pelos auxílios para participação em congressos.

Ao INPE pela estrutura oferecida para que eu concluísse meu trabalho.

Ao curso de pós graduação em Geofísica Espacial por possibilitar a existência deste trabalho

Aos professores e pesquisadores por todas os ensinamentos.

Aos meus amigos, Gabriel e José, pelas conversas e desabafos sobre a vida. Ao Leonardo, por me manter sempre estudando assuntos completamente aleatórios.

RESUMO

Em plasmas fora do equilíbrio termodinâmico, a velocidade das partículas pode ser descrita por uma distribuição de velocidade tipo Kappa. Essas funções de distribuições de velocidades são uma generalização das distribuições Maxwellianas. A partir da década de 1960, distribuições de velocidades tipo Kappa foram observadas em diversas regiões do espaço interplanetário e em outros plasmas astrofísicos. A descrição do plasma por uma função de distribuição de velocidades diferente de uma Maxwelliana, pode levar a alterações nos modos normais de propagação do plasma. O código de simulação por partículas KEMPO1 foi alterado para introduzir as velocidades iniciais das partículas seguindo uma distribuição de velocidade tipo Kappa. Utilizando os parâmetros observacionais das populações eletrônicas da magnetosfera de Saturno, representadas por duas componentes eletrônicas, foram estudados os comportamentos das ondas elétron-acústicas e dos modos de Bernstein. Foram comparados os resultados para diversas configurações das funções de distribuição das duas espécies de elétrons. Os resultados obtidos estão em concordância com os trabalhos teóricos existentes relacionados a esta configuração de plasma.

Palavras-chave: Magnetosfera Planetária. Ondas em Plasma. Função de Distribuição de Probabilidade.

WAVES IN SPACE PLASMAS REPRESENTED BY KAPPA DISTRIBUTION FUNCTION THROUGH PARTICLE SIMULATIONS

ABSTRACT

In plasmas out of thermodynamic equilibrium the particle velocity distribution can be described by the so called Kappa distribution. These velocity distribution functions are a generalization of the Maxwellian distribution. Since 1960, Kappa velocity distributions were observed in several regions of interplanetary space and astrophysical plasmas. Changing the velocity distribution function that describes the plasma will change the dispersion relation of the normal modes of wave propagation. A modification in the particle simulation code KEMPO1 was made to introduce the Kappa distribution function as the initial condition for the particle velocity. Using the parameters that correspond to the electronic population in the Saturnian magnetosphere, represented by two electron component and one ion species, the behavior of the electron-acoustic waves and the Bernstein modes were analyzed. The simulations were realized with several configurations of the distribution of the two electron populations. Simulation results are compared with numerical solutions of the dispersion relation obtained in the literature and they are in good agreement.

Palavras-chave: Planetary Magnetosphere. Plasma Waves. Probability Distribution Function.

LISTA DE FIGURAS

| | <u>Pág.</u> |
|---|-------------|
| 1.1 Gráfico da FDV- κ para diferentes valores de κ | 2 |
| 1.2 Estrutura da Magnetosfera de Saturno | 5 |
| 2.1 Diagrama de tempo-distância generalizado, adaptado para as regiões onde são mais bem aplicados os códigos MHD, por partículas e híbridos. | 8 |
| 2.2 Diagrama das operações realizadas dentro de um passo Δt seguido pelo código. | 11 |
| 2.3 Diagrama da evolução temporal da posição e velocidade pelo método <i>Leap-Frog</i> | 12 |
| 2.4 Primeiro caso no cálculo da corrente. | 15 |
| 2.5 Segundo caso no cálculo da corrente. | 16 |
| 2.6 Pontos da grade onde são calculados os componentes dos campos, correntes e densidade. | 17 |
| 2.7 Grade temporal com a sequência utilizada no código KEMPO1. | 17 |
| 2.8 Fluxograma do KEMPO1. | 20 |
| 3.1 Velocidades geradas pelo método de Box-Muller modificado. | 22 |
| 3.2 Função de distribuição de uma das componentes da velocidade para $\kappa = 3$ | 24 |
| 3.3 Função de distribuição de duas componentes da velocidade geradas pelo método de Box-Muller adaptado para $\kappa = 3$ | 25 |
| 3.4 Função de distribuição de duas componentes da velocidade geradas utilizando a distribuição de Student Multivariada para $\kappa = 3$ | 25 |
| 3.5 Representação em duas dimensões do esquema de integração. | 26 |
| 3.6 FDV com velocidades térmicas diferentes para cada componente. | 27 |
| 3.7 FDV para diferentes velocidades térmicas nas componentes paralelas e perpendiculares a um campo magnético externo. | 28 |
| 3.8 Espaços de velocidade para a FDV <i>Product bi-Kappa</i> | 29 |
| 3.9 Gráficos das velocidades geradas para a FDV κ -Maxwell. | 30 |
| 3.10 Distribuição de energia dos elétrons em dois locais diferentes da magnetosfera de Saturno. | 32 |
| 3.11 Dados da composição eletrônica da magnetosfera de Saturno | 33 |
| 4.1 Gráfico da relação de dispersão dos modos longitudinais. | 36 |
| 4.2 Relação de dispersão dos modos de Langmuir e elétron-acústicos para um plasma com duas espécies de elétrons. | 37 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.3 | Resultados numéricos da função de dispersão para o plasma com duas componentes eletrônicas para diferentes valores de índice κ_c e κ_h | 38 |
| 4.4 | Função de distribuição de velocidade inicial do Caso 1. | 40 |
| 4.5 | Evolução temporal para as diferentes energias do sistema para o Caso 1. | 41 |
| 4.6 | Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 1. | 42 |
| 4.7 | Evolução temporal para as diferentes energias do sistema para o Caso 2. | 43 |
| 4.8 | Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 2. | 44 |
| 4.9 | Modos de Bernstein em um plasma descrito por FDV Maxwelliana. | 45 |
| 4.10 | Modos de Bernstein em um plasma composto por duas espécies de elétrons descritos por FDV- κ | 46 |
| 4.11 | Evolução temporal para as diferentes energias do sistema para o Caso 3. | 48 |
| 4.12 | Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 3. | 49 |
| 4.13 | Ampliação do diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 3 | 50 |
| 4.14 | Evolução temporal para as diferentes energias do sistema para o Caso 4. | 51 |
| 4.15 | Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 4. | 52 |
| 4.16 | Evolução temporal para as diferentes energias do sistema para o Caso 5. | 53 |
| 4.17 | Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 5. | 54 |
| 4.18 | Evolução temporal para as diferentes energias do sistema para o Caso 6. | 55 |
| 4.19 | Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 6. | 56 |

LISTA DE TABELAS

| | <u>Pág.</u> |
|--|-------------|
| 1.1 Dados observacionais da presença de distribuições κ | 3 |
| 1.2 Dados de Saturno | 4 |
| 4.1 Parâmetros da população eletrônica da magnetosfera de Saturno em $12R_S$ | 39 |
| 4.2 Parâmetros de entrada para os Casos 1 e 2. | 40 |
| 4.3 Parâmetros de entrada utilizados nos Casos 3, 4, 5 e 6. | 47 |
| 4.4 FDV utilizadas para os Casos 3,4,5 e 6. | 47 |

SUMÁRIO

| | <u>Pág.</u> |
|---|-------------|
| 1 INTRODUÇÃO | 1 |
| 2 METODOLOGIA | 7 |
| 2.1 Abordagens para simulação | 7 |
| 2.2 Simulação PIC | 9 |
| 2.2.1 Superpartícula | 9 |
| 2.2.2 Velocidade e posição | 10 |
| 2.2.3 Campos eletromagnéticos | 12 |
| 2.2.4 Densidade de corrente elétrica | 14 |
| 2.2.5 Grades espacial e temporal | 16 |
| 2.2.6 Subrotinas utilizadas pelo KEMPO1 | 18 |
| 3 DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADES KAPPA | 21 |
| 3.1 Possibilidades iniciais | 21 |
| 3.2 Distribuição t-Student Multivariada | 22 |
| 3.3 Formas anisotrópicas da FDV- κ | 26 |
| 3.4 Funções de Distribuição de Velocidade κ na Magnetosfera de Saturno | 31 |
| 4 RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES | 35 |
| 4.1 Modos de Langmuir e íon-acústico | 35 |
| 4.2 Modo elétron-acústico | 36 |
| 4.2.1 Teoria | 36 |
| 4.2.2 Parâmetros de Entrada | 38 |
| 4.2.3 Simulações | 40 |
| 4.3 Modos de Bernstein | 44 |
| 4.3.1 Teoria | 44 |
| 4.3.2 Parâmetros de entrada | 46 |
| 4.3.3 Simulações | 48 |
| 5 CONCLUSÕES | 57 |
| REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS | 59 |

1 INTRODUÇÃO

Distribuições de partículas não térmicas são geralmente encontradas em plasmas espaciais, como mostram as medidas realizadas por satélites (ŠTVERÁK et al., 2009; OGASAWARA et al., 2013; SCHIPPERS et al., 2008). Espera-se que tais desvios de distribuições térmicas sejam encontrados em quaisquer plasmas de baixa densidade no Universo, nos quais o tempo entre colisões binárias é muito maior que os tempos característicos do plasma. Usualmente em física de plasmas, é comum utilizar funções de distribuições Maxwellianas (FDV Maxwellianas) para representar a distribuição de velocidade das partículas. Essas populações supratérmicas, no entanto, são mais bem descritas pelas assim chamadas funções de distribuição de velocidade Kappa (FDV- κ), como mostrado inicialmente por Vasyliunas (1968) ao utilizar este conjunto de funções para descrever os dados de velocidade obtidos pelos satélites OGO 1 e 3. Posteriormente, diversas observações ocorreram comprovando a existência de populações não térmicas, por exemplo, na distribuição de velocidade dos elétrons do vento solar (FELDMAN et al., 1975).

As FDV- κ apresentam caudas de alta energia que se desviam da FD Maxwelliana com a variação da velocidade obedecendo uma lei de potência, e podem ser representadas por (HELLBERG et al., 2005) :

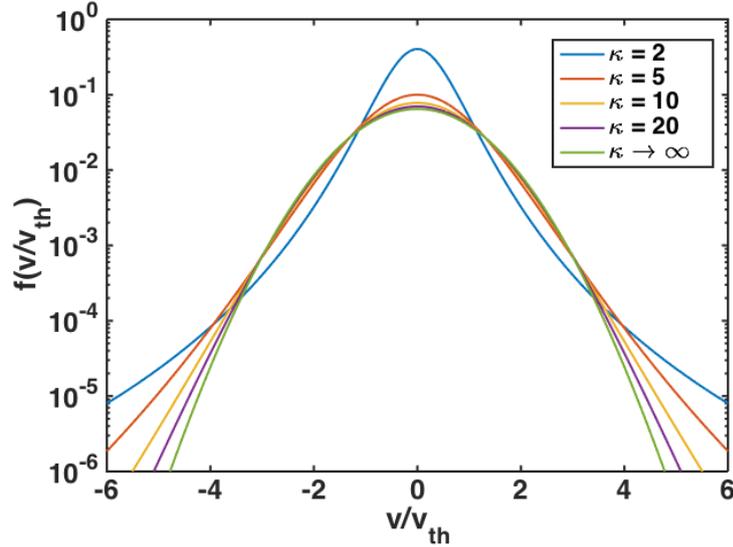
$$f_{\kappa}(v) = \frac{1}{(\pi\kappa\theta^2)^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa\theta^2}\right)^{-(\kappa+1)} \quad (1.1)$$

onde $\theta^2 = \frac{2\kappa-3}{\kappa} \frac{k_b T_s}{m_s}$, k_b é a constante de Boltzmann, T_s é a temperatura da espécie s , m_s é a massa da espécie s , Γ é a função Gamma, v é a velocidade e κ é o índice espectral, que pode assumir os valores $3/2 < \kappa < \infty$. No limite $\kappa \rightarrow \infty$ a Equação 1.1 tende a FDV Maxwelliana, como é apresentado na Figura 1.1, que mostra a FDV- κ , dada pela Equação 1.1, para diversos valores de κ .

Vários mecanismos foram sugeridos para explicar o surgimento de distribuições tipo Kappa. Dentre eles destaca-se o trabalho de Treumann (2001) que considera que as FDV- κ representam um estado de equilíbrio termodinâmico particular, distante do equilíbrio descrito pela teoria de Boltzman-Gibbs: a não termalização é devida à falta de colisões. Há ainda a teoria de que as FDV- κ são uma consequência natural da estatística de Tsallis (1995), que corresponde a uma generalização da estatística de Boltzman-Gibbs, e que está relacionada à interação de longo alcance, como a encontrada no potencial Coulombiano entre as cargas que constituem o plasma (SILVA

et al., 1998; LEUBNER, 2002).

Figura 1.1 - Gráfico da FDV- κ para diferentes valores de κ .



Fonte: Produção do autor.

Desde Vasyliunas (1968), diversos artigos foram publicados utilizando as FDV- κ para representar diferentes sistemas, tais como: a coroa solar (CRANMER, 2014), o vento solar (ŠTVERÁK et al., 2009), a magnetosfera terrestre (OGASAWARA et al., 2013) e de outros planetas, além de outros sistemas astrofísicos fora do sistema solar (RAYMOND et al., 2010). A Tabela 1.1 apresenta parâmetros que definem a FDV- κ que descrevem diferentes regiões no espaço.

Quando a FDV que descreve o plasma é alterada, deve-se recalculer a função de dispersão do plasma e o tensor dielétrico. A partir da resolução do determinante do tensor dielétrico obtém-se da parte real a relação de dispersão das ondas e da parte imaginária a taxa de crescimento ou amortecimento dos modos presentes. Summers et al. (1994) apresentaram o tensor dielétrico para plasmas contendo partículas supratérmicas, descritas por FDV- κ , utilizando a função de dispersão calculada anteriormente por Summers e Thorne (1991). Em ambos são considerados apenas valores inteiro do índice κ .

Posteriormente, Mace e Hellberg (1995) derivaram uma nova expressão para a função de dispersão para plasmas ($\mathbf{Z}_\kappa(\xi)$), que generaliza a expressão apresentada por Sum-

mers e Thorne (1991), ao considerar valores de κ não inteiros. Uma das aplicações mostradas por esses autores foi o caso de ondas eletrostáticas em um plasma não magnetizado. Uma vez que a obtenção de uma solução teórica da relação de dispersão não é possível, os dois trabalhos aqui citados, Summers e Thorne (1991) e Mace e Hellberg (1995), apresentaram as soluções numéricas para a taxa de crescimento e a relação de dispersão para as ondas de Langmuir.

Livadiotis (2015) compilou uma tabela com dados de diversas publicações que utilizavam as FDV- κ . Na Tabela 1.1 são apresentadas algumas das regiões onde elas são observadas, tais como nas magnetosferas planetárias. Para este trabalho serão utilizados dados referentes à magnetosfera de Saturno.

Tabela 1.1 - Dados observacionais da presença de distribuições κ .

| Região | Descrição | $\log(n) [m^{-3}]$ | $\log(T)[K]$ | κ |
|---------------------------------|-----------------------------|--------------------|-----------------|-----------------|
| Sol | SEP ¹ | $6,1 \pm 1,0$ | $10,0 \pm 0,5$ | $6,0 \pm 1,0$ |
| | Coroa Interna | $15,0 \pm 1,0$ | $6,5 \pm 0,5$ | $17,7 \pm 7$ |
| | Coroa Externa | $12,0 \pm 1,0$ | $6,5 \pm 0,5$ | $3,0 \pm 1,0$ |
| | Vento Solar Calmo (e^-) | $4,9 \pm 0,3$ | $6,6 \pm 0,6$ | $3,0 \pm 0,5$ |
| | Heliosfera Externa | $4,0 \pm 0,5$ | $4,0 \pm 0,5$ | $1,63 \pm 0,05$ |
| Magnetosfera terrestre | Bainha Magnética | $7,0 \pm 0,5$ | $6,62 \pm 0,19$ | $3,5 \pm 1,1$ |
| | Lâmina de Plasma | $5,0 \pm 0,9$ | $6,8 \pm 0,8$ | $4,0 \pm 1,0$ |
| | Corrente de Anel | $6,3 \pm 1,0$ | $7,5 \pm 0,5$ | $6,0 \pm 0,5$ |
| | Cauda Magnética | $5,0 \pm 1,0$ | $5,5 \pm 0,5$ | $6,5 \pm 0,5$ |
| Magnetosfera de outros planetas | Júpiter | $7,3 \pm 2,0$ | $8,1 \pm 0,4$ | $4,5 \pm 1,5$ |
| | Saturno | $6,7 \pm 0,3$ | $5,3 \pm 0,3$ | $1,85 \pm 0,1$ |
| | Urano | $6,0 \pm 0,5$ | $9,0 \pm 0,3$ | $3,25 \pm 0,75$ |
| Outros corpos astrofísicos | Nebulosas Planetárias | $10,0 \pm 1,0$ | $4,0 \pm 0,5$ | $100,0 \pm 50$ |
| | Supernovas | $5,5 \pm 0,5$ | $8,42 \pm 0,27$ | $2,73 \pm 0,88$ |

Fonte: Adaptado de Livadiotis (2015).

Saturno é o sexto planeta a partir do Sol e o segundo maior planeta do sistema solar. Sua magnetosfera também é a segunda maior, com um momento magnético aproximadamente 550 vezes o da Terra (KALLENRODE, 2013). Na Tabela 1.2 são apresentadas algumas informações importantes sobre o planeta em comparação com

¹Partículas Energéticas Solares, do inglês: *Solar Energetic Particles*

a Terra. As primeiras observações por sondas de Saturno foram realizadas em 1979 pela sonda Pioneer 11 e posteriormente pelas sondas Voyager 1 e 2 em 1980 e 1981 respectivamente. Essas três sondas realizaram apenas uma passagem pelo planeta. Desde julho de 2004 a sonda Cassini-Huygens orbita Saturno realizando diversas observações do planeta, das diversas luas e dos anéis. Ao final da missão a sonda colidirá com o planeta.

Tabela 1.2 - Dados de Saturno

| Propriedade | Terra | Saturno |
|-------------------------|---------------------------------|--|
| Raio | 6.371km | 58.232km = 9,14 R_T |
| Massa | $5,972 \times 10^{24}kg$ | $5,683 \times 10^{26}kg \approx 95M_T$ |
| Magnetopausa | 10,7 R_T | 17 – 24 R_S |
| Inclinação ² | 11,5° | < 1° |
| Periodo | 365,25 dias | 29 anos e 170 dias |
| Distância do Sol | 1UA | 9,55UA |
| Momento Magnético | $7,9 \times 10^{25}gauss\ cm^3$ | $4,3 \times 10^{28}gauss\ cm^3$ |

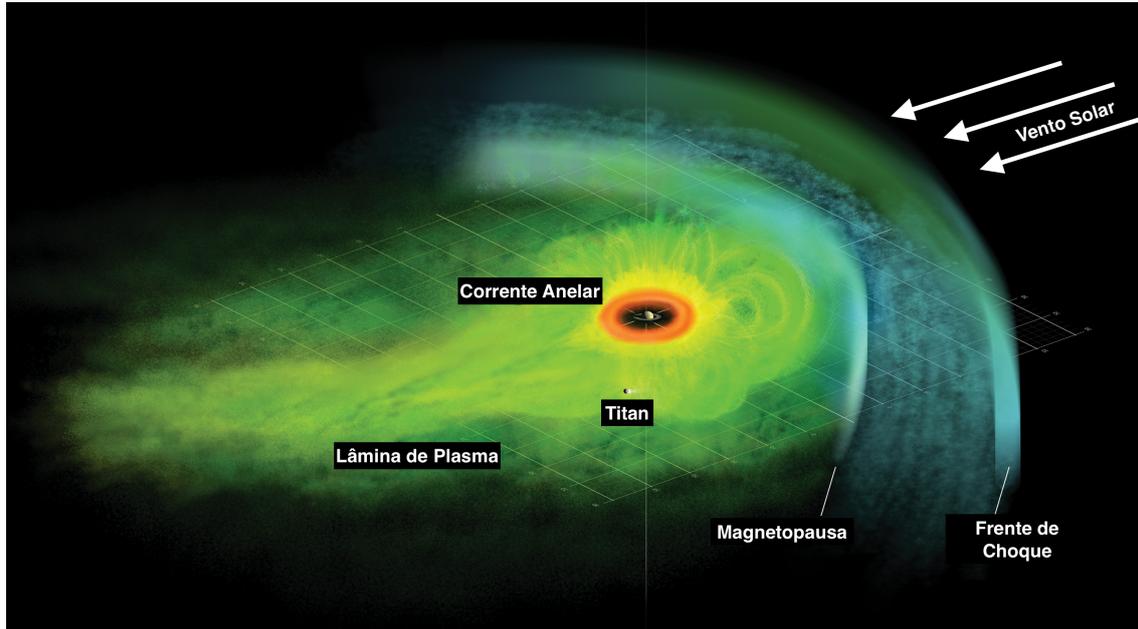
Fonte: Adaptado de Kallenrode (2013).

A magnetosfera de Saturno possui uma forma muito semelhante à da magnetosfera terrestre, como mostra a Figura 1.2. O planeta possui 62 luas conhecidas, sendo apenas 53 luas nomeadas (NASA, 2016), e algumas delas sofrem uma interação forte com a magnetosfera. Algumas das luas internas (entre 4 e 7 R_S) absorvem parte do fluxo de partículas, enquanto outras agem como fonte de partículas para a magnetosfera, perdendo parte de sua atmosfera como Titan ou através de géiseres como a lua Enceladus.

Além da interação das luas com a magnetosfera, outro fator que afeta a magnetosfera interna são os anéis, que possuem diferentes origens e são formados basicamente por partículas de poeira. O anel mais interno está localizado a uma distância de 67 mil km do centro do planeta, enquanto o mais externo acredita-se que esteja em alguma região além de 480 mil km.

²Angulo entre o eixo de rotação e o eixo do campo magnético

Figura 1.2 - Estrutura da Magnetosfera de Saturno



Fonte: Adaptado de NASA (2016).

A distribuição da população eletrônica da magnetosfera de Saturno foi estudada por Schippers et al. (2008) utilizando os dados da sonda Cassini. Seus resultados mostram a existência de duas espécies de elétrons, ambas descritas por $FDV-\kappa$. Schippers et al. (2008) apresentam os valores de densidade, temperatura, índice espectral κ e índice beta (razão entre pressão cinética e magnética) das duas populações de elétrons entre $6R_S$ e $18R_S$.

A partir da solução numérica da função de dispersão de plasma, Baluku et al. (2011) realizou um estudo da influência do índice κ utilizado para descrever as duas populações de elétrons, da razão de densidades e da razão de temperaturas sobre a relação de dispersão e a taxa de crescimento do modo elétron-acústico, utilizando os dados da magnetosfera de Saturno (SCHIPPERS et al., 2008). Baluku et al. (2011) aplicou seu modelo cinético e eletrostático a três regiões distintas da magnetosfera de Saturno ($R < 9R_S$, $9R_S < R < 13R_S$ e $13R_S < R < 18R_S$), encontrando condições onde o modo elétron-acústico é fracamente absorvido, podendo assim ser observado.

Com a presença de um campo magnético externo os modos de Bernstein foram estudados por Henning et al. (2011), também utilizando a distribuição eletrônica encontrada na magnetosfera de Saturno. Considerando apenas o caso de propagação

perpendicular ao campo magnético externo e ignorando efeitos eletromagnéticos, esses autores estudaram a influência do índice κ , da razão das temperaturas e das densidades das duas espécies de elétrons sobre esses modos. Por ignorar os efeitos eletromagnéticos, os resultados de Henning et al. (2011) não mostraram a presença dos modos extraordinários X e Z , previstos ao considerar os efeitos eletromagnéticos em um plasma com elétrons descritos por FDV Maxwelliana (MELROSE, 1986) e descritos por FDV- κ (MACE, 2004).

O objetivo desta dissertação é investigar os modos de propagação paralela e perpendicular na magnetosfera de Saturno, através de simulação por partículas, utilizando para isto os dados obtidos por Schippers et al. (2008) para a população eletrônica. Para tanto, o código KEMPO1³ (OMURA; MATSUMOTO, 1993) foi modificado para incluir no instante inicial uma distribuição de velocidades das partículas dada por uma FDV- κ , como a distribuição encontrada na magnetosfera de Saturno. Os resultados obtidos foram então comparados com trabalhos teóricos que resolvem a relação de dispersão numericamente (BALUKU et al., 2011; HENNING et al., 2011).

³KEMPO: acrônimo de *Kyoto university's ElectroMagnetic Particle cOde*

2 METODOLOGIA

Este capítulo traz uma descrição sobre as técnicas de simulação em plasmas, com ênfase no tipo de simulação que será usado para finalizar o trabalho.

2.1 Abordagens para simulação

Em simulação de plasmas existem duas principais abordagens: a descrição por fluidos e a cinética. A primeira trata o plasma como um fluido magnetizado (ou múltiplos fluidos (NICHOLSON, 1983)) e é principalmente utilizada para analisar fenômenos de larga escala temporal e espacial. A descrição de fluidos é mais importante em regiões onde $L \gg r_{ci}$ e $t \gg \tau_{ci}$, onde r_{ci} e τ_{ci} representam o raio e o período de ciclotron dos íons e L e t o comprimento e tempo característicos do fenômeno a ser estudado (WINSKE; OMIDI, 1996). Uma das principais formulações da teoria de fluidos é a MagnetoHidroDinâmica (MHD).

Neste tipo de simulação, as variáveis utilizadas são os parâmetros macroscópicos, tais como velocidade, densidade e carga de cada espécie (modelo multifluido) ou do plasma como um todo (um único fluido). A interação do vento solar com a magnetosfera terrestre é um exemplo de um evento de larga escala espacial que envolve plasmas magnetizados, podendo então ser utilizado o modelo MHD (JAUER, 2010). Neste modelo o sistema de equações que deve ser resolvido é um sistema não linear. O fenômeno físico a ser estudado determina as aproximações a serem feitas para tornar o sistema de equações mais tratável numericamente. Após feitas as aproximações e a adimensionalização do sistema, o mesmo deve ser resolvido numericamente. Para isso existem diversos métodos, sendo um dos mais utilizado para resolver equações deste tipo o método *Two-Step Lax-Wendroff* (POTTER, 1973).

Na região de pequenas escalas (abaixo de $L \gtrsim 10r_{ci}$ e $t \gtrsim 10\tau_{ci}$) é mais conveniente descrever o plasma utilizando a teoria cinética, que utiliza uma abordagem de mecânica estatística no plasma. Neste caso são resolvidas equações como a de Vlasov, ou a de Fokker-Plank. Utilizando a teoria cinética ainda é possível resolver equações de movimento para cada partícula. Em ambas as descrições, cinética e de fluido, também são resolvidas as equações para os campos elétricos e magnéticos.

Em médias escalas normalmente são utilizados modelos híbridos, onde uma espécie é tratada pelo modelo de fluidos e outra por partícula. Um exemplo é o choque não colisional que ocorre no arco de choque da magnetosfera. Nesta situação o movimento dos íons se mostra mais importante frente aos elétrons, portanto, os

elétrons são considerados um fluido desprovido de massa e os íons são tratados como partícula (WINSKE; OMIDI, 1996).

Uma representação das regiões em que cada descrição é mais bem apropriada encontra-se na Figura 2.1. A escolha do modelo que será utilizado depende do problema envolvido, para que se possa obter um resultado o mais preciso possível sem comprometer o tempo computacional utilizado para executar a simulação.

Figura 2.1 - Diagrama de tempo-distância generalizado, adaptado para as regiões onde são mais bem aplicados os códigos MHD, por partículas e híbridos.

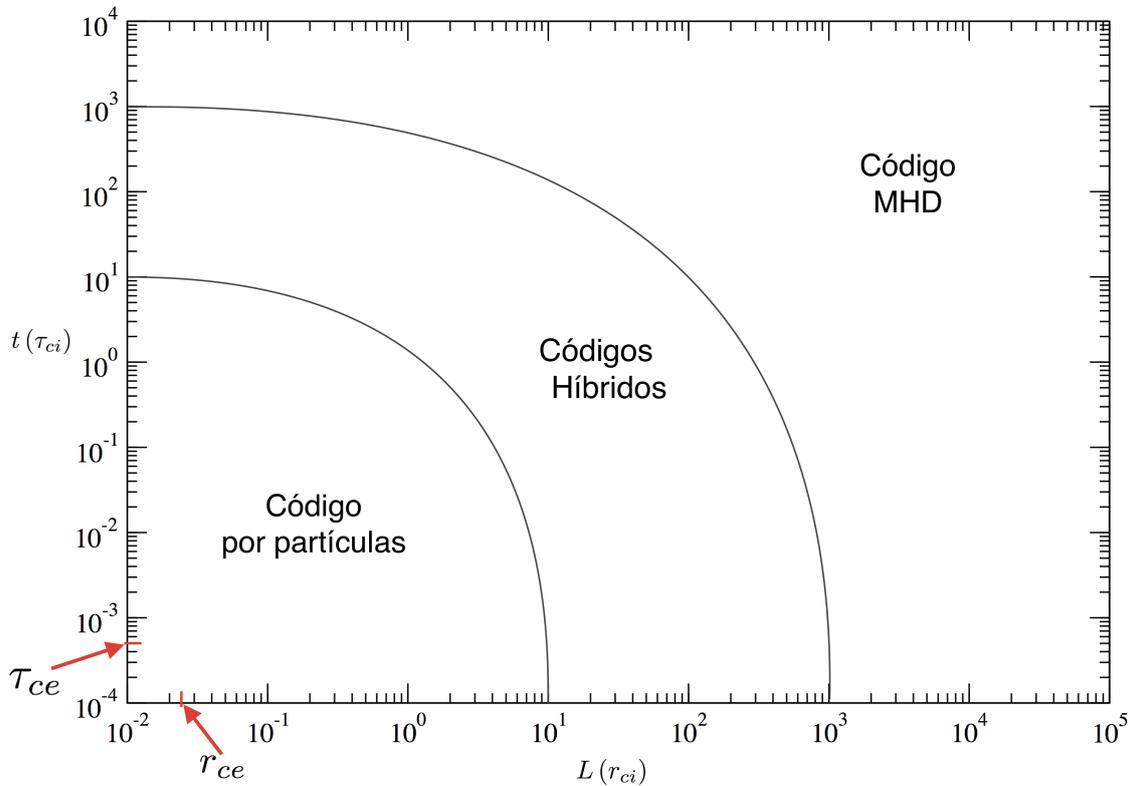


Diagrama de tempo-distância generalizado em relação ao raio e período de cíclotron dos íons (r_{ci} e τ_{ci}). Em vermelho estão indicados o raio e o período de giro dos elétrons (r_{ce} e τ_{ce}) em relação aos íons.

Fonte: Adaptado de Winske e Omidí (1996).

2.2 Simulação PIC

A simulação por partículas possui uma vantagem frente a outros modelos cinéticos, por não serem realizadas aproximações físicas nas equações a serem resolvidas. Porém isso gera um problema computacional, uma vez que não há como acompanhar individualmente todas as partículas de um plasma, que normalmente possui de 10^4 a 10^{10} partículas dentro de uma esfera com raio igual ao comprimento de Debye, representado por $\lambda_{De} = v_{the}/\omega_{pe}$. Além disso, ao definir as partículas como pontuais, o potencial associado a um par de partículas varia com $1/r$, onde r é a distância entre as partículas. Este potencial tende a infinito quando as partículas se aproximam muito. Para contornar estes problemas deve ser utilizado um modelo de superpartícula.

A seguir são apresentadas as equações resolvidas pelo código KEMPO1, criado por Omura e Matsumoto (1993), alterado neste trabalho para modificar a função de distribuição de velocidades inicial das partículas.

2.2.1 Superpartícula

A superpartícula é um elemento matemático que representa um grande conjunto de partículas reais do plasma. Por isso, as densidades de carga, massa e energia devem ser as mesmas das partículas reais, de forma a garantir que os parâmetros do plasma sejam os mesmos tanto para as partículas reais do plasma quanto para as superpartículas.

Existem diversas formas possíveis de definir a superpartícula, como por exemplo com uma forma quadrada ou Gaussiana. A forma Gaussiana representa de forma muito mais realista a superpartícula, porém o resultado com o formato quadrado é suficiente para a simulação e ao mesmo tempo simples.

O formato da superpartícula é um artifício matemático que define a função de ponderação $S(x_j - X_i)$, onde X_i é a posição da célula e x_j define o centro da superpartícula. A função de ponderação é utilizada para definir a densidade de carga em cada ponto da grade, assim como a força sobre as partículas.

Utilizando o modelo PIC¹, considerando a superpartícula com forma quadrada, a função de ponderação para cada ponto da grade X_i pode ser escrita por (OMURA, 2007):

¹Partícula na Célula, do inglês: *Particle in Cell*

$$S(x_j - X_i) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta x} \left(1 - \frac{|x_j - X_i|}{\Delta x}\right) & |x_j - X_i| < \Delta x \\ 0 & |x_j - X_i| \geq \Delta x. \end{cases} \quad (2.1)$$

A densidade de carga sobre os pontos da grade é calculada considerando a Equação 2.1 e é dada por:

$$\rho_i = \sum_j q_j S(x_j - X_i). \quad (2.2)$$

A Equação 2.2 respeita a conservação da carga, pois a carga total das superpartículas é igual à carga nos pontos da grade, ou seja: $\sum_j q_j = \Delta x \sum_i \rho_i$.

2.2.2 Velocidade e posição

As partículas evoluem seguindo as equações:

$$\frac{d\mathbf{x}_j}{dt} = \mathbf{v}_{xj}, \quad (2.3)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_j}{dt} = \mathbf{F}_j, \quad (2.4)$$

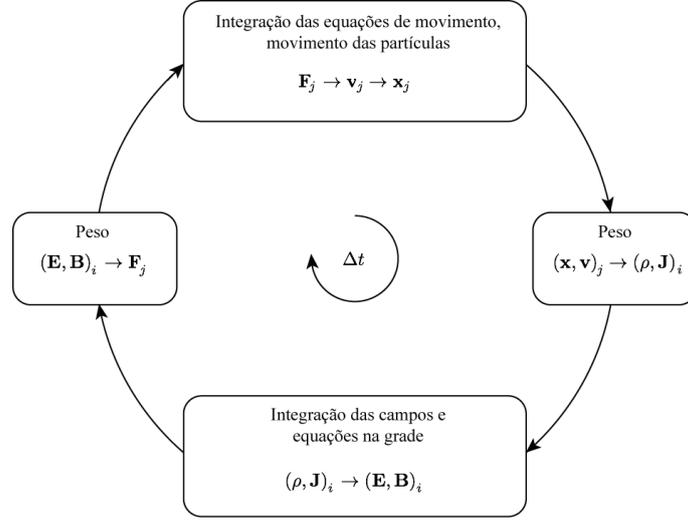
onde o índice j está associado a partícula.

Como elas sofrem a ação das forças devido ao campo elétrico e magnético gerado pelas outras partículas carregadas do plasma, o termo de força da Equação 2.4 é $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$. Assim, a cada passo temporal é preciso avançar as velocidades e posição das partículas utilizando campos existentes. Devido a esta movimentação das partículas, são calculados os campos a partir das novas densidade de carga e corrente, seguindo o esquema mostrado na Figura 2.2.

Para resolver as equações que descrevem o sistema é necessário inicialmente realizar a discretização do espaço e do tempo, e conseqüentemente a discretização das equações. No caso unidimensional a grade espacial segue o sub-índice i , com N_x sendo o número de pontos na grade. Os campos são calculados nesta grade a partir das equações de Maxwell. O tamanho Δx da grade deve ser definido de forma que $k\Delta x \ll 1$, onde k é o número de onda.

As equações de movimento são calculadas utilizando o método de diferenças finitas centrado, que possui uma boa precisão com baixo custo computacional. Aplicando este método para as Equações 2.3 e 2.4, a evolução de x e v é obtida. Conhecendo a força no instante t e a velocidade em $t - \Delta t/2$, a velocidade em $t + \Delta t/2$ é calculada

Figura 2.2 - Diagrama das operações realizadas dentro de um passo Δt seguido pelo código.



Fonte: Adaptado de Birdsall e Langdon (1991).

utilizando a Equação 2.5. A nova posição em $t + \Delta t$ é então calculada pela Equação 2.6. Assim a velocidade e a posição são conhecidas em tempos defasados por $\Delta t/2$; este método é conhecido como *Leap-Frog* (Figura 2.3), e as equações discretizadas são:

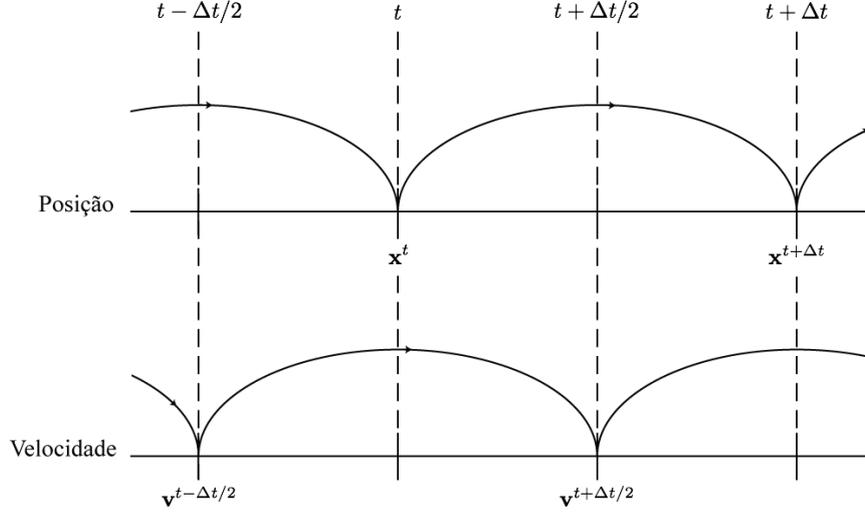
$$m \frac{\mathbf{v}^{t+\Delta t/2} - \mathbf{v}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \mathbf{F}^t, \quad (2.5)$$

$$\frac{\mathbf{x}^{t+\Delta t} - \mathbf{x}^t}{\Delta t} = \mathbf{v}^{t+\Delta t/2}. \quad (2.6)$$

Como a força sobre a partícula também depende da nova velocidade, devido à presença do campo magnético, para resolver a Equação 2.5 será utilizado o método de Buneman-Boris (SIMÕES et al., 2011). Esse método consiste em acelerar as partículas em meio passo temporal considerando apenas o campo elétrico (Equação 2.7), rotacionar sobre a influência do campo magnético (Equações 2.8 e 2.9) e acelerar novamente em meio passo temporal (Equação 2.10), a partir dos seguintes passos:

$$\mathbf{v}^- = \mathbf{v}^{t-\Delta t/2} + \left(\frac{q}{m}\right)_s \mathbf{E}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.7)$$

Figura 2.3 - Diagrama da evolução temporal da posição e velocidade pelo método *Leap-Frog*.



Fonte: Adaptado de Birdsall e Langdon (1991).

$$\mathbf{v}^0 = \mathbf{v}^- + \mathbf{v}^- \times \left(\frac{q}{m} \right)_s \mathbf{B}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.8)$$

$$\mathbf{v}^+ = \mathbf{v}^- + \frac{2}{1 + ((q/m)_s \Delta t/2)^2 \|\mathbf{B}^t\|^2} \mathbf{v}^0 \times \mathbf{B}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.9)$$

$$\mathbf{v}^{t+\Delta t/2} = \mathbf{v}^+ + \left(\frac{q}{m} \right)_s \mathbf{E}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.10)$$

onde os vetores \mathbf{E}^t e \mathbf{B}^t são os campos elétricos e magnéticos no instante t , q e m são as cargas e massas da partícula e s define a espécie.

2.2.3 Campos eletromagnéticos

Os campos eletromagnéticos são calculados em pontos da grade espacial mencionada anteriormente. Na forma contínua, os campos eletromagnéticos são dados por:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2.12)$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética e c a velocidade da luz.

A partir das Equações 2.11 e 2.12 os campos elétricos e magnéticos são calculados integrando-as no tempo. Em decorrência da discretização, os campos elétricos e magnéticos são calculados defasados em $\Delta t/2$ na grade temporal e as componentes de \mathbf{B} , \mathbf{E} e \mathbf{J} são calculadas em pontos diferentes da grade espacial. Considerando o caso unidimensional das Equações 2.11 e 2.12, isto é, $\partial/\partial y = \partial/\partial z = 0$, a forma discretizada da Equação 2.12 é, em componentes:

$$\frac{E_{x,i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{x,i+1/2}^t}{\Delta t} = -\frac{1}{\epsilon_0} J_{x,i+1/2}^{t+\Delta t/2}, \quad (2.13)$$

$$\frac{E_{y,i}^{t+\Delta t} - E_{y,i}^t}{\Delta t} = -c^2 \frac{B_{z,i+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{z,i-1/2}^{t+\Delta t/2}}{\Delta x} - \frac{1}{\epsilon_0} J_{y,i}^{t+\Delta t/2}, \quad (2.14)$$

$$\frac{E_{z,i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{z,i+1/2}^t}{\Delta t} = c^2 \frac{B_{y,i+1}^{t+\Delta t/2} - B_{y,i}^{t+\Delta t/2}}{\Delta x} - \frac{1}{\epsilon_0} J_{z,i+1/2}^{t+\Delta t/2}. \quad (2.15)$$

E a forma discretizada da Equação 2.11 é:

$$\frac{B_{y,i}^{t+\Delta t/2} - B_{y,i}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \frac{E_{z,i+1/2}^t - E_{z,i-1/2}^t}{\Delta x}, \quad (2.16)$$

$$\frac{B_{z,i+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{z,i+1/2}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = -\frac{E_{y,i+1}^t - E_{y,i}^t}{\Delta x}. \quad (2.17)$$

A componente x do campo magnético não aparece nas equações pois as derivadas em y e z são nulas, porém ela aparece como uma condição inicial. O campo magnético deve, durante toda a simulação, respeitar:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.18)$$

que na forma unidimensional é dada por:

$$\frac{dB_x}{dx} = 0. \quad (2.19)$$

2.2.4 Densidade de corrente elétrica

A corrente deve ser calculada nos mesmos pontos que o campo elétrico, então $\mathbf{J} = (J_{x,i+1/2}, J_{y,i}, J_{z,i+1/2})$. As componentes J_y e J_z são calculadas usando a função de ponderação dada pela Equação 2.1, considerando a velocidade da partícula (OMURA, 2007):

$$J_{i+1/2}^{t+\Delta t/2} = \sum_j q_j v S(x_j - X_{i+1/2}). \quad (2.20)$$

Como a componente y deve ser definida em pontos inteiros, é realizada uma média para realocar para pontos inteiros:

$$J_{y,i} = \frac{J_{y,i-1/2} - J_{y,i+1/2}}{2}. \quad (2.21)$$

Para calcular a componente J_x é utilizado o método de conservação de carga, onde é considerada a quantidade de carga que passa pelo ponto no intervalo Δt . Para isto é necessário conhecer as posições nos instantes t e $t + \Delta t$ e ambas as informações não são armazenadas simultaneamente pelo código. Dessa forma é necessário decompor a Equação 2.6 da seguinte forma:

$$\mathbf{x}^{t+\Delta t/2} = \mathbf{x}^t + \mathbf{v}^{t+\Delta t/2} \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.22)$$

$$\mathbf{x}^{t+\Delta t} = \mathbf{x}^{t+\Delta t/2} + \mathbf{v}^{t+\Delta t/2} \frac{\Delta t}{2}. \quad (2.23)$$

Então, podem ocorrer dois casos com relação ao deslocamento das superpartículas, como ilustrado nas Figuras 2.4 e 2.5.

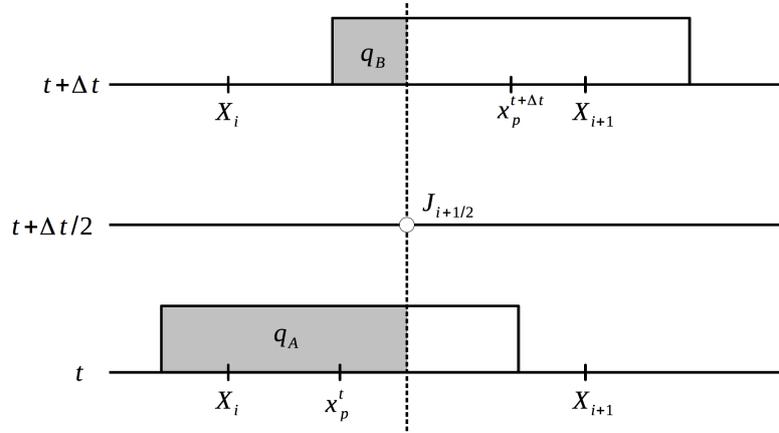
No primeiro caso, a quantidade de carga que passa pelo ponto $X_{i+1/2}$ no ciclo Δt é apenas uma porção da carga q_A , como representado na Figura 2.4. Assim a corrente neste ponto é dada por:

$$J_{x,i+1/2}^{t+\Delta t/2} = \frac{q_A + q_B}{\Delta t}, \quad (2.24)$$

onde $q_A = q(X_{i+1} - x_p^t) / \Delta x$ e $q_B = q(x_p^{t+\Delta t} - X_{i+1}) / \Delta x$.

No segundo caso, a quantidade de carga que passa pelo ponto $X_{i+1/2}$ é a carga total q_A , assim a corrente $J_{i+3/2}$ deve ser contabilizada, como apresentado na Figura 2.5.

Figura 2.4 - Primeiro caso no cálculo da corrente.



No instante t a superpartícula encontra-se em um ponto x_p^t dentro do domínio da célula X_i . No instante $t + \Delta t$ o centro da superpartícula avançou para a célula X_{i+1} , porém parte dela permanece no domínio da célula X_i .

Fonte: Adaptado de Omura e Matsumoto (1993).

Para este caso as correntes são:

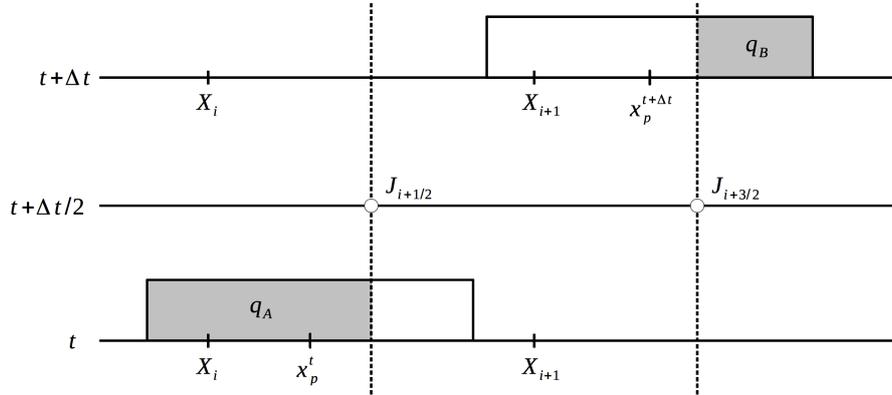
$$J_{x,i+1/2}^{t+\Delta t/2} = \frac{q_A}{\Delta t}, \quad (2.25)$$

$$J_{x,i+3/2}^{t+\Delta t/2} = \frac{q_B}{\Delta t}. \quad (2.26)$$

A corrente na direção x deve ainda satisfazer a Equação da Continuidade, que é apresentada na forma discretizada pela Equação 2.27:

$$\frac{\rho_i^{t+\Delta t} - \rho_i^t}{\Delta t} = - \frac{J_{x,i+1/2}^{t+\Delta t/2} - J_{x,i-1/2}^{t+\Delta t/2}}{\Delta x}. \quad (2.27)$$

Figura 2.5 - Segundo caso no cálculo da corrente.



A posição inicial da superpartícula é a mesma do caso anterior. No instante final entretanto, ela passa para o domínio das duas células seguinte, X_{i+1} e X_{i+2} , enquanto no caso anterior ela estava entre X_i e X_{i+1} .

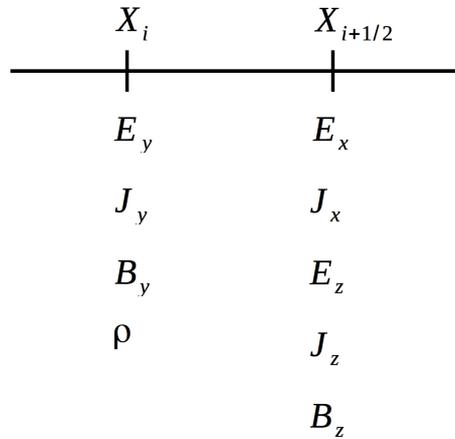
Fonte: Adaptado de Omura e Matsumoto (1993).

2.2.5 Grades espacial e temporal

A seguir são apresentadas as grades espacial e temporal, mostrando os pontos nos quais as variáveis são calculadas. Os pontos inteiros da grade espacial são definidos como X_i e os pontos semi-inteiros como $X_{i+1/2}$, onde $i = 1, 2, 3, \dots, N_x$. A Figura 2.6 apresenta a grade espacial com a indicação dos pontos da grade onde são calculados os campos e as densidades de carga e corrente.

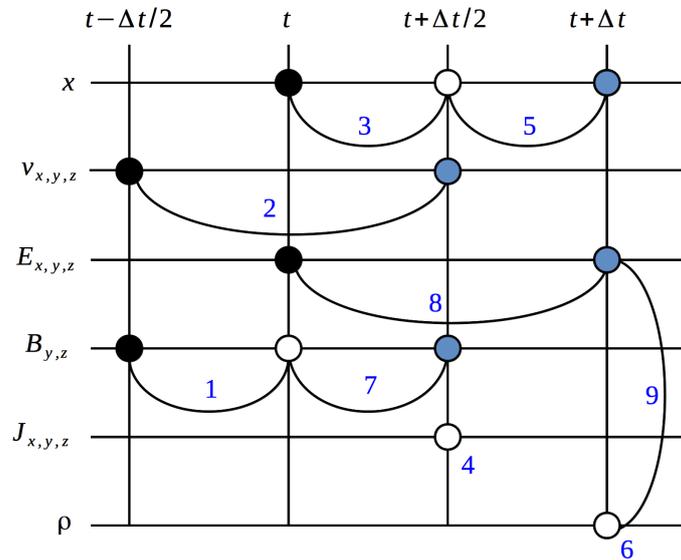
A ordem do cálculo das evoluções temporais das variáveis é apresentada na grade temporal. A Figura 2.7 mostra um ciclo Δt , com os números em azul representando a ordem das operações. O passo 9 da referida figura é realizado apenas em alguns ciclos específicos para corrigir o campo elétrico utilizando a densidade de carga.

Figura 2.6 - Pontos da grade onde são calculados os componentes dos campos, correntes e densidade.



Fonte: Adaptado de Omura e Matsumoto (1993).

Figura 2.7 - Grade temporal com a sequência utilizada no código KEMPO1.



Círculos pretos: valor salvo no passo temporal anterior, ou dado como valor de entrada;
 Círculos brancos: valores intermediários calculados mas que não são salvos para o próximo passo temporal;
 Círculos azuis: valor final salvo para o próximo passo temporal.

Fonte: Adaptado de Simões et al. (2011).

2.2.6 Subrotinas utilizadas pelo KEMPO1

O código KEMPO1 na sua versão na linguagem FORTRAN possui três conjuntos de subrotinas: *Iniciais*, *evolução* e *diagnóstico*.

As subrotinas *iniciais* são:

- input: tem a função de introduzir no código os parâmetros utilizados para a simulação (Δx , Δt , velocidade térmica, entre outros).
- chkprm: nesta rotina são verificadas as condições de estabilidade numérica do código, como a condição de Courant, onde os valores Δx e Δt devem respeitar a Equação 2.28,

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} < c, \quad (2.28)$$

onde c é a velocidade da luz.

- renorm: esta rotina tem como objetivo normalizar os parâmetros de entrada para utilizar ao longo da simulação. Esta normalização é a segunda realizada, uma vez que a primeira é feita pelo usuário ao definir os parâmetros a serem lidos.
- inital: a subrotina *inital* inicializa as posições e velocidades das partículas, além de calcular a distribuição de carga inicial e os campos elétricos e magnéticos. Esta é a subrotina alterada neste trabalho para introduzir as FDV- κ .

As subrotinas de *evolução* compreendem a resolução das equações de evolução das partículas e dos campos do sistema, e são:

- bfield e efield: nessas subrotinas os campos magnético e elétrico, respectivamente, evoluem ao longo de um passo temporal como descrito na Subseção 2.2.3;
- positn e velcty: nessas subrotinas são calculados os valores da posição e velocidade através dos métodos Leap-Frog e Buneman-Boris (Subseção 2.2.2);
- currnt: subrotina que calcula as três componentes da corrente, como descrito na Subseção 2.2.4;

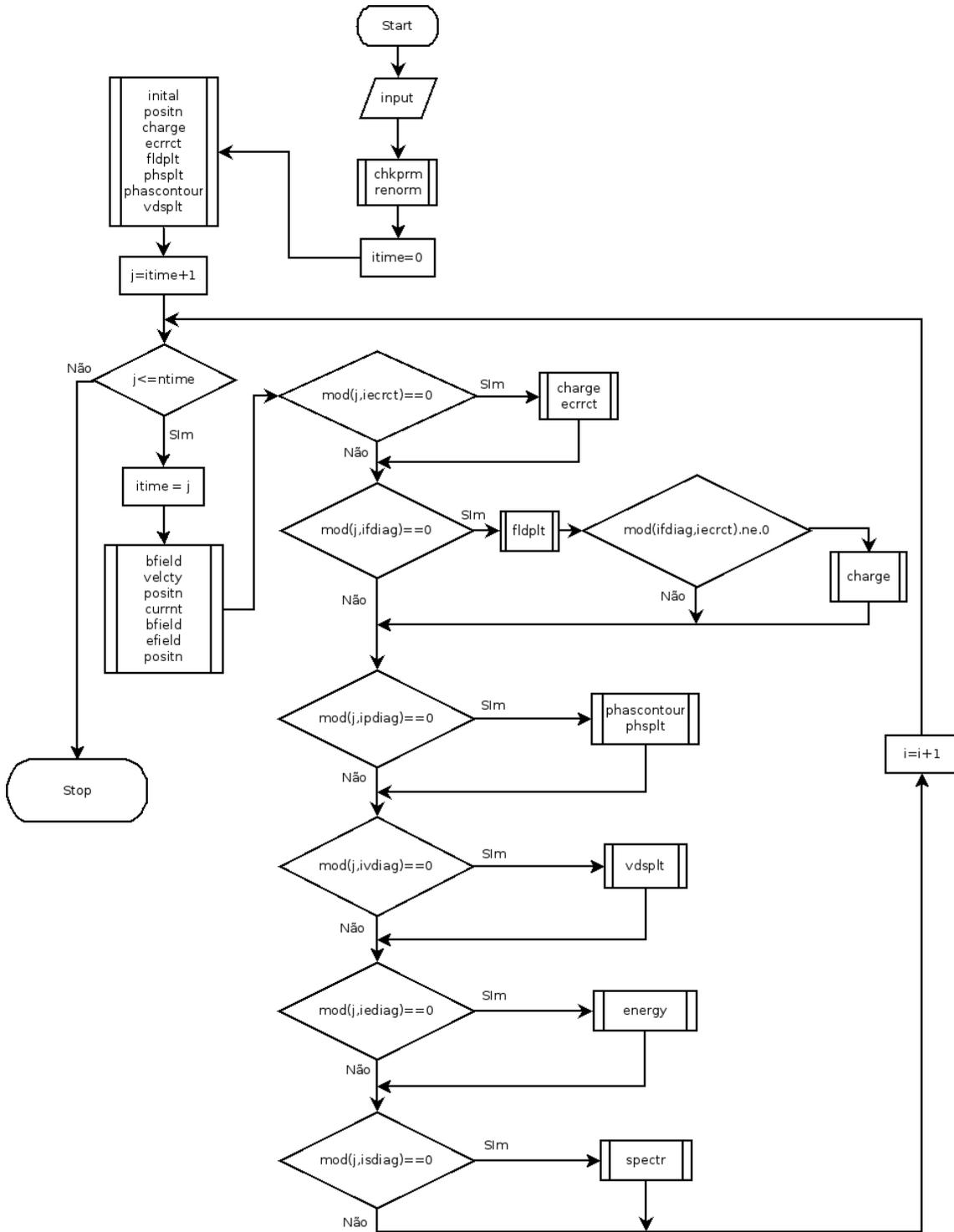
- charge: a densidade de carga em cada ponto é calculada nesta subrotina, seguindo a posição de cada superpartícula (Subseção 2.2.1);
- ecrrct: esta subrotina calcula o valor do campo elétrico através da transformada de Fourier da equação de Poisson.

As subrotinas de *diagnóstico* calculam e gravam os valores para os diagnósticos necessários, são elas:

- fldplt: grava os valores dos campos elétricos e magnéticos para cada ponto espacial e temporal;
- phsplt: esta subrotina grava os valores das posições e velocidades das partículas;
- phascontour: calcula o espaço de fase tridimensional onde a terceira dimensão é dada pelo número de partículas com aquela velocidade e posição;
- vdsplt: calcula e grava a função de distribuição de velocidade das componentes;
- energy: calcula e grava as energias cinética, elétrica, magnética e total;
- spectr: calcula a transformada de Fourier dos campos elétricos e magnéticos do espaço $x - t$ para $\omega - k$, gravando assim o diagrama de dispersão das componentes dos campos eletromagnéticos.

Todas as subrotinas estão apresentadas na Figura 2.8 com a ordem em que são chamadas durante a simulação.

Figura 2.8 - Fluxograma do KEMPO1.



Fonte: Produção do autor.

3 DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADES KAPPA

Quando a FDV inicial em um código de partículas corresponde a uma FDV Maxwelliana, as velocidades podem ser geradas utilizando o método de Box-Muller. Como nessa dissertação a FDV inicial das partículas desejada é uma FDV- κ , um novo método deve ser utilizado. No código KEMPO1, a velocidade das partículas é um parâmetro de entrada, dado como condição inicial. Para introduzir esta nova distribuição na rotina de inicialização pode-se reescrever a forma de gerar a distribuição ou ler dados gerados por um programa externo que produza esta distribuição.

3.1 Possibilidades iniciais

Para o caso onde a distribuição escolhida é uma FDV- κ unidimensional, esta pode ser produzida utilizando uma variação do método de Box-Muller, desenvolvida por [Abdul e Mace \(2014\)](#). Neste método, a velocidade é produzida utilizando dois números aleatórios gerados no intervalo $[0,1]$, onde o gerador deve seguir uma distribuição uniforme.

Se a_1 e a_2 são dois números aleatórios, a velocidade que segue a FDV- κ unidimensional é definida como:

$$v = \sqrt{\kappa\theta^2 \left(a_1^{-\frac{2}{2\kappa-1}} - 1 \right) \cos(2\pi a_2)}. \quad (3.1)$$

Normalizando a velocidade v pela velocidade térmica do plasma, ou seja, $v = v/v_{th}$, o parâmetro θ deve também ser normalizado por $\theta^2 = \theta^2/v_{th}^2 = 2(\kappa - 3/2)/\kappa$, onde $v_{th} = k_b T/m$. Assim a Equação 3.1 é escrita como:

$$v = \frac{v}{v_{th}} = \sqrt{(2\kappa - 3) \left(a_1^{-\frac{2}{2\kappa-1}} - 1 \right) \cos(2\pi a_2)}. \quad (3.2)$$

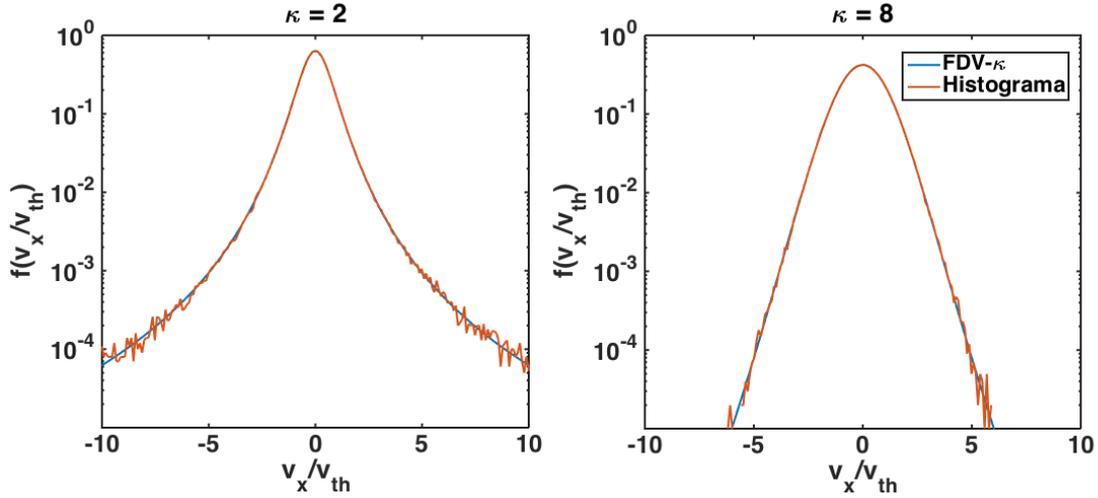
Para obter a FDV- κ unidimensional para a componente x , por exemplo, é necessário integrar a Equação 1.1 sobre as componentes v_y e v_z , obtendo assim:

$$f(v_x) = \frac{1}{\sqrt{\pi\kappa\theta^2}} \frac{\Gamma(\kappa)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{v_x^2}{\kappa\theta^2} \right)^{-\kappa}. \quad (3.3)$$

Na Figura 3.1 são mostrados os histogramas feitos a partir de 10^6 velocidades geradas pela Equação 3.2 para $\kappa = 2$ e $\kappa = 8$, e suas curvas teóricas dadas pela Equação 3.3

normalizada.

Figura 3.1 - Velocidades geradas pelo método de Box-Muller modificado.



Fonte: Produção do autor.

Como esta forma produz velocidades apenas para a distribuição unidimensional, caso seja necessário gerar velocidades para duas ou três dimensões, outro método deve ser escolhido. Este é o caso de uma distribuição tridimensional, que segue a Equação 1.1.

Uma opção é inverter a função de distribuição cumulativa, ou seja:

$$S(0 \rightarrow 1) = F(v) = \int_{-\infty}^v f(v') dv', \quad (3.4)$$

onde $f(v')$ é normalizada seguindo $\int_{-\infty}^{\infty} f(v') dv' = 1$.

Como para a FDV- κ a Equação 3.4 não pode ser resolvida analiticamente, deve-se resolvê-la numericamente, e isto nem sempre é um procedimento simples.

3.2 Distribuição t-Student Multivariada

Outra opção é obtida ao comparar a FDV- κ com a distribuição t-Student Multivariada, descrita pela Equação 3.5 para a média $\mu = 0$ (KOTZ; NADARAJAH, 2004):

$$f(\mathbf{t}) = \frac{1}{|\mathbf{R}|^{1/2}} \frac{1}{\sqrt{(\pi\nu)^d}} \frac{\Gamma\left(\frac{\nu+d}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)} \left(1 + \frac{\mathbf{t}\mathbf{R}^{-1}\mathbf{t}^T}{\nu}\right)^{-\frac{\nu+d}{2}}, \quad (3.5)$$

onde \mathbf{R} é a matriz de correlação, \mathbf{R}^{-1} é a inversa de \mathbf{R} , ν é o grau de liberdade, d é a dimensão do vetor \mathbf{t} e \mathbf{t}^T é a transposta de \mathbf{t} .

Se não houver correlação entre as componentes, pode-se definir a matriz $\mathbf{R} = \mathbf{I}_d$, onde \mathbf{I}_d é a matriz identidade de ordem d . Para $d = 3$, substituindo as componentes de \mathbf{t} como $t_i = \frac{v_i}{\sigma}$, onde σ é a raiz quadrada da variância e $f(\mathbf{t}) = \sigma^3 f(\mathbf{v})$, a seguinte distribuição é obtida:

$$f(v_1, v_2, v_3) = \frac{1}{(\pi\nu\sigma^2)^{3/2}} \frac{\Gamma((\nu+3)/2)}{\Gamma(\nu/2)} \left(1 + \frac{v_1^2 + v_2^2 + v_3^2}{\nu\sigma^2}\right)^{-\frac{\nu+3}{2}}. \quad (3.6)$$

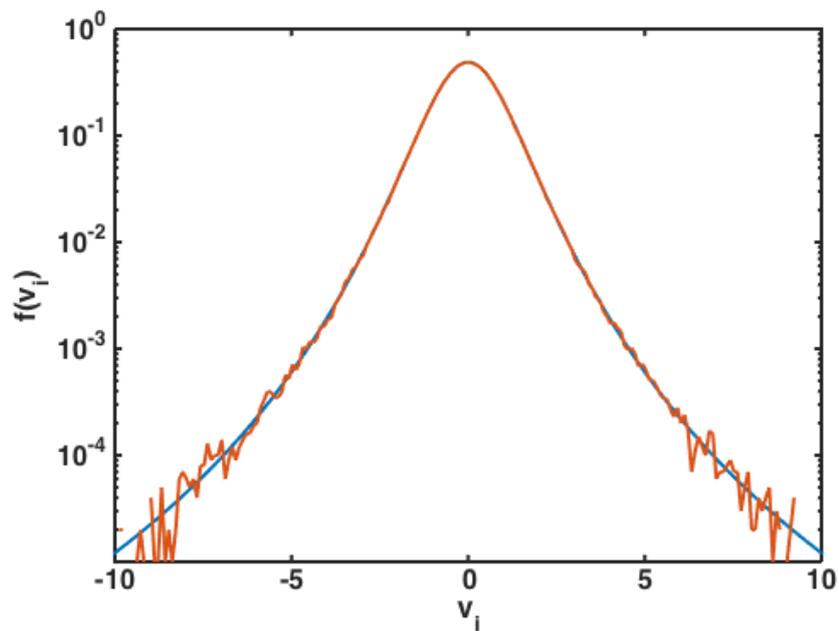
Para reescrever a Equação 3.6 como a Equação 1.1, são realizadas as seguintes substituições de variáveis: $\nu\sigma^2 = \kappa\theta^2$ e $(\nu+3)/2 = \kappa+1$. O *Statistical Toolbox* do MATLAB possui uma função que produz um conjunto de valores aleatórios que segue a distribuição t-Student Multivariada, sendo para isso gerada uma distribuição de valores que segue uma distribuição Normal Multivariada e este conjunto é transformado para a distribuição desejada. A Figura 3.2 apresenta a distribuição gerada por esta função com $\kappa = 3$ e substituindo $v_i = \sigma t_i = \sqrt{\frac{\kappa\theta^2}{\nu}} t_i$, com $i = 1, 2, 3$.

Caso as velocidades sejam geradas pela Equação 3.2 para duas componentes (v_x, v_y) com $\kappa = 3$, o espaço de velocidade $v_x \times v_y$ (Figura 3.3) mostra uma anisotropia da função de distribuição. Esta anisotropia introduzirá energia livre no sistema (LAZAR et al., 2011) e representa plasmas com distribuições como a *Product-bi-Kappa*.

A Figura 3.4 mostra o espaço de fase para duas componentes da velocidade geradas a partir do MATLAB utilizando a Função t-Student Multivariada, com mesmo κ anterior. Neste caso a função gerada é isotrópica como no caso da FDV-Maxwelliana.

Com o uso deste algoritmo é possível gerar não apenas a forma tridimensional da FDV- κ , mas as diversas formas anisotrópicas descritas por Livadiotis (2015).

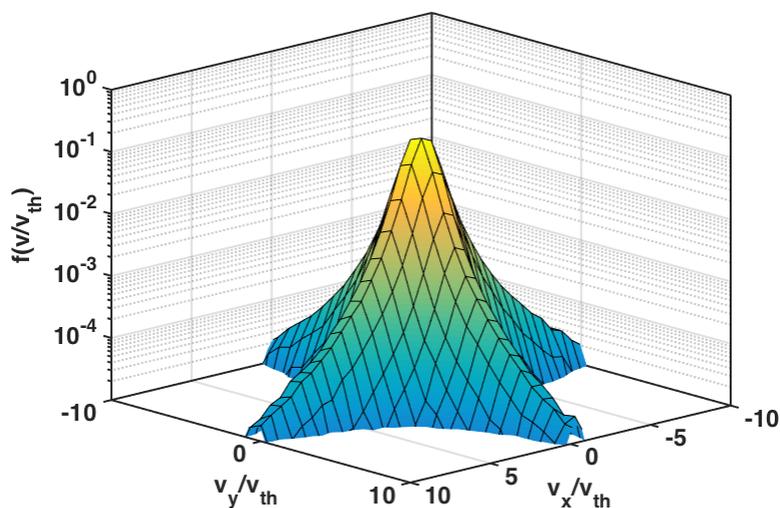
Figura 3.2 - Função de distribuição de uma das componentes da velocidade para $\kappa = 3$.



Distribuição de velocidades geradas a partir da função *mvtrnd* do MATLAB convertida para a FDV- κ (vermelho) em comparação com a FDV- κ unidimensional (azul).

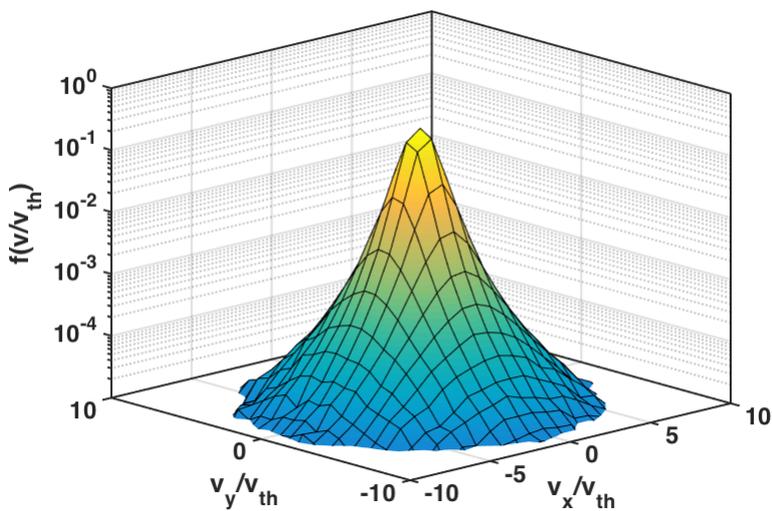
Fonte: Produção do autor.

Figura 3.3 - Função de distribuição de duas componentes da velocidade geradas pelo método de Box-Muller adaptado para $\kappa = 3$.



Fonte: Produção do autor.

Figura 3.4 - Função de distribuição de duas componentes da velocidade geradas utilizando a distribuição de Student Multivariada para $\kappa = 3$.



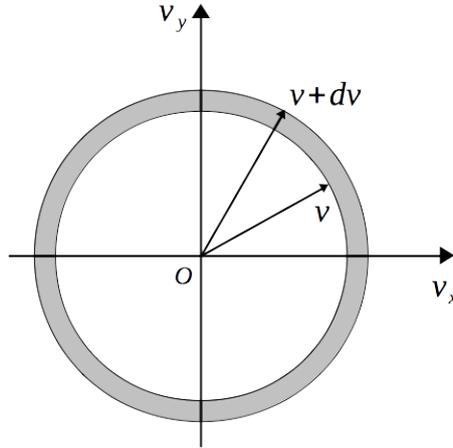
Fonte: Produção do autor.

3.3 Formas anisotrópicas da FDV- κ

Em regiões em que o plasma está imerso em um campo magnético ambiente a FDV das partículas pode possuir uma distorção, a qual pode ser representada por velocidades térmicas diferentes nas direções paralelas e perpendiculares ao campo magnético externo, ou ainda, no caso das FDV- κ por funções diferentes em cada componente. Livadiotis (2015) apresentou diversas formas de anisotropia para a FDV- κ . A seguir alguma destas formas serão apresentadas produzidas utilizando o método descrito na Seção 3.2 modificadas pela definição de velocidade térmica utilizada.

A distribuição do módulo da velocidade pode ser obtida a partir da integração da FDV ao longo de uma casca esférica de espessura dv no espaço de velocidades tridimensional, apresentado na Figura 3.5 de forma bidimensional.

Figura 3.5 - Representação em duas dimensões do esquema de integração.



Esquema de integração em uma casca esférica entre v e $v + dv$.

Fonte: Adaptado de Bittencourt (2004).

Escrevendo em coordenadas esféricas, a função de distribuição do módulo pode ser obtida a partir de:

$$F(v)dv = \int_{\Theta} \int_{\phi} f(v)v^2 \sin \Theta d\Theta d\phi dv, \quad (3.7)$$

onde $0 \leq \Theta \leq \pi$ e $0 \leq \phi \leq 2\pi$. Para a FDV isotrópica, esta integral se torna trivial, uma vez que a função depende apenas do módulo de v . Neste caso a distribuição do módulo é dada por:

$$F(v) = 4\pi v^2 f(v). \quad (3.8)$$

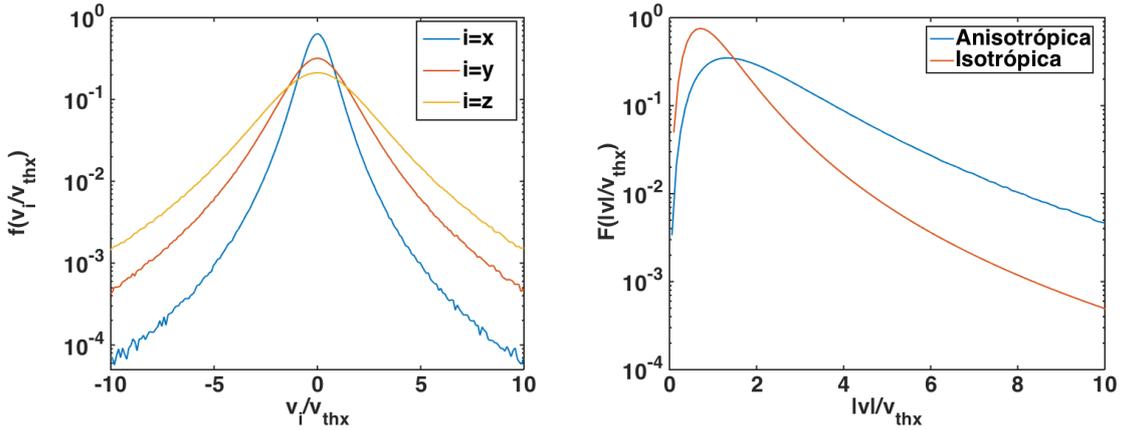
Para FDV anisotrópica a Equação 3.8 não é válida, sendo necessário calcular a integral da Equação 3.7.

1) Quando as velocidades térmicas são diferentes em cada componente a FDV será anisotrópica. Este tipo de distribuição possui a seguinte forma:

$$f(v_x, v_y, v_z) = \frac{1}{(\pi\kappa)^{3/2} \theta_x \theta_y \theta_z} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \sum_{i=x,y,z} \frac{v_i^2}{\kappa \theta_i^2} \right)^{-\kappa-1}, \quad (3.9)$$

onde $\theta_i^2 = \frac{2\kappa-3}{\kappa} v_{thi}^2 = \frac{2\kappa-3}{\kappa} \frac{k_b T_i}{m}$ com $i = x, y, z$. Utilizando o gerador descrito anteriormente é possível obter o resultado apresentado na Figura 3.6, normalizando a velocidade pela velocidade térmica da componente x .

Figura 3.6 - FDV com velocidades térmicas diferentes para cada componente.



À esquerda a FDV para cada componente gerada seguindo a Equação 3.9 para $v_{thy} = 2v_{thx}$, $v_{thz} = 3v_{thx}$ e $\kappa = 2$. À direita, a curva em vermelho representa a FD para o módulo da velocidade para uma distribuição isotrópica e a curva em azul o caso em que há uma anisotropia, introduzida pelas diferentes velocidades térmicas para cada componente.

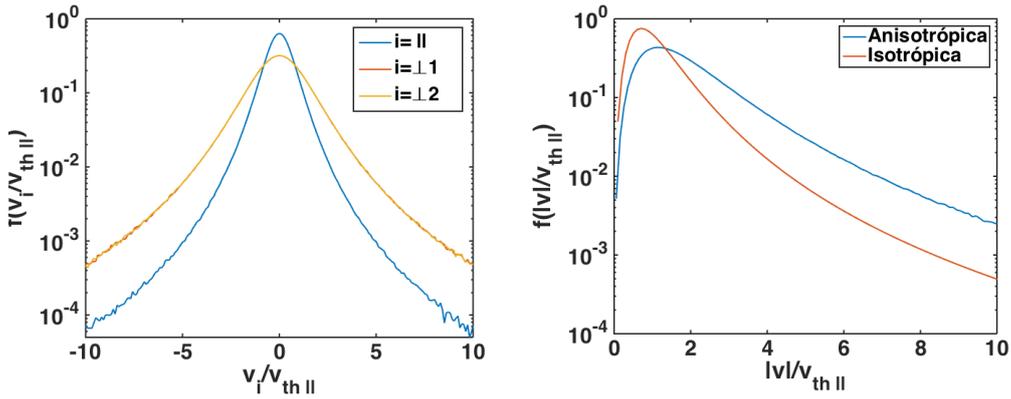
Fonte: Produção do autor.

2) Na presença de um campo magnético ambiente, as velocidades térmicas nas direções perpendiculares e paralelas a este campo podem assumir valores distintos. Neste caso a FDV possuirá a seguinte forma:

$$f(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{1}{(\pi\kappa)^{3/2} \theta_{\parallel} \theta_{\perp}^2} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa\theta_{\parallel}^2} + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa\theta_{\perp}^2} \right)^{-\kappa-1}. \quad (3.10)$$

A Figura 3.7 apresenta as componentes da velocidade seguindo a Equação 3.10, introduzindo a anisotropia pela diferença entre as velocidades da componente paralela e perpendicular, onde $v_{\perp}^2 = v_{\perp 1}^2 + v_{\perp 2}^2$.

Figura 3.7 - FDV para diferentes velocidades térmicas nas componentes paralelas e perpendiculares a um campo magnético externo.



À esquerda a FDV para cada componente gerada para a Equação 3.10 para $v_{thx} = v_{th\parallel}$, $v_{th\perp} = 2v_{th\parallel}$ e $\kappa = 2$. As duas componentes perpendiculares possuem a mesma distribuição, por isto elas se sobrepõem. À direita, a curva em vermelho apresenta a FD para o módulo da velocidade para a FDV- κ isotrópica e em azul para a velocidades seguindo a FDV da Equação 3.10.

Fonte: Produção do autor.

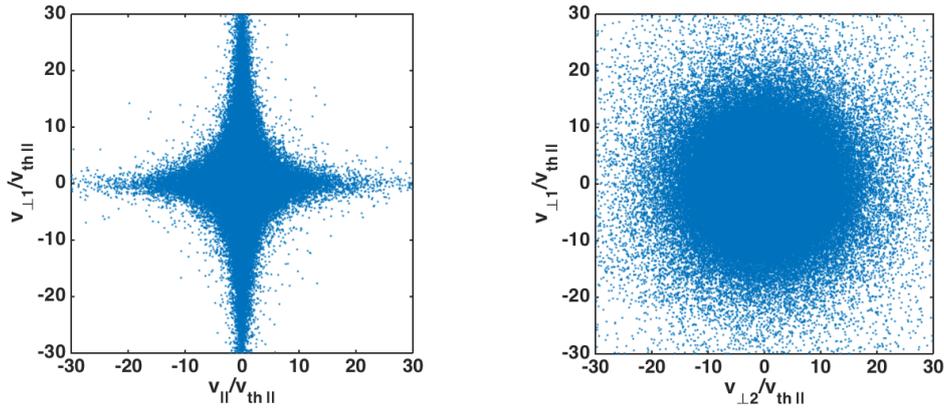
3) FDV - *Product bi-Kappa*: Tipo de anisotropia que pode intensificar a instabilidade Ion firehose (SANTOS et al., 2014). Esta função de distribuição de velocidades pode ser definida por:

$$f_{PB\kappa}(v_{\parallel}, v_{\perp}) = f_{\kappa}(v_{\parallel}) f_{\kappa}(v_{\perp}), \quad (3.11)$$

$$f_{PB\kappa}(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{1}{(\pi\kappa)^{3/2}\theta_{\parallel}\theta_{\perp}^2} \frac{\Gamma(\kappa + 1/2)\Gamma(\kappa)}{(\Gamma(\kappa - 1/2))^2} \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa\theta_{\parallel}^2}\right)^{-\kappa} \left(1 + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa\theta_{\perp}^2}\right)^{-\kappa-1/2}. \quad (3.12)$$

Para produzir este conjunto de velocidades é necessário realizar o procedimento descrito na Seção 3.2 com a Distribuição t-Student bidimensional. Considerando as mesmas velocidades térmicas usadas para gerar a Figura 3.7, as distribuições de cada componente e do módulo da velocidade obtidas para FDV - *Product bi-Kappa* não se alteram e podem ser representadas ainda pela Figura 3.7. Entretanto, ao gerar o espaço de fase para as componentes das velocidades, como mostrado na Figura 3.8, observa-se que existe uma anisotropia entre as componentes paralela e perpendicular da velocidade.

Figura 3.8 - Espaços de velocidade para a FDV *Product bi-Kappa*.



Esquerda: espaço de velocidade para uma componente da velocidade perpendicular ($v_{\perp 1}$) e paralela, utilizando os mesmos parâmetros da Figura 3.7. Direita: espaço de velocidade para as duas componentes perpendiculares ($v_{\perp 1}$ e $v_{\perp 2}$).

Fonte: Produção do autor.

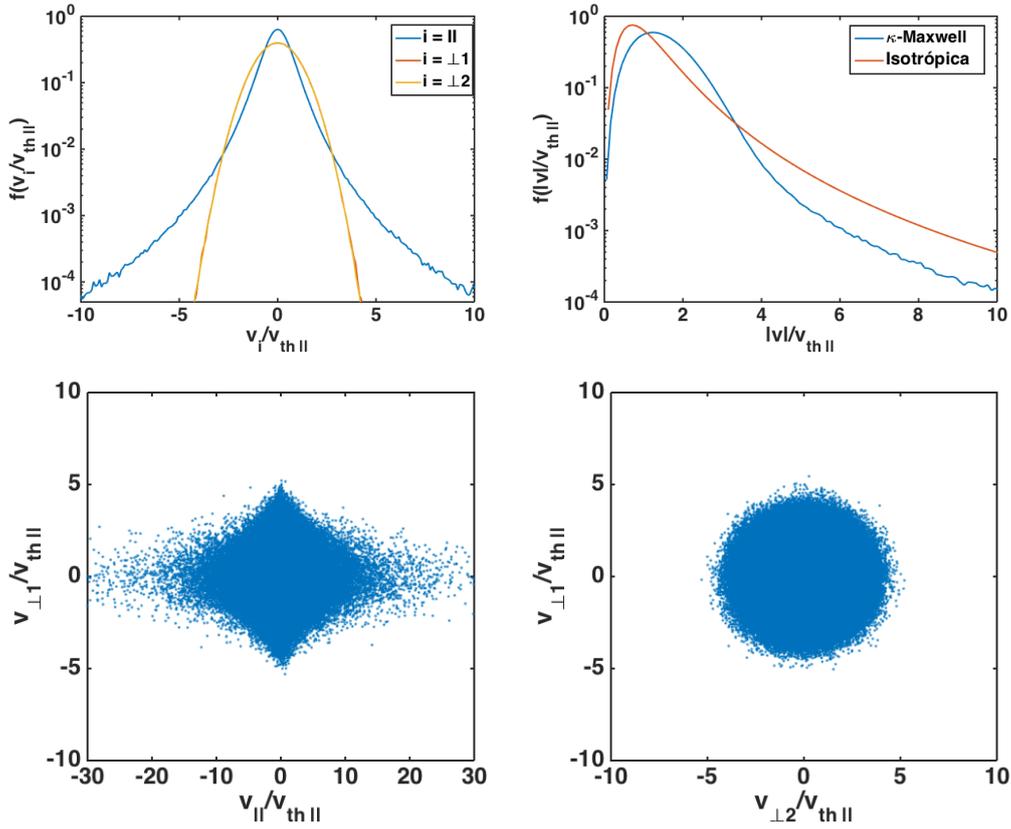
4) Na presença de um campo magnético externo é possível diferentes tipos de FDV para as componentes paralelas e perpendiculares ao campo (HELLBERG; MACE, 2002; CATTART et al., 2007). Como nestes casos as partículas supra-térmicas estão na sua maior parte na direção paralela ao campo é possível utilizar uma FDV Maxwelliana para a direção perpendicular e uma FDV- κ para a direção paralela, assim:

$$f_{\kappa M}(v_{\parallel}, v_{\perp}) = f_{\kappa 1D}(v_{\parallel}) f_{M2D}(v_{\perp}), \quad (3.13)$$

$$f_{\kappa M}(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{1}{\pi^{3/2} \sqrt{\kappa} \theta_{\parallel} v_{th\perp}^2} \frac{\Gamma(\kappa)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa \theta_{\parallel}^2}\right)^{-\kappa} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{2v_{th\perp}^2}\right). \quad (3.14)$$

As distribuições das componentes e do módulo da velocidade, bem como o espaço de fase para as velocidades para a FDV κ -Maxwell são apresentados na Figura 3.9.

Figura 3.9 - Gráficos das velocidades geradas para a FDV κ -Maxwell.



Superior: À esquerda função de distribuição de cada componente, com as velocidades térmicas iguais, à direita distribuição do módulo da velocidade. Inferior: espaço de velocidades para a componente paralela e uma componente perpendicular (à esquerda), respectivamente e para as componentes perpendiculares (à direita).

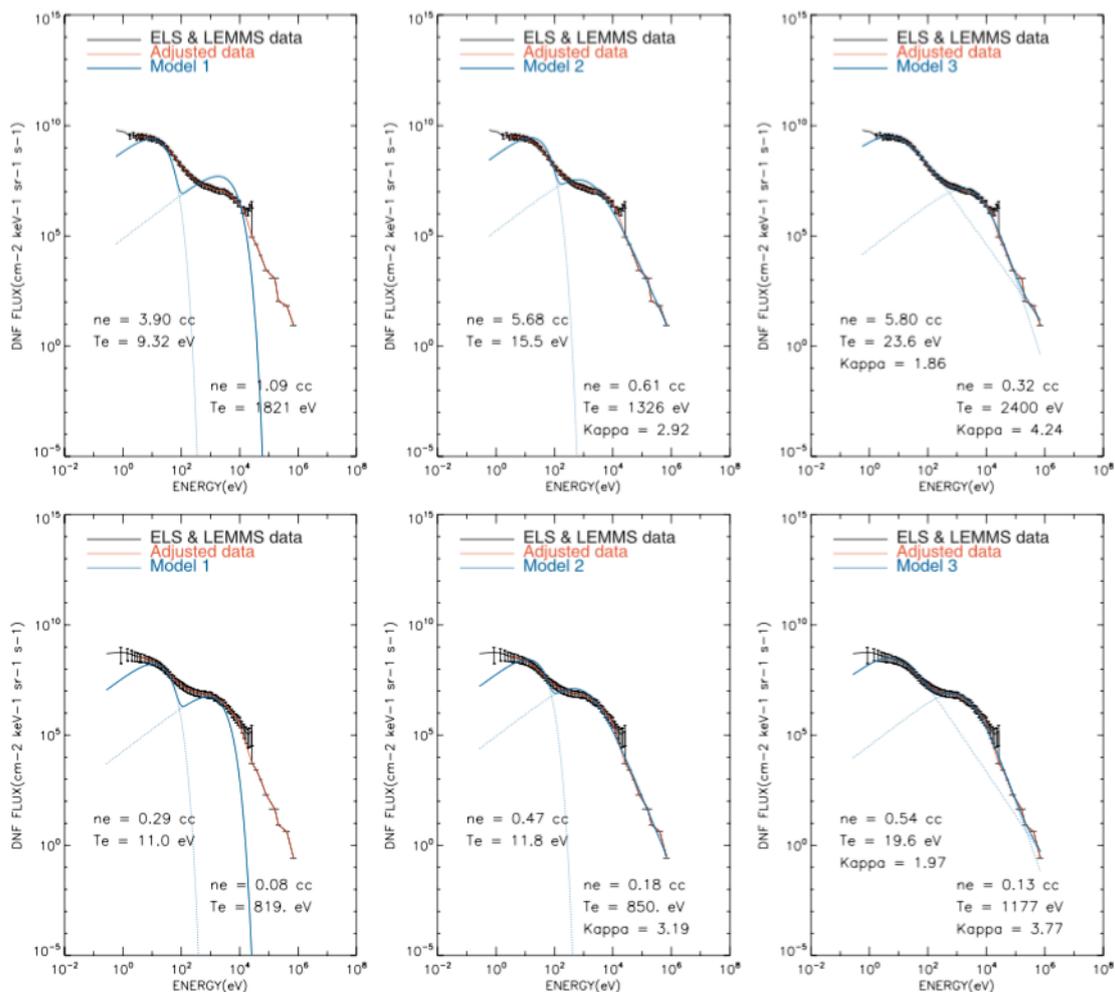
Fonte: Produção do autor.

3.4 Funções de Distribuição de Velocidade κ na Magnetosfera de Saturno

Utilizando os dados de dois instrumentos da Cassini (ELS - *Electron Spectrometer* e LEMMS - Low Energy Magnetospheric Measurements System), Schippers et al. (2008) obtiveram a composição das populações eletrônicas da magnetosfera de Saturno. Os resultados mostram que os elétrons são mais bem descritos por um conjunto de duas espécies com características diferentes, uma espécie quente (subscrito *h*, do inglês *hot*) e uma fria (subscrito *c*, do inglês *cold*) e que ambas são bem descritas por distribuições de velocidade Kappa, como mostra a Figura 3.6.

A partir dos resultados de Schippers et al. (2008), compilados na Figura 3.11, é possível obter os valores necessários para a simulação por partículas, como a densidade de partículas, a temperatura e o índice kappa das duas espécies.

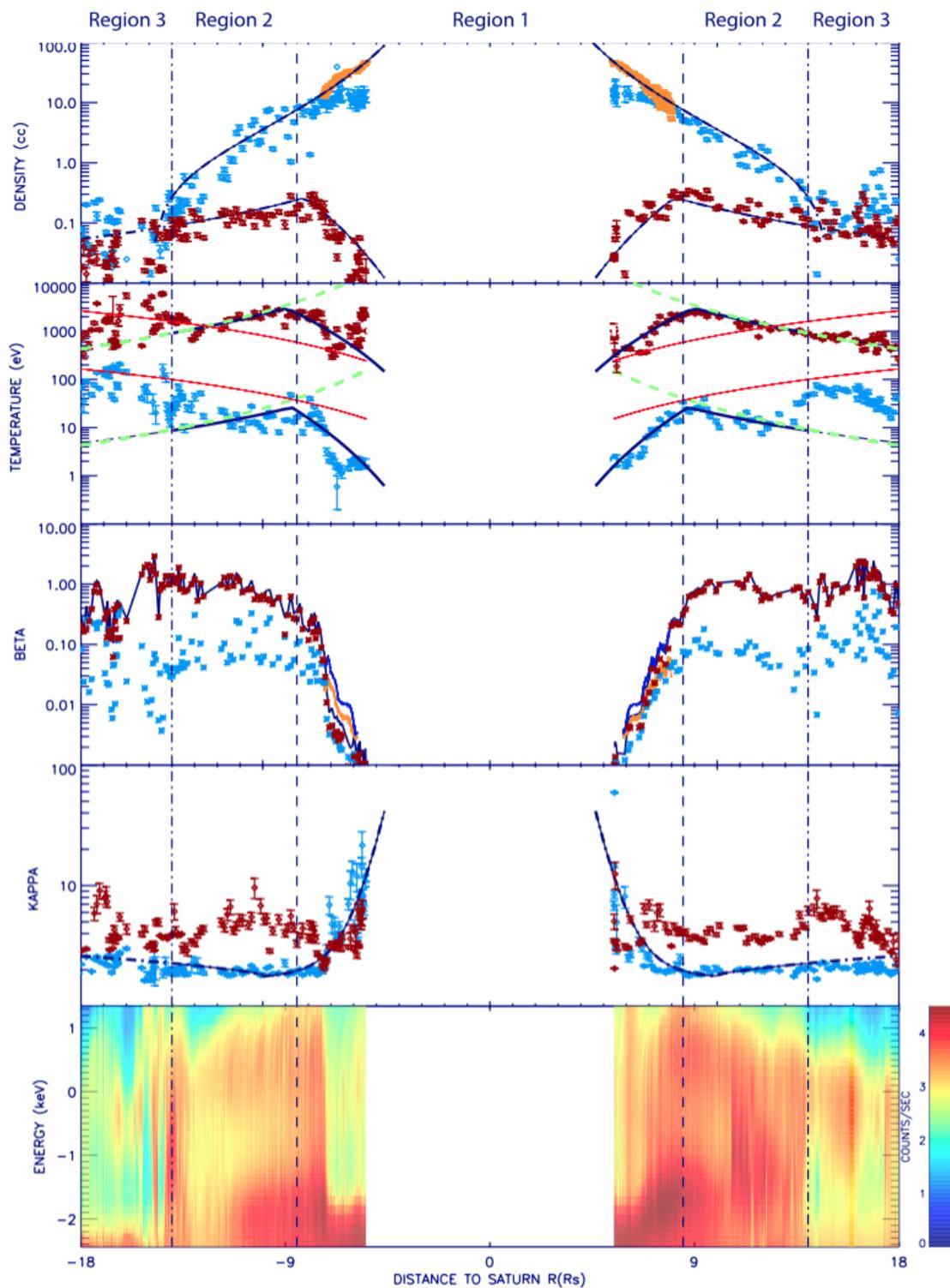
Figura 3.10 - Distribuição de energia dos elétrons em dois locais diferentes da magnetosfera de Saturno.



Três modelos para representar os dados obtidos para a distribuição de energia dos elétrons: à esquerda utilizando duas distribuições Maxwellianas, ao centro, uma distribuição Kappa e uma Maxwelliana e à direita utilizando duas distribuições Kappa. Os painéis superiores são para a região de 9R_S e os inferiores para 12,8R_S.

Fonte: Schippers et al. (2008).

Figura 3.11 - Dados da composição eletrônica da magnetosfera de Saturno



Resultados obtidos por Schippers et al. (2008) das duas espécies de elétrons (frios em azul e quentes em vermelho) para (de cima para baixo): a densidade, temperatura, índice Beta, índice Kappa e o espectrograma da energia.

Fonte: Schippers et al. (2008).

4 RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES

Neste capítulo é analisado o comportamento dos modos elétron-acústico e de Bernstein em um plasma descrito por duas espécies de elétrons representadas por FDV- κ e a presença de uma população de íons imóveis. Este plasma é encontrado na magnetosfera de Saturno, como mostrado por Schippers et al. (2008). Os resultados para diversas configurações das distribuições das populações eletrônicas são comparados com os resultados teóricos obtidos por Baluku et al. (2011) e Henning et al. (2011).

4.1 Modos de Langmuir e íon-acústico

Em um plasma composto por uma espécie de elétrons e uma de íons, ambas descritas por FDV Maxwelliana, os modos longitudinais ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}$, onde \mathbf{k} é o vetor de onda) observados são o modo de Langmuir e o modo íon-acústico. O modo eletrostático de Langmuir é um modo de alta frequência definido para $k^2 \lambda_{De}^2 \ll 1$ pela relação de dispersão (GARY, 2005; BITTENCOURT, 2004):

$$\omega_L(\mathbf{k}) \simeq \left(\omega_{pe}^2 + 3k^2 v_{the}^2 \right)^{1/2}, \quad (4.1)$$

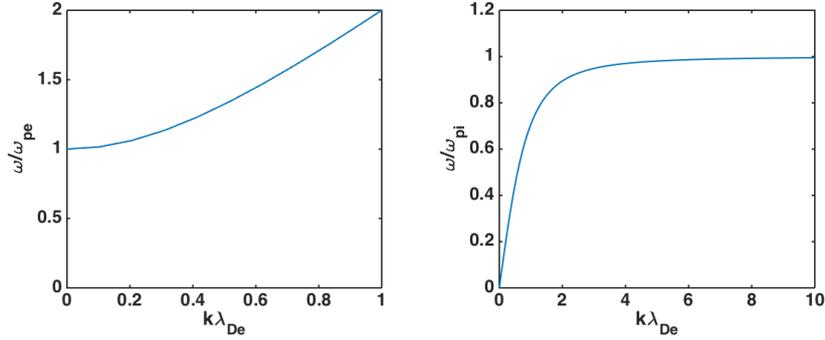
onde ω_L é a frequência, ω_{pe} é a frequência de plasma eletrônica, k é o número de onda e $\lambda_{De} = v_{the}/\omega_{pe}$ é o comprimento de Debye dos elétrons.

O modo íon-acústico é um modo de baixa frequência que surge da interação entre os íons e os elétrons. Esta onda (GARY, 2005) possui a relação de dispersão aproximada por:

$$\omega_S(\mathbf{k}) \simeq \frac{kv_S}{(1 + k^2 \lambda_{De}^2)^{1/2}}, \quad (4.2)$$

onde $v_S = \omega_{pi} \lambda_{De}$ é a velocidade íon-acústica, $\omega_{pi} = (Z_i^2 n_i e^2 / \epsilon_0 m_i)^{1/2}$ é a frequência de plasma dos íons. Na Figura 4.1 são apresentados os gráficos das relações de dispersão do modo de Langmuir definido pela Equação 4.1 e do modo íon-acústico definido pela Equação 4.2. A frequência foi normalizada pela frequência de plasma dos elétrons e dos íons, respectivamente, e o número de onda é normalizado pelo comprimento de Debye dos elétrons para os dois modos.

Figura 4.1 - Gráfico da relação de dispersão dos modos longitudinais.



Relação de dispersão do modo de Langmuir (esquerda) e do modo Íon-acústico (direita), com as duas espécies descritas por FDV Maxwelliana.

Fonte: Produção do autor.

4.2 Modo elétron-acústico

4.2.1 Teoria

Semelhante ao modo íon-acústico, o modo elétron-acústico surge devido à interação entre populações de elétrons com temperaturas e densidades diferentes. Assim quando o plasma é composto por uma espécie de elétrons quentes (subscrito h , do inglês *hot*) e uma espécie fria (subscrito c , do inglês *cold*), ambas descritas por FDV Maxwellianas, a relação de dispersão da onda elétron-acústica (GARY; TOKAR, 1985) possui a forma aproximada por:

$$\omega_{EA}(\mathbf{k}) \simeq \omega_{pc} \left(\frac{1 + 3k^2 \lambda_{Dc}^2}{1 + 1/k^2 \lambda_{Dh}^2} \right)^{1/2}, \quad (4.3)$$

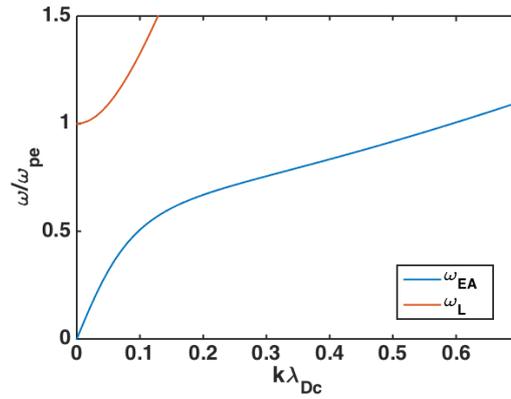
onde $\omega_{p(i)}$ é a frequência de plasma de cada espécie, $\lambda_{D(i)} = \omega_{p(i)}/v_{th(i)}$ é o comprimento de Debye e $v_{th(i)}$ é a velocidade térmica, sendo $(i) = c$ para os elétrons frios e $(i) = h$ para os elétrons quentes. Esta equação é uma solução aproximada no regime em que o amortecimento da onda elétron-acústica é fraco.

Neste tipo de plasma, com duas espécies de elétrons, a relação de dispersão da onda de Langmuir é modificada e pode ser aproximada por:

$$\omega_{L2}(\mathbf{k}) \simeq \left(\omega_{pe}^2 + 3 \left(\frac{n_c}{n_e} \right) k^2 v_{thc}^2 + 3 \left(\frac{n_h}{n_e} \right) k^2 v_{thh}^2 \right)^{1/2}, \quad (4.4)$$

onde n_c é a densidade dos elétrons frios, n_h é a densidade dos elétrons quentes, $n_e = n_h + n_c$ é a densidade eletrônica total e $n_e = n_i$, onde n_i é a densidade dos íons, garantindo assim a neutralidade macroscópica. A Figura 4.2 apresenta os gráficos das Equações 4.3 e 4.4, supondo $n_c = n_h = 0,5n_e$ e $T_h/T_c = 100$.

Figura 4.2 - Relação de dispersão dos modos de Langmuir e elétron-acústicos para um plasma com duas espécies de elétrons.



Curvas para as Equações 4.3 e 4.4 para $n_c = n_h = 0,5n_e$ e $T_h/T_c = 100$.

Fonte: Produção do autor.

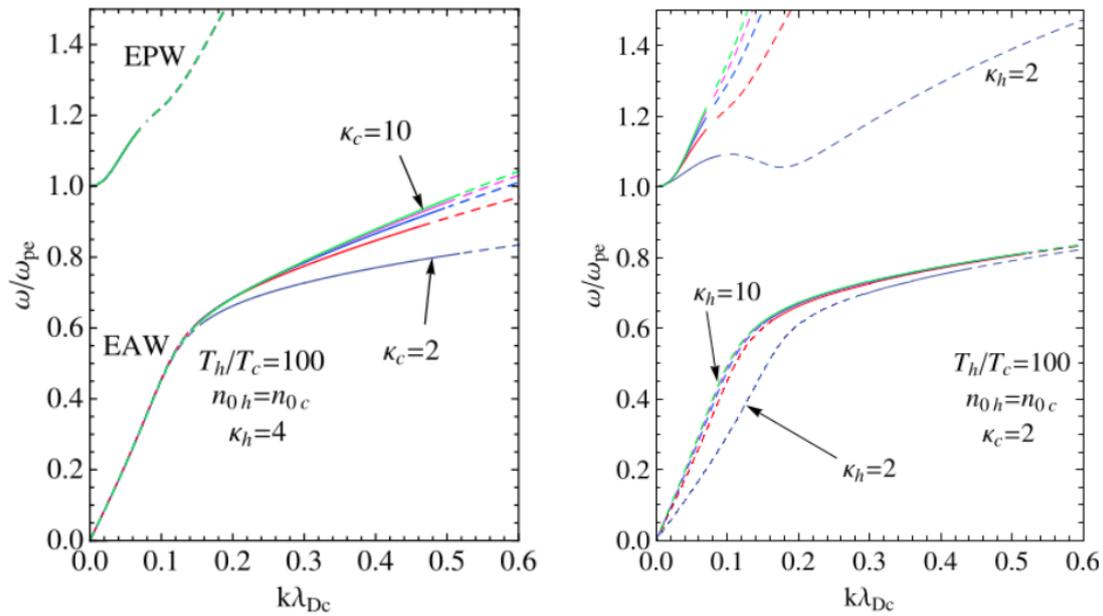
A existência dos modos íon-acústico e elétron-acústico depende da razão entre as densidades e as temperaturas das espécies de partículas envolvidas. Para o modo elétron-acústico a razão entre a espécie quente e a fria precisa ser tal que $n_h > 0,2n_c$ (GARY; TOKAR, 1985).

Quando a função de distribuição de velocidade que descreve o plasma difere da FDV Maxwelliana, os modos apresentados anteriormente são alterados. As alterações sofridas pelo modo de Langmuir devido à introdução das FDV- κ foram estudados por Mace e Hellberg (1995). Este estudo foi realizado como aplicação da nova função de dispersão de plasma calculada pelos autores, modificada pela função de distribuição de velocidade.

Na Figura 4.3 são mostrados os resultados de Baluku et al. (2011), para a influência

da função de distribuição kappa no modo elétron-acústico. O resultado mostra uma forte dependência dos elétrons frios (painel esquerdo da Figura 4.3) na relação da dispersão para a região de $k\lambda_{Dc} > 0,2$; já para os elétrons quentes (painel direito da Figura 4.3) a dependência é maior para $k\lambda_{Dc} < 0,2$. O modo de Langmuir, indicado na Figura 4.3 por EPW (Electron Plasma Wave), é modificado apenas pela distribuição dos elétrons quentes para os limites apresentados.

Figura 4.3 - Resultados numéricos da função de dispersão para o plasma com duas componentes eletrônicas para diferentes valores de índice κ_c e κ_h .



À esquerda: Relação de dispersão para $\kappa_h = 4$ fixo e κ_c variando. À direita: Relação de dispersão para $\kappa_c = 2$ fixo e κ_h variando. A linha contínua indica a região em que os modos são fracamente amortecidos.

Fonte: Baluku et al. (2011).

4.2.2 Parâmetros de Entrada

Para as simulações aqui apresentadas foram utilizados parâmetros para os elétrons quentes e frios encontrados na região da magnetosfera de Saturno próxima a $12R_S$. Estes dados foram obtidos de Schippers et al. (2008) e são apresentados na Tabela 4.1, que também contém os valores calculados para a frequência de plasma e velocidade térmica das duas espécies de elétrons a partir das densidades e tempera-

turas.

Os valores da frequência de plasma e velocidade térmica de cada espécie foram então normalizados. A normalização das frequências foi realizada a partir da frequência de plasma eletrônica total ($\omega_{pe} = \sqrt{\omega_{pc}^2 + \omega_{ph}^2}$) e as velocidades foram normalizadas a partir da velocidade da luz ($c = 2,99 \times 10^8 m/s$). O tamanho da grade de simulação é de $2048\lambda_{De}$ e o tempo total de simulação é $\omega_{pe}t = 655,36$. Na Tabela 4.2 são apresentados os parâmetros de entrada já normalizados.

Tabela 4.1 - Parâmetros da população eletrônica da magnetosfera de Saturno em $12R_S$.

| | Densidade | Frequência |
|------------------|-------------------------|-----------------------------------|
| Elétrons frios | $n_{ec} = 1,00 cm^{-3}$ | $\omega_{pc} = 0,1677 Hz$ |
| Elétrons quentes | $n_{eh} = 0,11 cm^{-3}$ | $\omega_{ph} = 0,0556 Hz$ |
| | Temperatura | Velocidade Térmica |
| Elétrons frios | $T_{ec} = 6 eV$ | $v_{thc} = 1,236 \times 10^6 m/s$ |
| Elétrons quentes | $T_{eh} = 1200 eV$ | $v_{thh} = 1,749 \times 10^7 m/s$ |

Valores de densidade e temperatura para a região próxima a $12R_S$ e as frequências de plasma e velocidade térmica calculadas.

Fonte: Adaptado de Schippers et al. (2008).

As simulações para análise foram realizadas para duas configurações diferentes da função de distribuição inicial sem a presença de um campo magnético externo. No Caso 1 os elétrons quentes são representados por uma FDV- κ com $\kappa_h = 4$ e os elétrons frios representados por uma FDV Maxwelliana. No Caso 2 as duas espécies são representadas por FDV- κ com $\kappa_h = 4$ para os elétrons quentes e $\kappa_c = 2$ para os elétrons frios. Em todas as simulações os íons são considerados imóveis e estão presentes de forma a garantir a neutralidade de carga do sistema.

Tabela 4.2 - Parâmetros de entrada para os Casos 1 e 2.

| Elétrons Frios | Elétrons Quentes |
|------------------------|------------------------|
| $\omega_{pc} = 0,9496$ | $\omega_{ph} = 0,3134$ |
| $v_{thc} = 0,00413$ | $v_{thh} = 0,0585$ |
| $np = 2097152$ | $np = 2097152$ |

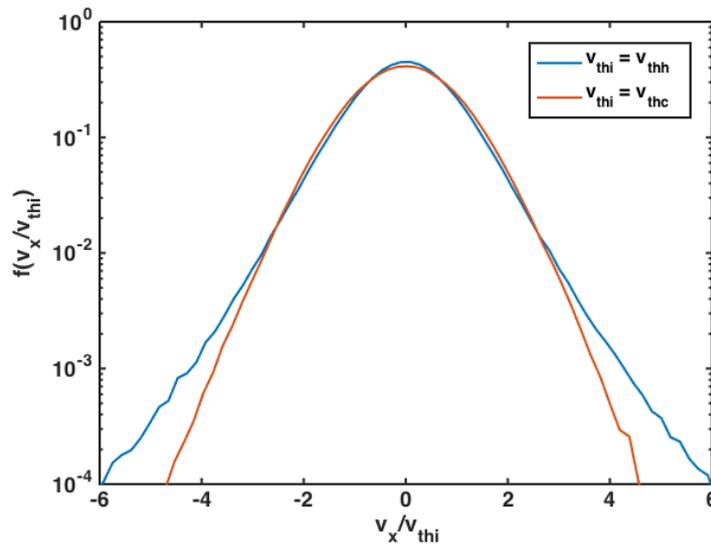
Valores normalizados para a frequência (ω_{pj}), velocidade térmica (v_{thj}) e número de partículas (np) para as espécies de elétrons quentes ($j = h$) e frios ($j = c$), usado na simulação.

Fonte: Produção do autor.

4.2.3 Simulações

No Caso 1 os elétrons frios seguem uma FDV Maxwelliana, enquanto os elétrons quentes seguem uma FDV- κ com o valor de $\kappa_h = 4$. Na Figura 4.4 pode ser observada a cauda térmica da distribuição dos elétrons quentes (em azul).

Figura 4.4 - Função de distribuição de velocidade inicial do Caso 1.



A curva em vermelho é a FDV Maxwelliana para os elétrons frios e em azul a FDV- κ com $\kappa = 4$ para os elétrons quentes.

Fonte: Produção do autor.

A energia total ao longo da simulação deve permanecer constante, pois a mesma é conservada no sistema. Nos instantes iniciais da simulação é possível observar um aumento nos valores das energias elétrica e magnética. A energia cinética se mantém praticamente constante por toda a simulação, possuindo uma variação da ordem da variação da energia elétrica. A energia cinética é responsável por grande parte do valor da energia total, que é a soma de todas as energias. Os resultados para a evolução temporal das energias para o Caso 1 são apresentados na Figura 4.5.

Figura 4.5 - Evolução temporal para as diferentes energias do sistema para o Caso 1.

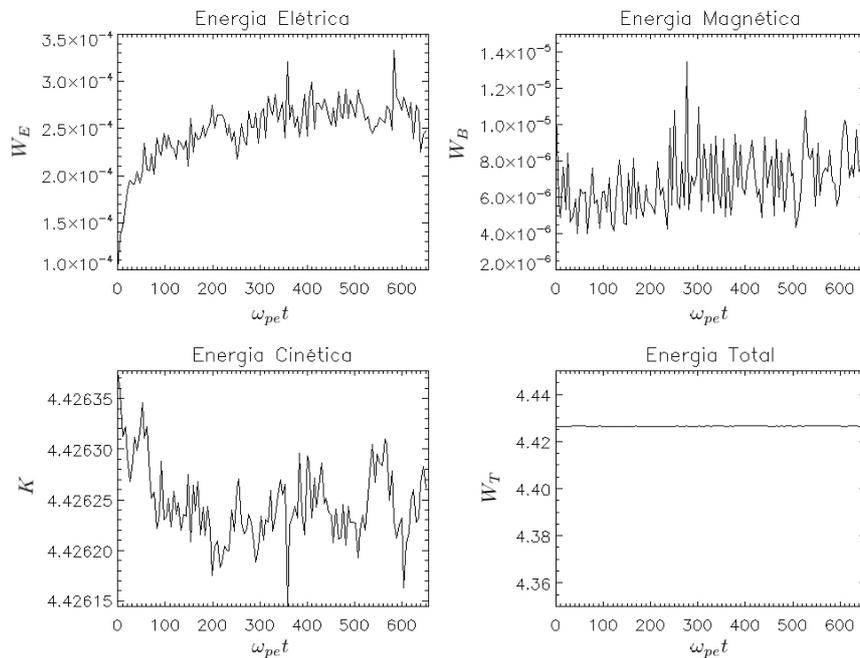


Gráfico da energia elétrica (painel superior à esquerda), da energia magnética (painel superior à direita), da energia cinética (painel inferior à esquerda) e da energia total (painel inferior à direita).

Fonte: Produção do autor.

O diagrama $\omega \times k$, apresentado na Figura 4.6, mostra o comportamento dos modos que se propagam no plasma, para o Caso 1. Esta simulação mostra que o modo elétron-acústico segue a solução teórica para um plasma descrito inteiramente por FDV Maxwelliana (Equação 4.3), representada na Figura 4.6 pela linha contínua. Esse resultado mostra que a relação de dispersão do modo elétron-acústico é pouco modificada pela FDV da espécie quente. O modo de Langmuir, descrito pela Equ-

ção 4.4, também é apresentado na Figura 4.6 sendo representado pela linha tracejada.

Figura 4.6 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 1.

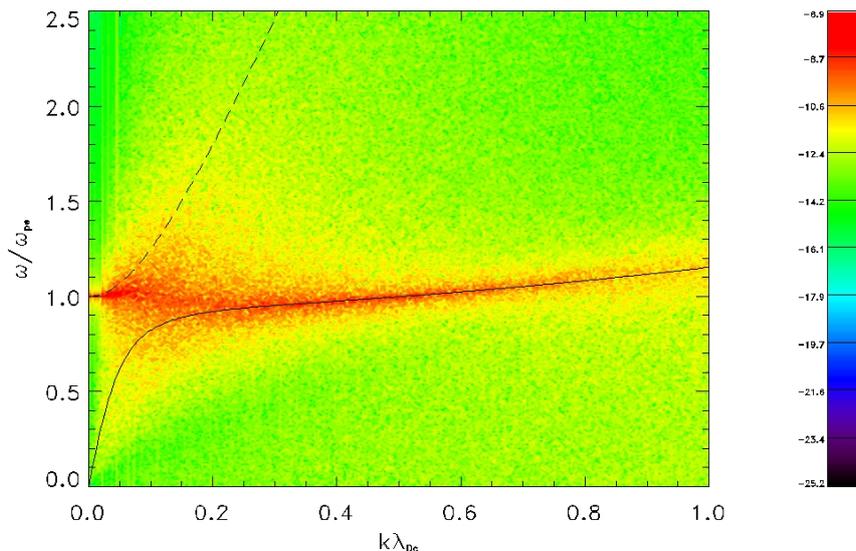


Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução temporal e espacial da componente x do campo elétrico, E_x , para o Caso 1. As curvas contínua e tracejada são as relações de dispersão para os modos de Langmuir e Elétron-acústico respectivamente.

Fonte: Produção do autor.

Para o Caso 2 os parâmetros de entrada permanecem os mesmos, sendo modificada apenas a distribuição inicial de velocidades dos elétrons frios. Neste caso é utilizada uma FDV- κ com índice espectral $\kappa_c = 2$.

As energias elétricas e magnéticas apresentam um comportamento semelhante ao Caso 1, porém o valor da energia cinética para o Caso 2 é menor do que o observado no Caso 1. Este menor valor da energia cinética pode ser atribuído à dependência da velocidade mais provável (v_{mp}) com o índice κ para a FDV- κ . Para as FDV- κ esta velocidade diminui conforme $\kappa \rightarrow 3/2$. A energia cinética deve seguir este comportamento da velocidade mais provável, diminuindo conforme o valor de κ diminui. Assim como no Caso 1 o valor da energia total segue o valor da energia

cinética, sofrendo uma redução com relação ao Caso 1. Os resultados para a evolução temporal para as energias para o Caso 2 estão apresentados na Figura 4.7.

Figura 4.7 - Evolução temporal para as diferentes energias do sistema para o Caso 2.

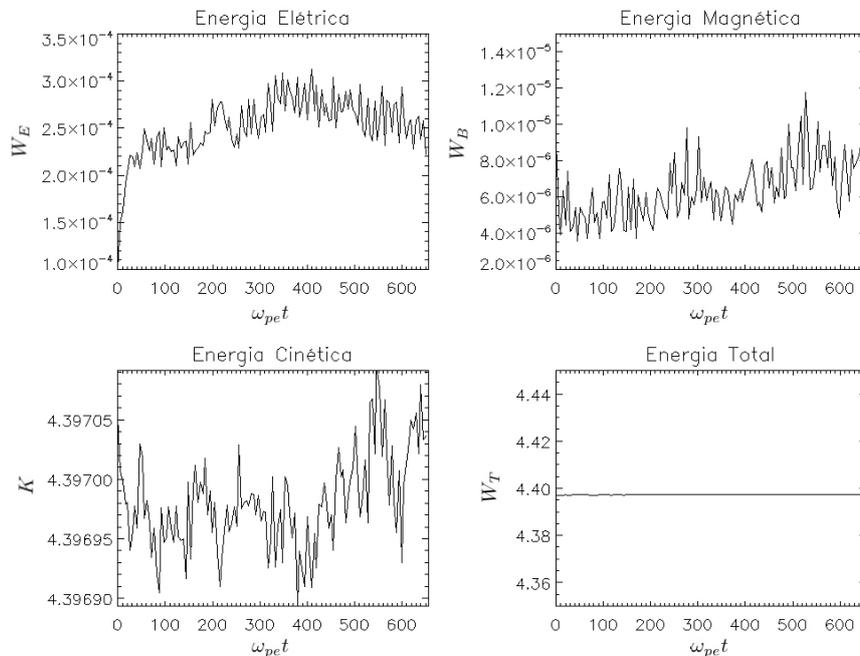


Gráfico da energia elétrica (painel superior à esquerda), da energia magnética (painel superior à direita), da energia cinética (painel inferior à esquerda) e da energia total (painel inferior à direita).

Fonte: Produção do autor.

Ao comparar os diagramas $\omega \times k$ apresentados nas Figuras 4.6 e 4.8, observa-se que o modo de Langmuir é pouco modificado pela alteração da função de distribuição dos elétrons frios. Como mostrado por Baluku et al. (2011), este modo possui uma maior dependência da distribuição dos elétrons quentes do que da distribuição dos elétrons frios. Por outro lado, o modo elétron-acústico é modificado pela alteração da distribuição dos elétrons frios. Esta influência é observada pela diminuição na inclinação da relação de dispersão. Nas Figuras 4.6 e 4.8 as curvas contínua e tracejada são obtidas pelas relações de dispersão, respectivamente, dos modos de Langmuir e Eletrón-acústico para um plasma descrito por FDV Maxwelliana. Os resultados para os Casos 1 e 2 estão em boa concordância com aqueles obtidos por Baluku et al. (2011) apresentado na Figura 4.3.

Figura 4.8 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 2.

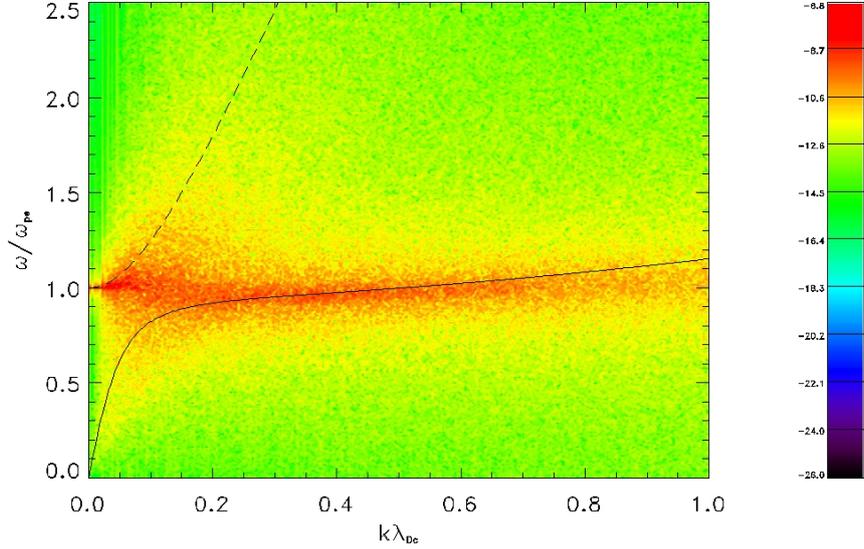


Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução temporal e espacial da componente x do campo elétrico, E_x , para o Caso 2. As curvas teóricas são idênticas ao Caso 1.

Fonte: Produção do autor.

4.3 Modos de Bernstein

4.3.1 Teoria

Os modos de Bernstein são modos eletrostáticos que se propagam perpendicularmente ao campo magnético ambiente sem sofrer amortecimento (BERNSTEIN, 1958) e estão presentes nas magnetosferas de diversos planetas, incluindo a da Terra. Eles são observados com maior intensidade na região equatorial e são os responsáveis pela Ruído de Banda Larga (do inglês *Broadband Noise - BEN*) (MACE, 2004).

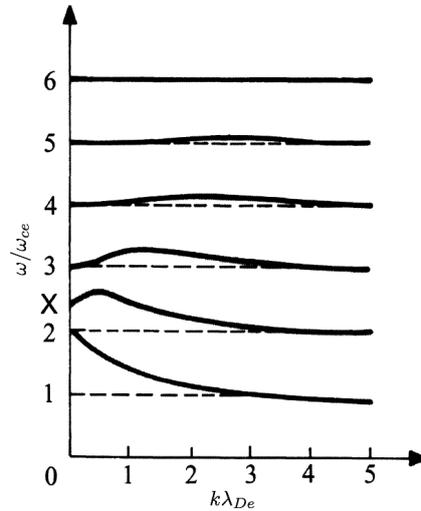
Estes modos aparecem em harmônicos da frequência de cíclotron eletrônica:

$$\omega = n\omega_{ce}, \quad (4.5)$$

onde ω_{ce} é a frequência de cíclotron eletrônica e $n \geq 1$ para valores de número

de onda grandes. Estes modos aparecem acima e abaixo da frequência híbrida superior ($\omega_{UH} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2}$, do inglês *Upper Hybrid Frequency*) como apresentado na Figura 4.9. Acima de ω_{UH} existem faixas de frequência em que as ondas não se propagam, em contraste com a região inferior a ω_{UH} em que toda a banda é ocupada.

Figura 4.9 - Modos de Bernstein em um plasma descrito por FDV Maxwelliana.



No gráfico X é a frequência híbrida superior normalizada pela frequência de ciclotron: $X = \omega_{UH}/\omega_{ce}$.

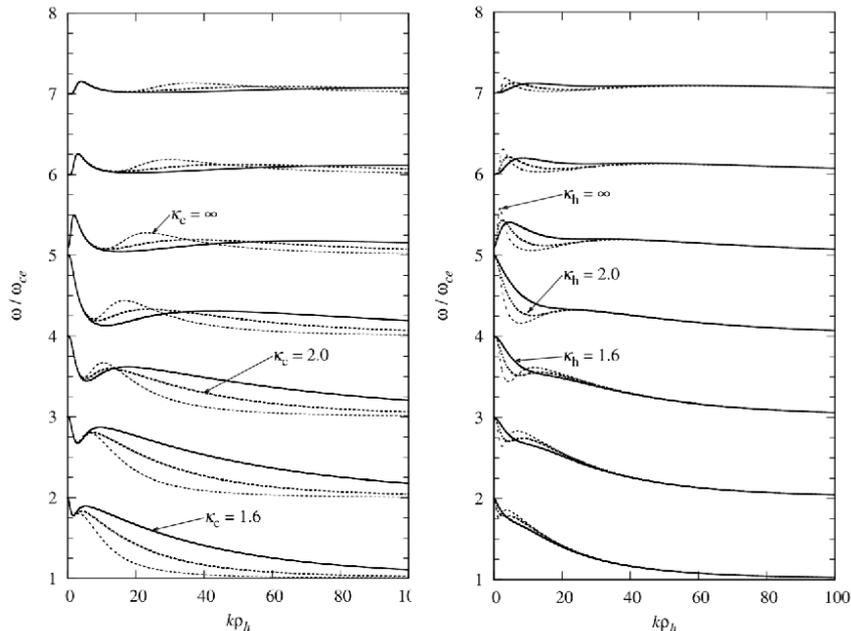
Fonte: Adaptado de [Bittencourt \(2004\)](#).

Os modos de Bernstein são sensíveis às características da função de distribuição ([HENNING et al., 2011](#); [MACE, 2004](#)), por isto a substituição de uma FDV Maxwelliana por uma FDV- κ introduz modificações na relação de dispersão. Estes modos são bem conhecidos e a influência de um plasma descrito por FDV- κ com apenas uma espécie de elétrons foi estudada teoricamente por [Mace \(2004\)](#).

Para a população eletrônica da magnetosfera de Saturno, os resultados obtidos por [Henning et al. \(2011\)](#) mostram uma forte influência da forma da FDV na relação de dispersão dos modos de Bernstein, como ilustra a Figura 4.10. Seus resultados mostram ainda que o índice espectral dos elétrons frios possui influência maior na relação de dispersão para pequenos comprimentos de onda, ou seja, $k\rho_h > 10$ ($\rho_h = v_{thc}/\omega_{ce}$ é o raio de giro dos elétrons quentes) enquanto a região de grande comprimento de onda, $k\rho_h < 10$, é mais afetada pelo índice espectral dos elétrons

quentes (ver Figura 4.10).

Figura 4.10 - Modos de Bernstein em um plasma composto por duas espécies de elétrons descritos por FDV- κ .



Solução numérica apresentando os modos de Bernstein em um plasma com dois componentes eletrônicos, com $T_h/T_c = 101,695$, $n_h/n_e = 0,5$ e $\omega_{UH} = 5,099\omega_{ce}$. Painel esquerdo: $\kappa_h = 4$ e κ_c com três valores diferentes. Painel direito: $\kappa_c = 2$ fixo e κ_h assumindo três valores.

Fonte: Adaptado de Henning et al. (2011).

4.3.2 Parâmetros de entrada

Para realizar as simulações de propagação paralela foram utilizados os mesmos parâmetros utilizados por Henning et al. (2011), obtendo as frequências das espécies a partir da frequência híbrida superior: $\omega_{UH} = 5,099\omega_{ce} = \sqrt{\omega_{ph}^2 + \omega_{pc}^2 + \omega_{ce}^2}$. Como a densidade é $n_h = n_c = 0,5n_e$ as frequências das duas espécies de elétrons são iguais ($\omega_{pc} = \omega_{ph}$).

As velocidades térmicas foram calculadas a partir da razão das temperaturas $T_h/T_c = 101,695$, valor referente à região da magnetosfera de Saturno em $9R_S$. Nesta região da magnetosfera de Saturno as temperaturas das duas espécies de elétrons

são: $T_c = 23,6eV$ e $T_h = 2400eV$. Os parâmetros de entrada utilizados encontram-se na Tabela 4.3 com as velocidades normalizadas pela velocidade térmica dos elétrons quentes e as frequências normalizadas pela frequência de ciclotron dos elétrons.

A seguir serão apresentados os resultados para as simulações considerando propagação perpendicular ao campo magnético externo. Foram realizadas simulações utilizando quatro configurações diferentes das FDV para as duas espécies de elétrons: uma simulação de referência (Caso 3) e outras três (Casos 4, 5 e 6) correspondendo a três valores distintos para κ_c e mantendo $\kappa_h = 4$ (como o painel à esquerda da Figura 4.10). A Tabela 4.4 mostra as FDV utilizadas em cada um dos casos aqui tratados. Nos casos a seguir a frequência é normalizada pela frequência de ciclotron dos elétrons (ω_{ce}), o comprimento de onda é normalizado pelo raio de giro dos elétrons quentes (ρ_h) e as velocidades são normalizadas pela velocidade térmica dos elétrons quentes (v_{thh}). Estas normalizações foram realizadas para melhor comparação com o trabalho de Henning et al. (2011).

Tabela 4.3 - Parâmetros de entrada utilizados nos Casos 3, 4, 5 e 6.

| Elétrons Frios | Elétrons Quentes |
|-----------------------|-----------------------|
| $\omega_{pc} = 3,535$ | $\omega_{ph} = 3,535$ |
| $v_{thc} = 0,0991$ | $v_{thh} = 1,0$ |
| $np = 2097152$ | $np = 2097152$ |

Nesta tabela: ω_{pj} é a frequência de plasma, v_{thj} é a velocidade térmica, np é o número de superpartículas e j representa a espécie de elétrons, h ou c .

Fonte: Produção do autor.

Tabela 4.4 - FDV utilizadas para os Casos 3,4,5 e 6.

| | FDV | κ_c | κ_h |
|--------|---------------------|------------|------------|
| Caso 3 | Apenas Maxwelliana | ∞ | ∞ |
| Caso 4 | Maxwelliana e Kappa | ∞ | 4 |
| Caso 5 | Apenas Kappa | 2 | 4 |
| Caso 6 | Apenas Kappa | 1,6 | 4 |

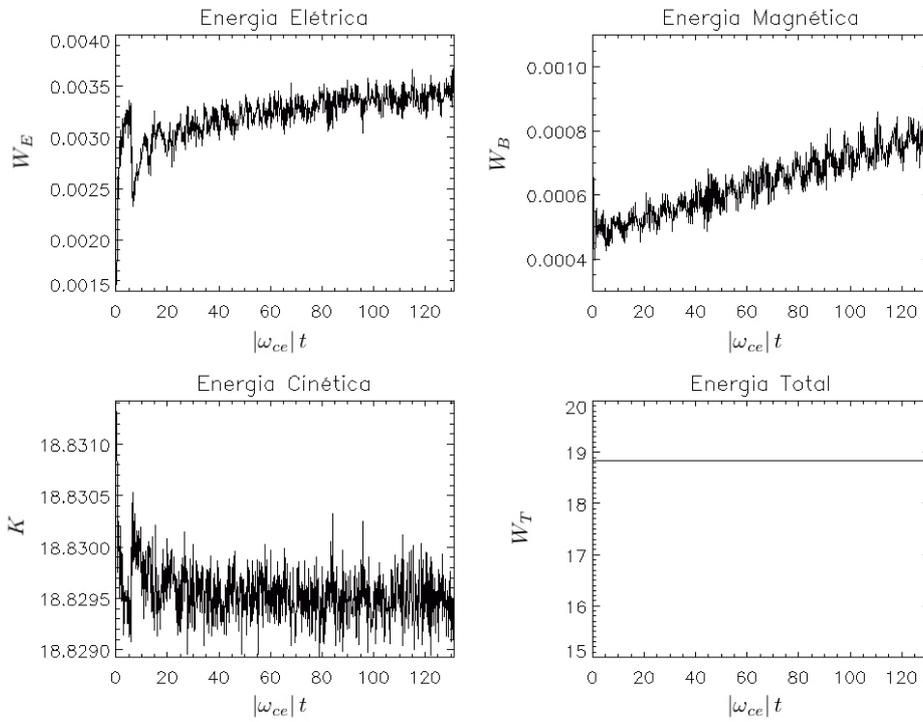
Tipos de FDV utilizada para os elétrons quentes (h) e frios (c) nos quatro casos de propagação perpendicular.

Fonte: Produção do autor.

4.3.3 Simulações

O Caso 3 é o caso padrão, onde as duas componentes eletrônicas são descritas por FDV Maxwellianas. A partir da Figura 4.11 pode-se observar que a energia elétrica possui um crescimento acentuado nos instantes iniciais de simulação e continua aumentando a uma taxa menor ao longo da simulação. A energia magnética por outro lado cresce constantemente por todo o tempo de simulação. A energia cinética possui novamente uma variação da ordem de grandeza da variação da energia elétrica enquanto a energia total permanece constante ao longo da simulação.

Figura 4.11 - Evolução temporal para as diferentes energias do sistema para o Caso 3.



Gráficos da energia elétrica (superior à esquerda), da energia magnética (superior à direita), da energia cinética (inferior à esquerda) e da energia total (inferior à direita).

Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.12 apresenta o diagrama $\omega \times k$ e mostra que a inclusão de duas espécies de elétrons altera a relação de dispersão dos modos de Bernstein. Observe que existem regiões de $\partial\omega/\partial k_{\perp} = 0$ para valores abaixo da frequência híbrida superior, o que não se observa em modelos de plasma que consideram apenas uma espécie de elétrons.

Figura 4.12 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 3.

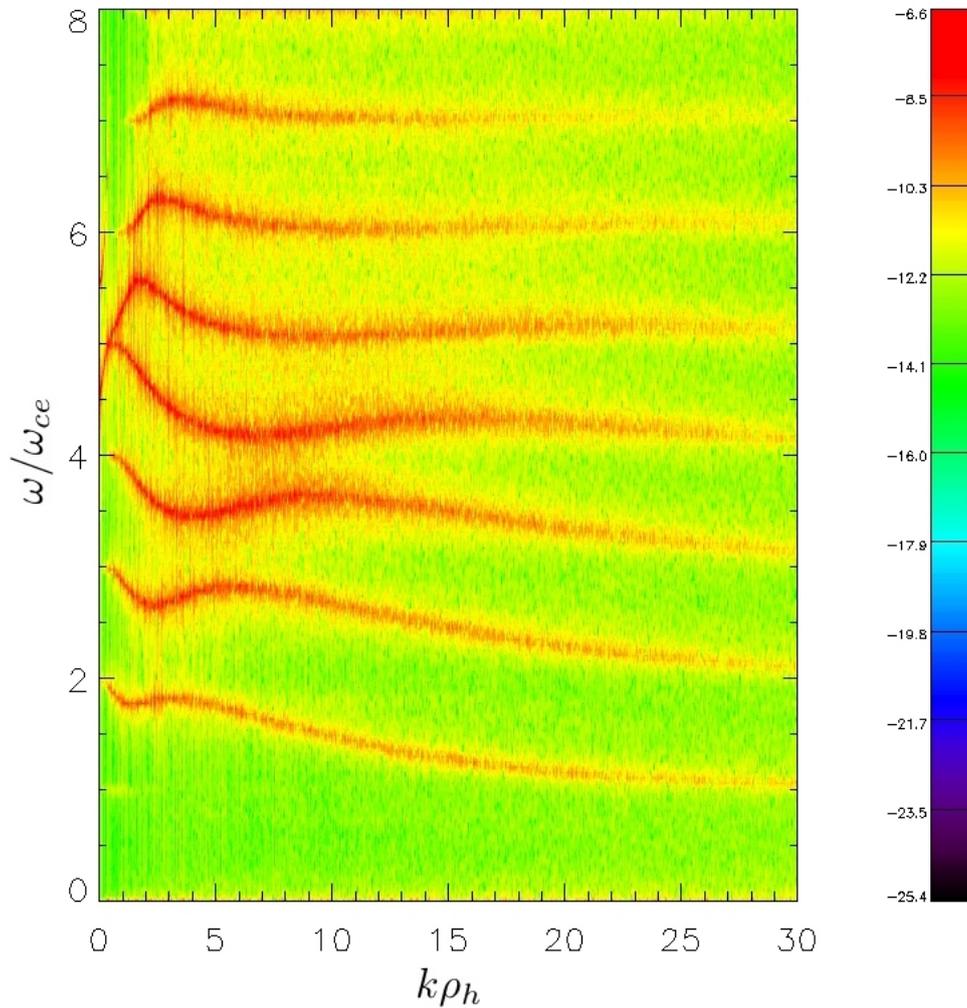


Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução temporal e espacial da componente x do campo elétrico, E_x , para o Caso 3.

Fonte: Produção do autor.

Na região de grandes comprimentos de onda, $k\rho_h < 10$, apresentada na Figura 4.13 é possível observar os modos eletromagnéticos de propagação perpendicular. Nesta região além dos modos eletrostáticos de Bernstein são observados os modos extraordinários X e Z . Estes modos (X e Z) ocorrem a partir das frequências (MELROSE, 1986):

$$\omega_X = \frac{1}{2} \left[\omega_{ce} + \left(\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2 \right)^{1/2} \right], \quad (4.6)$$

$$\omega_Z = \frac{1}{2} \left[-\omega_{ce} + \left(\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2 \right)^{1/2} \right]. \quad (4.7)$$

Estes modos eletromagnéticos extraordinários foram previstos por Mace (2004), considerando um modelo de plasma composto por apenas uma espécie de elétrons descrito por FDV- κ . Os valores das frequências ω_X e ω_Z calculados pelas Equações 4.6 e 4.7 para esta simulação são os valores indicados na Figura 4.13 e coincidem com o início dos modos X e Z como esperado. Este resultado não é mostrado por Henning et al. (2011) pois o autor considera apenas os modos de Bernstein eletrostáticos. Segundo Mace (2004) o modo Z sofre um acoplamento com os modos de Bernstein.

Figura 4.13 - Ampliação do diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 3

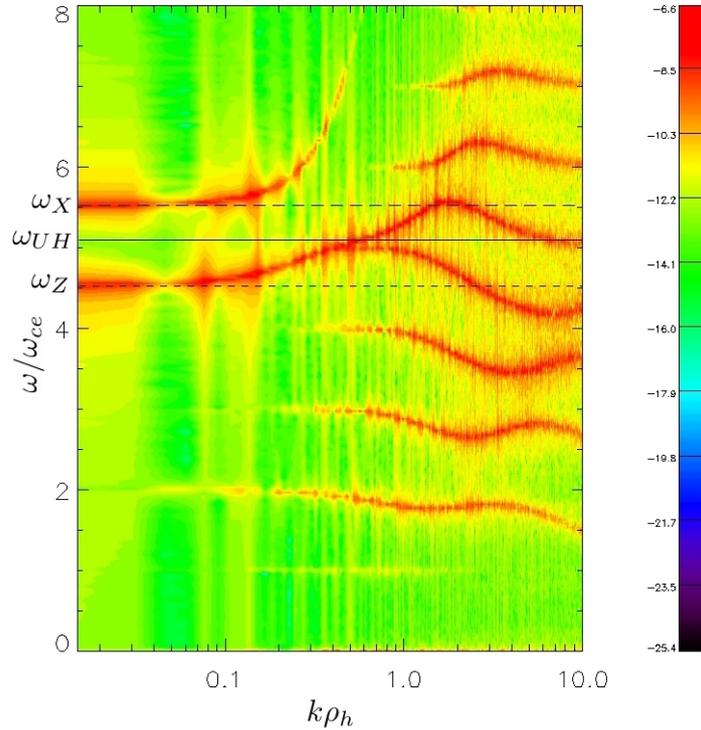


Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução temporal e espacial da componente x do campo elétrico, E_x , com escala logarítmica na direção k , ampliando a região para pequenos valores de k para o Caso 3. Observa-se neste caso o aparecimento dos modos X e Z .

Fonte: Produção do autor.

Todos os casos a seguir apresentam os modos extraordinários, porém sem alteração no comportamento, resultado de acordo com o obtido por Mace (2004).

A distribuição dos elétrons quentes no Caso 4 foi alterada para uma FDV- κ com valor de $\kappa_h = 4$, mantendo os elétrons frios descritos por um FDV Maxwelliana. Neste caso a Figura 4.14 mostra uma redução da energia total em comparação com o Caso 3. Novamente esta diminuição é decorrente da FDV- κ dos elétrons quentes. Neste caso a energia magnética possui uma taxa de crescimento maior em comparação com o caso anterior e a energia cinética decresce por toda a simulação.

Figura 4.14 - Evolução temporal para as diferentes energias do sistema para o Caso 4.

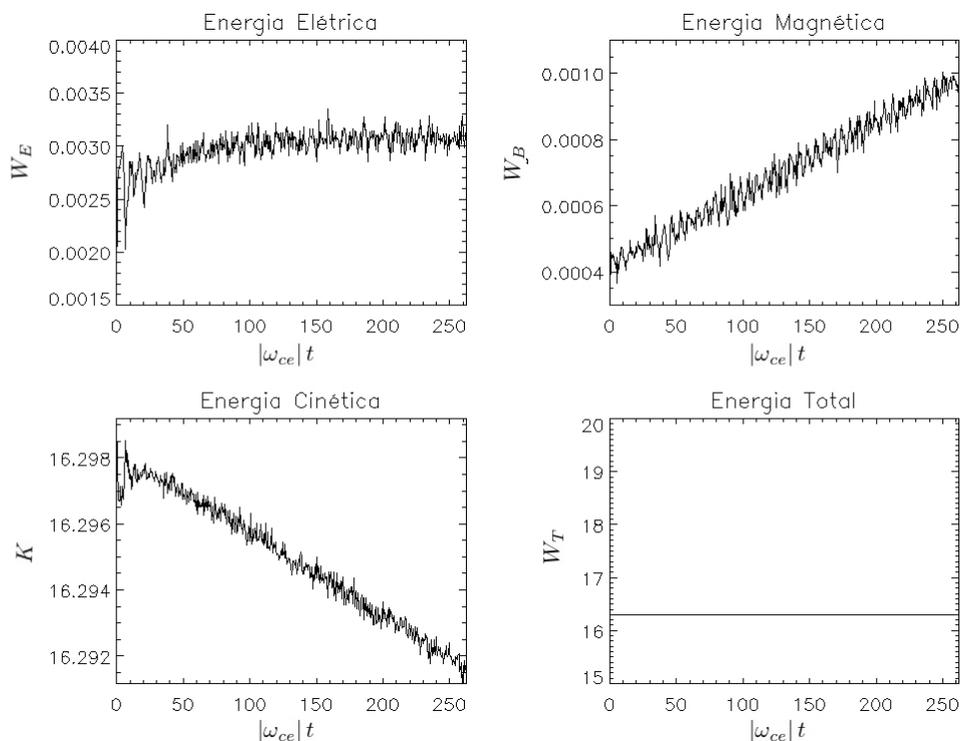


Gráfico da energia elétrica (painel superior à esquerda), da energia magnética (painel superior à direita), da energia cinética (painel inferior à esquerda) e da energia total (painel inferior à direita).

Fonte: Produção do autor.

O diagrama $\omega \times k$ também não sofreu grandes mudanças com relação ao caso anterior, mostrando que a distribuição dos elétrons quentes afeta fracamente a forma da relação de dispersão dos modos de Bernstein.

Figura 4.15 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 4.

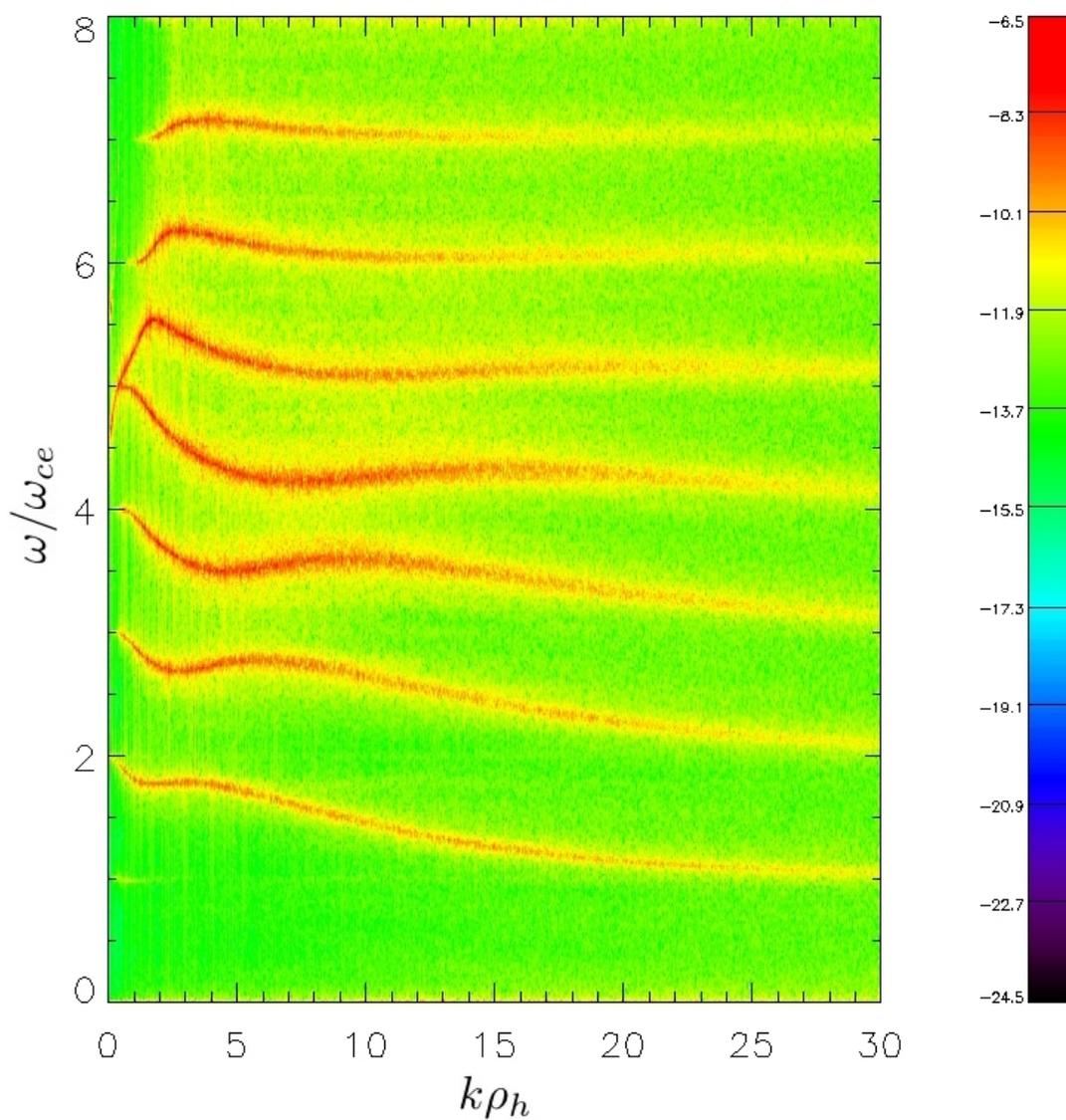


Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução temporal e espacial da componente x do campo elétrico, E_x , para o Caso 4.

Fonte: Produção do autor.

No Caso 5 a FDV dos elétrons quentes permaneceu a mesma do Caso 4 e a distribuição dos elétrons frios foi substituída por um FDV- κ com índice espectral $k_c = 2$. As energias elétrica e total permaneceram semelhantes às do Caso 4.

Figura 4.16 - Evolução temporal para as diferentes energias do sistema para o Caso 5.

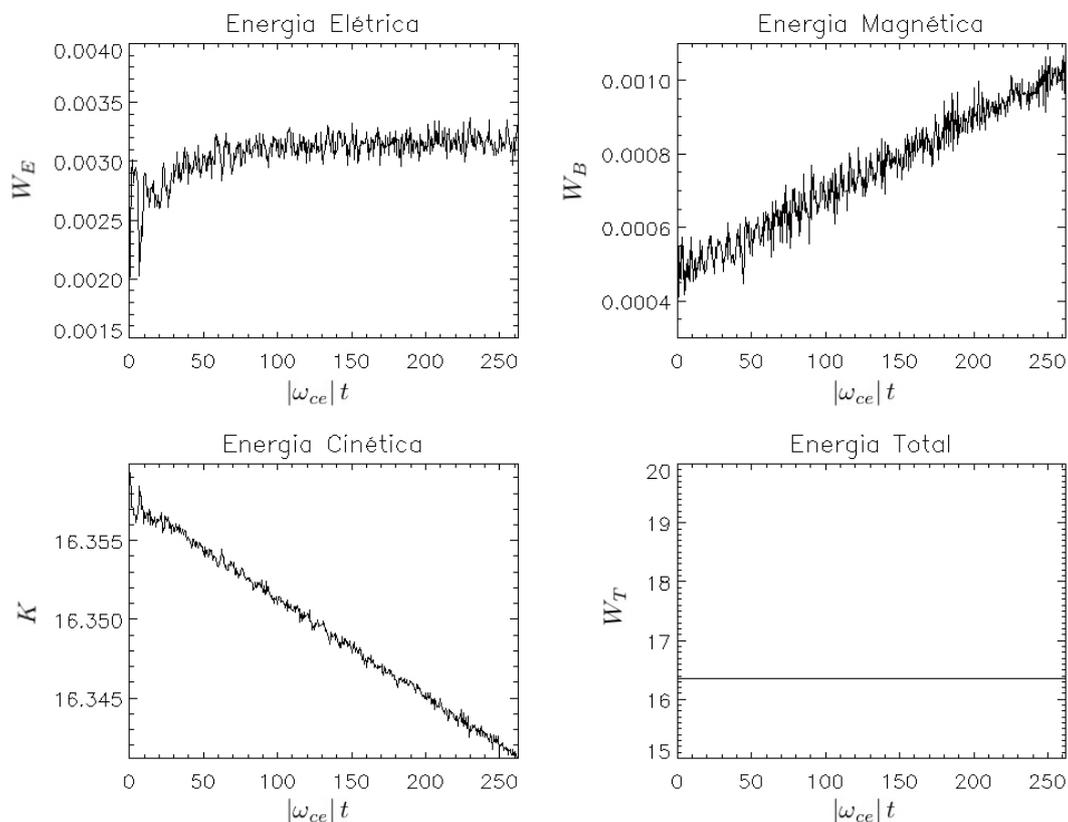


Gráfico da energia elétrica (painel superior à esquerda), da energia magnética (painel superior à direita), da energia cinética (painel inferior à esquerda) e da energia total (painel inferior à direita).

Fonte: Produção do autor.

Os resultados de [Henning et al. \(2011\)](#) mostram que os modos de Bernstein se alteram significativamente com a variação do índice espectral da FDV dos elétrons frios. Esta alteração pode ser vista no diagrama $\omega \times k$ (Figura 4.17): os harmônicos com frequência inferior à híbrida superior tendem mais lentamente a $(n-1)\omega_{ce}$ para a região $k\rho_c > 15$.

Figura 4.17 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 5.

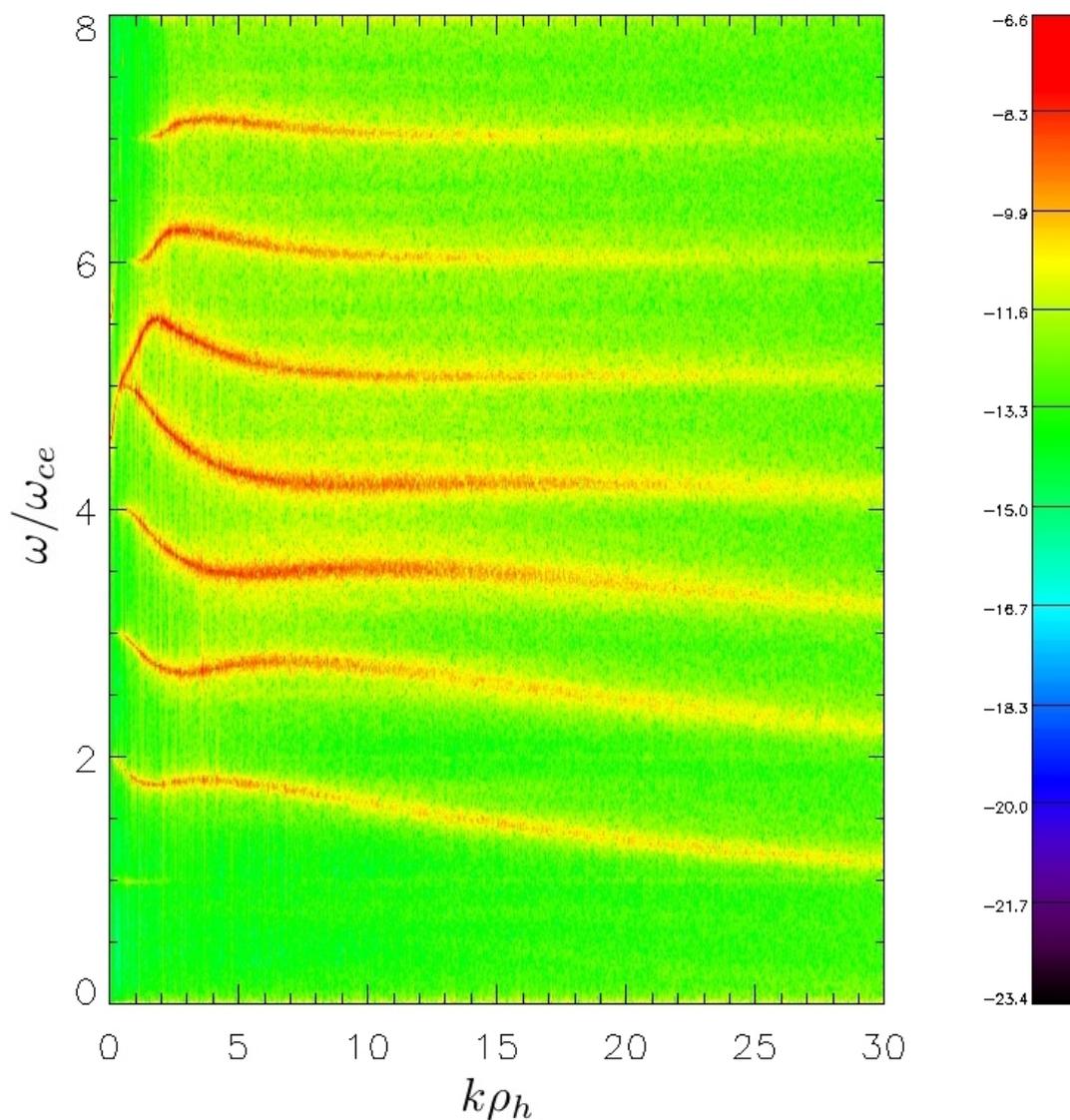


Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução temporal e espacial da componente x do campo elétrico, E_x , para o Caso 5.

Fonte: Produção do autor.

O Caso 6 possui a função de distribuição dos elétrons frios com valor mais extremo do índice espectral, $\kappa_c = 1,66$. Nesta simulação (Figura 4.18) o valor da energia elétrica sofreu acréscimo com relação aos dois casos anteriores. As energias cinética e total permaneceram aproximadamente as mesmas das simulações anteriores.

Figura 4.18 - Evolução temporal para as diferentes energias do sistema para o Caso 6.

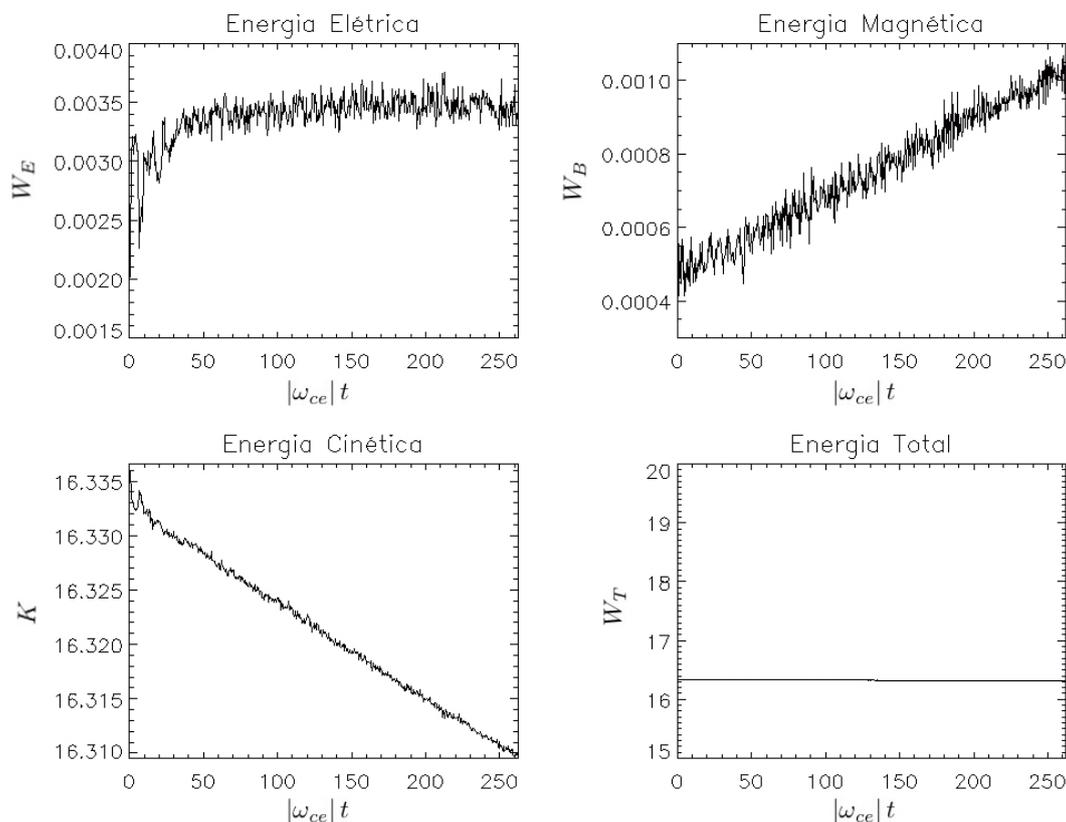


Gráfico da energia elétrica (painel superior à esquerda), da energia magnética (painel superior à direita), da energia cinética (painel inferior à esquerda) e da energia total (painel inferior à direita).

Fonte: Produção do autor.

Os modos de Bernstein se modificam bastante com a redução de k_c do Caso 5 para o Caso 6. Os modos abaixo da frequência híbrida superior seguem as alterações obtidas entre o Caso 4 e 5, enquanto os modos acima da frequência híbrida superior possuem uma suavização, perdendo a região de $\partial\omega/\partial k_{\perp} = 0$ que é vista nos casos anteriores em $k\rho_h \sim 23$. Estes resultados podem ser vistos na Figura 4.19.

Figura 4.19 - Diagrama $\omega \times k$ para a componente E_x do Caso 6.

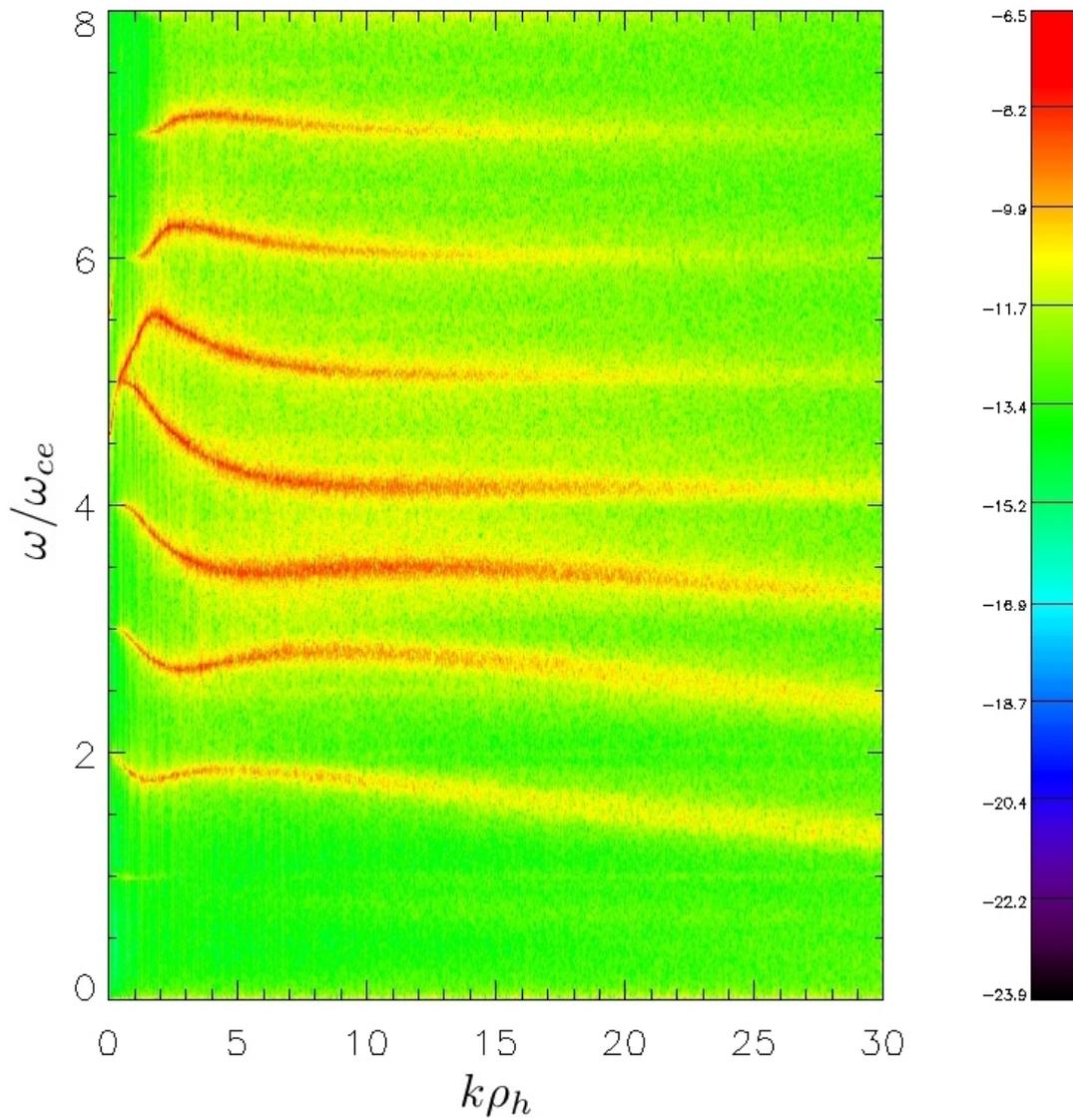


Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da evolução temporal e espacial da componente x do campo elétrico, E_x , para o Caso 6.

Fonte: Produção do autor.

5 CONCLUSÕES

As funções de distribuição de velocidade tipo Kappa (VASYLIUNAS, 1968) estão presentes em diversos plasmas espaciais, incluindo na magnetosfera de Saturno (SCHIPPERS et al., 2008). Nesta magnetosfera o plasma é constituído de duas populações de elétrons com diferentes temperaturas e densidade o que possibilita a existência da onda elétron-acústica. Essas duas espécies são denominadas elétrons quentes e frios.

Para realizar as simulações PIC com o código KEMPO1 utilizando as FDV- κ como condição inicial para as velocidades foi desenvolvido um método para gerar este tipo de função de distribuição tridimensional isotrópica. Este processo foi realizado utilizando uma função externa para produzir as velocidades que seguem esta FDV.

Com a alteração da FDV inicial, foram realizadas simulações de um plasma com uma das espécies de elétrons descrita por FDV- κ e a outra por uma FDV Maxwelliana e com as duas componentes eletrônicas descritas por FDV- κ . Estas duas distribuições foram utilizadas para estudar a influência da distribuição dos elétrons frios na relação de dispersão do modo elétron-acústico. Os resultados comprovaram uma forte variação com a alteração da FDV Maxwelliana por uma FDV- κ para descrever os elétrons frios, de acordo com os resultados da solução numérica da função de dispersão de plasma de Baluku et al. (2011) para o plasma composto por duas espécies eletrônicas. O próximo passo é analisar a influência de uma fonte de energia, como um feixe de elétrons (MBULI et al., 2013), no comportamento do modo elétron-acústico.

Também foram realizadas simulações PIC para estudar a propagação perpendicular ao campo magnético ambiente em um plasma com a mesma configuração anterior: duas espécies de elétrons e uma de íons. Utilizando o valor da frequência híbrida superior utilizado por Henning et al. (2011) e das densidades das duas espécies de elétrons, a frequência de plasma de ambas as espécies foi calculada. A partir da razão entre as temperaturas das espécies eletrônicas foi possível definir que a região da magnetosfera de Saturno correspondente era próxima a $9R_S$ (SCHIPPERS et al., 2008). As simulações utilizaram configurações de distribuição diferentes, referentes às variações utilizadas por Henning et al. (2011).

A alteração das relações de dispersão dos modos de Bernstein eletrostáticos descrita por Henning et al. (2011) como resultado do uso de diferentes índices espectrais κ foi confirmada utilizando a simulação. Além dos modos de Bernstein foram observados os modos extraordinários X e Z que são modos eletromagnéticos descritos por Mace

(2004), que podem sofrer um acoplamento com os modos de Bernstein.

O código KEMPO1 modificado para aceitar diferentes tipos de FDV- κ (LIVADIO-TIS, 2015) poderá ser utilizado para analisar as alterações introduzidas em diversos fenômenos de plasma, estudados atualmente apenas utilizando FDV Maxwelliana, possibilitando assim diversos trabalhos futuros.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABDUL, R.; MACE, R. A method to generate kappa distributed random deviates for particle-in-cell simulations. **Computer Physics Communications**, v. 185, n. 10, p. 2383–2386, 2014. ISSN 0010-4655. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001046551400160X>>. 21

BALUKU, T.; HELLBERG, M.; MACE, R. Electron acoustic waves in double-kappa plasmas: Application to saturn's magnetosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)**, Wiley Online Library, v. 116, n. A4, 2011. 5, 6, 35, 37, 38, 43, 57

BERNSTEIN, I. B. Waves in a plasma in a magnetic field. **Physical Review**, APS, v. 109, n. 1, p. 10, 1958. 44

BIRDSALL, C. K.; LANGDON, A. B. **Plasma physics via computer simulation**. 2. ed. Bristol: IOP Publishing, 1991. 11, 12

BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. 3. ed. New York: Springer, 2004. 26, 35, 45

CATTAERT, T.; HELLBERG, M. A.; MACE, R. L. Oblique propagation of electromagnetic waves in a kappa-maxwellian plasma. **Physics of Plasmas (1994-present)**, AIP Publishing, v. 14, n. 8, p. 082111, 2007. 29

CRANMER, S. R. Suprathermal electrons in the solar corona: Can nonlocal transport explain heliospheric charge states? **The Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 791, n. 2, p. L31, 2014. 2

FELDMAN, W. C.; ASBRIDGE, J. R.; BAME, S. J.; MONTGOMERY, M. D.; GARY, S. P. Solar wind electrons. **Journal of Geophysical Research**, Wiley Online Library, v. 80, n. 31, p. 4181–4196, 1975. 1

GARY, S. P. **Theory of space plasma microinstabilities**. New York: Cambridge university press, 2005. 35

GARY, S. P.; TOKAR, R. L. The electron-acoustic mode. **Physics of Fluids (1958-1988)**, AIP Publishing, v. 28, n. 8, p. 2439–2441, 1985. 36, 37

HELLBERG, M. A.; MACE, R. L. Generalized plasma dispersion function for a plasma with a kappa-maxwellian velocity distribution. **Physics of Plasmas (1994-present)**, AIP Publishing, v. 9, n. 5, p. 1495–1504, 2002. 29

- HELLBERG, M. A.; MACE, R. L.; CATTART, T. Effects of superthermal particles on waves in magnetized space plasmas. **Space science reviews**, Springer, v. 121, n. 1-4, p. 127–139, 2005. 1
- HENNING, F.; MACE, R.; PILLAY, S. Electrostatic Bernstein waves in plasmas whose electrons have a dual kappa distribution: Applications to the saturnian magnetosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics** (1978–2012), Wiley Online Library, v. 116, n. A12, 2011. 5, 6, 35, 45, 46, 47, 50, 53, 57
- JAUER, P. R. **Simulação magneto-hidrodinâmica da resposta da magnetocauda da terra às variações do campo magnético interplanetário**. Dissertação (Mestrado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2010. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m19@80/2010/02.03.11.28>>. 7
- KALLENRODE, M.-B. **Space physics: an introduction to plasmas and particles in the heliosphere and magnetospheres**. Germany: Springer Science & Business Media, 2013. 3, 4
- KOTZ, S.; NADARAJAH, S. **Multivariate t-distributions and their applications**. Cambridge: Cambridge University Press, 2004. 22
- LAZAR, M.; POEDTS, S.; SCHLICKEISER, R. Instability of the parallel electromagnetic modes in kappa distributed plasmas – i. electron whistler-cyclotron modes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Blackwell Publishing Ltd, v. 410, n. 1, p. 663–670, 2011. ISSN 1365-2966. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17472.x>>. 23
- LEUBNER, M. P. A nonextensive entropy approach to kappa-distributions. **Astrophysics and space science**, Springer, v. 282, n. 3, p. 573–579, 2002. 2
- LIVADIOTIS, G. Statistical background and properties of kappa distributions in space plasmas. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, 2015. 3, 23, 26, 58
- MACE, R. Generalized electron Bernstein modes in a plasma with a kappa velocity distribution. **Physics of Plasmas (1994-present)**, AIP Publishing, v. 11, n. 2, p. 507–522, 2004. 6, 44, 45, 50, 51, 58
- MACE, R. L.; HELLBERG, M. A. A dispersion function for plasmas containing superthermal particles. **Physics of Plasmas (1994-present)**, v. 2, n. 6, p.

2098–2109, 1995. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pop/2/6/10.1063/1.871296>>. 2, 3, 37

MBULI, L.; MAHARAJ, S.; BHARUTHRAM, R. High and low frequency instabilities driven by a single electron beam in two-electron temperature space plasmas. **Physics of Plasmas (1994-present)**, AIP Publishing, v. 20, n. 12, p. 122115, 2013. 57

MELROSE, D. B. **Instabilities in space and laboratory plasmas**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1986. 6, 49

NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION (NASA). **Cassini Solstice Mission**. 2016. Disponível em: <<http://saturn.jpl.nasa.gov/science/moons/>>. Acesso em: 10 jan. 2016. 4, 5

NICHOLSON, D. R. **Introduction to plasma theory**. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1983. 7

OGASAWARA, K.; ANGELOPOULOS, V.; DAYEH, M. A.; FUSELIER, S. A.; LIVADIOTIS, G.; MCCOMAS, D. J.; MCFADDEN, J. P. Characterizing the dayside magnetosheath using energetic neutral atoms: Ibx and themis observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 118, n. 6, p. 3126–3137, 2013. 1, 2

OMURA, Y. One-dimensional electromagnetic particle code: Kempo1. In: USUI, H.; OMURA, Y. (Ed.). **Advanced Methods for Space Simulations**. Tokyo: TERRAPUB, 2007. p. 1–21. 9, 14

OMURA, Y.; MATSUMOTO, H. Kempo1: Technical guide to onedimensional electromagnetic particle code. In: **Computer Space Plasma Physics**. Tokyo: TERRAPUB, 1993. p. 21–65. 6, 9, 15, 16, 17

POTTER, D. E. **Computational Physics**. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1973. ISBN 0471695556. 7

RAYMOND, J. C.; WINKLER, P. F.; BLAIR, W. P.; LEE, J.; PARK, S. Non-maxwellian $h\alpha$ profiles in tycho's supernova remnant. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 712, n. 2, p. 901, 2010. 2

SANTOS, M. S. dos; ZIEBELL, L. F.; GAELZER, R. Ion firehose instability in plasmas with plasma particles described by product bi-kappa distributions.

Physics of Plasmas (1994-present), AIP Publishing, v. 21, n. 11, p. 112102, 2014. 28

SCHIPPERS, P.; BLANC, M.; ANDRÉ, N.; DANDOURAS, I.; LEWIS, G.; GILBERT, L.; PERSON, A.; KRUPP, N.; GURNETT, D.; COATES, A. et al. Multi-instrument analysis of electron populations in saturn's magnetosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)**, Wiley Online Library, v. 113, n. A7, 2008. 1, 5, 6, 31, 32, 33, 35, 38, 39, 57

SILVA, R.; PLASTINO, A. R.; LIMA, J. A. S. A maxwellian path to the q-nonextensive velocity distribution function. **Physics Letters A**, Elsevier, v. 249, n. 5, p. 401–408, 1998. 2

SIMÕES, F. J. R.; COSTA, E.; ALVES, M.; CARDOSO, F. R. Space plasma physics via computational particle simulation. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, SciELO Brasil, v. 33, n. 1, p. 01–14, 2011. 11, 17

ŠTVERÁK, Š.; MAKSIMOVIC, M.; TRÁVNÍČEK, P. M.; MARSCH, E.; FAZAKERLEY, A. N.; SCIME, E. E. Radial evolution of nonthermal electron populations in the low-latitude solar wind: Helios, cluster, and ulysses observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)**, Wiley Online Library, v. 114, n. A5, 2009. 1, 2

SUMMERS, D.; THORNE, R. M. The modified plasma dispersion function. **Physics of Fluids B: Plasma Physics (1989-1993)**, AIP Publishing, v. 3, n. 8, p. 1835–1847, 1991. 2, 3

SUMMERS, D.; XUE, S.; THORNE, R. M. Calculation of the dielectric tensor for a generalized lorentzian (κ) distribution function. **Physics of Plasmas (1994-present)**, AIP Publishing, v. 1, n. 6, p. 2012–2025, 1994. 2

TREUMANN, R. A. Statistical mechanics of stable states far from equilibrium: Thermodynamics of turbulent plasmas. **Astrophysics and Space Science**, Springer Netherlands, v. 277, 06 2001. 1

TSALLIS, C. Non-extensive thermostatics: brief review and comments. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, Elsevier Science, v. 221, 1995. 1

VASYLIUNAS, V. M. A survey of low-energy electrons in the evening sector of the magnetosphere with ogo 1 and ogo 3. **Journal of Geophysical Research**, v. 73,

n. 9, p. 2839–2884, 1968. ISSN 2156-2202. Disponível em:
<<http://dx.doi.org/10.1029/JA073i009p02839>>. 1, 2, 57

WINSKE, D.; OMIDI, N. A nonspecialist's guide to kinetic simulations of space plasmas. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 101, n. A8, p. 17287–17303, 1996. 7, 8

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

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

Manuais Técnicos (MAN)

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

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.

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.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

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

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

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

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.

Pré-publicações (PRE)

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