

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



Dissertação

**Título: Aceleração de Elétrons Devido à Turbulência de
Langmuir Via Simulação Por Partículas**

Janileide Vieira Gomes

Pelotas, 2017

Janileide Vieira Gomes

**Aceleração de Elétrons Devido à Turbulência de Langmuir Via
Simulação Por Partículas**

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

Orientador: Fernando Jaques Ruiz Simões Junior

Coorientador: Joel Pavan

Pelotas, 2017

Janileide Vieira Gomes

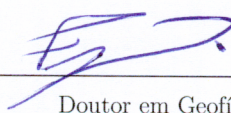
Título: Aceleração de Elétrons Devido à Turbulência de Langmuir Via Simulação Por Partículas

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

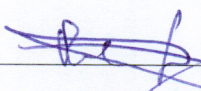
Data da Defesa: 24 de fevereiro de 2017

Banca examinadora:

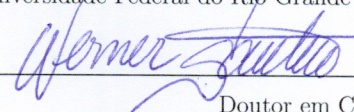
Fernando Jaques Ruiz Simões Junior (Orientador)


Doutor em Geofísica Espacial
Universidade Federal de Pelotas

Rudi Gaelzer


Doutor em Ciências
Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Werner Krambeck Sauter


Doutor em Ciências
Universidade Federal de Pelotas

*“Se eu amo meu semelhante? Sim. Mas onde encontrar
meu semelhante?”*

MÁRIO QUINTANA

À minha mãe e à minha irmã...

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador, professor Dr. Fernando Jaques Ruiz Simões Junior, pela paciência, ensinamentos, incentivo e sublimidade na orientação deste trabalho.

Ao meu coorientador, professor Dr. Joel Pavan, pelo acompanhamento e pelas valiosas contribuições no desenvolvimento deste trabalho.

A minha família, por acreditar em mim e por compreender minha ausência em diversas ocasiões durante esse período.

A minha mãe, pelo amparo e assistência durante esses anos; e mesmo em meio a tantas dificuldades está sempre disposta a me socorrer, muitas vezes deixando de lado interesses próprios para poder me ajudar. Mãe obrigado por tudo nunca vou esquecer o quanto me ajuda, serei eternamente grata.

A minha irmã, por quem tenho profunda admiração e amor. Obrigado pelo companheirismo e apoio durante todo esse tempo. Sua amizade é meu maior tesouro. Te amo muito.

Ao meu irmão Venícios, por me ajudar sempre que solicito sem medir esforços.

Ao meu amigo Karlisson, pelos momentos de descontração e por sempre me incentivar durante esses anos.

A Universidade Federal de Pelotas pelo espaço disponibilizado.

A Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de nível Superior - CAPES, pelo financiamento da bolsa de mestrado e auxílios para eventos.

RESUMO

GOMES J, V, Janileide Vieira Gomes, **Aceleração de Elétrons Devido à Turbulência de Langmuir Via Simulação Por Partículas** 2017, 102p. Dissertação (Mestrado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2017.

A presença de partículas supertérmicas vem sendo continuamente detectada em diferentes regiões do espaço interplanetário desde o início da exploração espacial nos anos 60. Medidas *in situ*, realizadas por instrumentos a bordo das sondas e satélites espaciais, mostram que a função de distribuição de velocidades destas partículas apresentam uma cauda mais energética que difere das funções de distribuição Maxwellianas, sendo melhor descritas pelas funções de distribuição do tipo capa. Estas funções descrevem bem os dados observacionais, porém, os mecanismos físicos responsáveis pela energização destas partículas ainda é um tema em discussão na literatura. Neste trabalho estudamos os processos físicos relacionados à aceleração de elétrons supertérmicos devido as instabilidades ocasionadas na interação de um sistema feixe-plasma, utilizando o método de simulação por partículas PIC (*particle-in-cell*). Simulamos a interação de um sistema feixe-plasma para feixes com 1% e 4% da densidade do plasma ambiente. Para ambos os casos observamos a formação das caudas supertérmicas na função de distribuição de velocidades ao final do processo de interação. Comparando os resultados das simulações com a descrição teórica para esse tipo de sistema, verificamos que o surgimento das partículas supertérmicas ocorre após o sistema atingir a fase turbulenta (interação onda partícula não-linear). Analisando separadamente a evolução espaço-temporal da função de distribuição de velocidades do feixe e do plasma ambiente, identificamos que a população de partículas que compõe a cauda supertérmica na função distribuição de velocidades é basicamente composta pelas velocidades das partículas que representam o feixe. Ainda, nossos resultados mostram que a função de distribuição de velocidades assume uma forma que é melhor ajustada por uma função de distribuição do tipo capa.

Palavras Chave: Simulações PIC, Funções Capa, Elétrons Supertérmicos

ABSTRACT

GOMES J, V, Janileide Vieira Gomes, **Electrons acceleration by Langmuir Turbulence Via Particle Simulation** 2017, 102p. Dissertation (Master Degree in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2017.

The presence of suprathermal particles has been continually detected in different regions of the interplanetary medium since the beginning of space exploration in the years 60s. *In situ* observations made by instruments aboard of the spacecraft and space satellites, show that the velocity distribution function of these particles have a more energetic tail, which differs from the Maxwellian distribution functions, that are well described by kappa-like distribution functions. Kappa functions are used to fit the observational data. However, the physical mechanisms responsible for the particle energization are still a topic in discussion in the literature. In this work we study the physical processes related to the acceleration of suprathermal electrons due to the instabilities caused in the interaction of a beam-plasma system, using a PIC particle simulation method (*particle-in-cell*). We simulate the interaction of a beam-plasma system with an electron beam with 1% and 4% of the background density. For both cases we observed the formation of suprathermal tails in the distribution function at the end of the interaction process. Comparing the results of the simulations with the theoretical description for this kind of system, we verified that the appearance of suprathermal particles in the distribution function occurs after the system reaches the turbulent phase (nonlinear wave-particle interaction), and analyzing the space-time evolution of the velocity distribution function of the beam and the background presented separately, we identify that the population of particles that makes up the suprathermal tail at the end of the simulation process is basically composed by the beam particles. Moreover, our results show that the velocity distribution function assumes a shape that is better adjusted by a kappa-like distribution function.

Key-words: PIC Simulations, Kappa Functions, Suprathermal Electrons

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

1	INTRODUÇÃO	21
2	DESCRIÇÃO DE PLASMAS	29
3	TEORIA CINÉTICA DE PLASMAS	33
3.1	Solução do Sistema Vlasov-Maxwell linearizado	36
4	SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL EM FÍSICA DE PLASMAS	43
4.1	Simulação Por Partículas em Física de Plasmas	45
4.2	Partículas Com Tamanho Finito - Superpartículas	47
4.3	Método de Distribuição das Densidades de Carga e Corrente nos Pontos da Grade	51
4.4	Código de Simulação - KEMPO 1D	51
4.5	Posição e Velocidade	53
4.6	Campos Eletromagnéticos	54
4.7	Densidade de Carga	56
4.8	Densidade de Corrente	57
4.9	Ciclo de Simulação em um Passo Temporal	59
4.10	Condições de Estabilidade Devido à Discretização Espacial e Temporal	61
5	RESULTADO DAS SIMULAÇÕES	63
5.1	Simulações Computacionais	64
6	CONSIDERAÇÕES FINAIS E TRABALHOS FUTUROS	93
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	97

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>	
1.1	Função de distribuição de velocidades dos elétrons no vento solar em relação à componente perpendicular da velocidade, normalizada pela velocidade térmica do <i>core</i> para diferentes distâncias heliocêntricas, medidas em unidades astronômicas (AU) pelos satélites Helios I (linha preta, 0.3 - 0.41AU), Helios II (linhas vermelha, 0.475 - 0.53AU e azul, 0.7 - 0.75AU), Wind (linha verde, 1AU) e Ulysses (linha rosa, 1.35 - 1.5AU).	22
1.2	Função de distribuição de velocidades capa traçada em relação à velocidade, normalizada pela velocidade térmica para diferentes valores do índice espectral κ . Conforme mostra a figura, para $\kappa \rightarrow \infty$ a função tende para uma distribuição de velocidades Maxwelliana e, para valores pequenos de κ a declividade da variação da função de distribuição em relação à velocidade das partículas é mais acentuado.	23
3.1	Limite assintótico do contorno de Landau no plano complexo.	37
3.2	Plasmas com função de distribuição de velocidades Maxwelliana. Existem mais partículas com velocidade menor que a velocidade de fase das ondas.	38
3.3	Plasmas com feixe. Existem mais partículas com velocidade maior que a velocidade de fase das ondas, na região de velocidades do feixe.	39
3.4	Formação do platô entre as distribuições do plasma ambiente e do feixe. A região onde forma o platô é indicada na figura	40
4.1	Modelos de simulações computacionais em física de plasmas	44
4.2	Diagrama espaço-tempo que correlaciona os códigos de simulação com as dimensões espaciais e temporais dos fenômenos, baseados nos parâmetros observacionais da magnetosfera	44
4.3	Diagrama da configuração básica de um código de simulação por partícula e o ciclo da evolução de um passo temporal para obtenção dos diagnósticos.	46
4.4	Ilustração esquemática para mostrar qualitativamente a simplificação no número de operações ao introduzir o conceito de grade espacial discretizada, onde o cálculo direto das interações entre as partículas (a) é substituído pelo cálculo das interações entre as partículas-grade (b).	47
4.5	Esquema da interação entre as partículas de tamanho finito nas simulações.	48
4.6	Potencial de interação entre superpartículas.	49
4.7	Formas das superpartículas: (1) forma quadrada (2) forma triangular (3) forma Gaussiana.	50

4.8	Ciclo típico de um passo temporal na simulação.	52
4.9	Esquema do método de integração <i>leap-frog</i>	53
4.10	Grade espacial utilizada no código, onde são calculadas as componentes dos campos, corrente e as densidades de carga das partículas.	55
4.11	Superpartículas no mesmo domínio da célula nos instantes t e $t + \Delta t$	58
4.12	Superpartículas em domínios diferentes dentro da célula.	59
4.13	Evolução temporal das quantidades físicas de acordo com a sequência calculada no código a cada passo temporal na simulação	60
4.14	Grade de simulação unidimensional	61
5.1	Evolução da FDV da interação feixe-plasma mostrando o comportamento da FDV para diferentes estágios da simulação (escala logarítmica). As cores representam os diferentes instantes de tempo.	66
5.2	Evolução temporal das energias elétrica e cinética total (partículas ressonantes e não ressonantes) até $\omega_{pe}t \approx 2500$	68
5.3	Evolução temporal das energias elétrica, magnética, cinética total (partículas ressonantes e não ressonantes) e energia total.	69
5.4	Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 0,0$	70
5.5	Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 81,92$	70
5.6	Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 143,36$	71
5.7	Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 204,8$	71
5.8	Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 291,84$	71
5.9	Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 327,68$	72
5.10	Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 5242,88$	72
5.11	Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 15401,0$	72
5.12	Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 18677,8$	73
5.13	Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 20643,8$	73
5.14	Diagrama $\omega \times \mathbf{k}$ obtido a partir da componente E_x do campo elétrico para o tempo de simulação $\omega_{pe}t = 327,68$	74
5.15	Diagrama $\omega \times \mathbf{k}$ obtido a partir da componente E_x do campo elétrico no instante final da simulação.	75
5.16	Evolução da FDV do feixe e do plasma ambiente separadas para diferentes estágios da simulação.	77
5.17	Distribuição das partículas ao final do processo de simulação representada por uma função do tipo capa com índice capa $\kappa = 2,35$	78
5.18	Distribuição das partículas ao final do processo de simulação representadas por uma função do tipo capa com índice capa $\kappa = 3,25$	79

5.19	Ajuste do resultado de simulação utilizando uma função lei de potência. A figura à esquerda mostra o ajuste realizado na região de velocidades negativas da FDV, apresenta em módulo, e a figura à direita mostra o ajuste realizado na região de velocidades positivas da FDV.	80
5.20	Evolução da FDV da interação feixe-plasma mostrando o comportamento da FDV para diferentes estágios da simulação.	81
5.21	Evolução temporal das energias elétrica, magnética, cinética e total.	82
5.22	Espaço de fase das partículas $\omega_{pet} = 0,0$	83
5.23	Espaço de fase das partículas $\omega_{pet} = 25,6$	83
5.24	Espaço de fase das partículas $\omega_{pet} = 46,08$	84
5.25	Espaço de fase das partículas $\omega_{pet} = 71,78$	84
5.26	Espaço de fase das partículas $\omega_{pet} = 92,16$	84
5.27	Espaço de fase das partículas $\omega_{pet} = 163,84$	85
5.28	Espaço de fase das partículas $\omega_{pet} = 327,68$	85
5.29	Espaço de fase das partículas $\omega_{pet} = 5242,88$	85
5.30	Espaço de fase das partículas $\omega_{pet} = 16384,0$	86
5.31	Espaço de fase das partículas $\omega_{pet} = 20643,8$	86
5.32	Diagrama $\omega \times \mathbf{k}$ obtido a partir da componente E_x do campo elétrico para o tempo de simulação $\omega_{pet} = 327,68$	87
5.33	Diagrama $\omega \times \mathbf{k}$ obtido a partir da componente E_x do campo elétrico no instante final da simulação.	87
5.34	Evolução da FDV do feixe e do plasma ambiente plotadas separadas para diferentes estágios da simulação.	88
5.35	Distribuição da partículas ao final da simulação cujo ajuste é realizado utilizando a função capa (5.11).	89
5.36	Distribuição da partículas ao final da simulação cujo ajuste é realizado utilizando a função capa (5.12).	89
5.37	Ajuste do resultado de simulação utilizando uma função lei de potência. A figura à esquerda mostra o ajuste realizado na região de velocidades negativas da FDV, apresenta em módulo, e a figura à direita mostra o ajuste realizado na região de velocidades positivas da FDV.	90

1 INTRODUÇÃO

Desde o início da exploração espacial nos anos 60, muitas informações *in situ* sobre as variações e a influência da atividade solar no meio interplanetário tornaram-se possíveis. A partir de então, a existência de partículas com velocidades supertérmicas têm sido continuamente detectadas no vento solar para diferentes regiões da heliosfera e na magnetosfera terrestre [1, 2]. As primeiras evidências da existência destas partículas mais energéticas foram obtidas a partir dos dados observacionais das missões OGO entre os anos 60 e 70, na região da magnetosfera terrestre [3, 4] e demais referências contidas nestas publicações. Posteriormente, estas partículas também foram detectadas nas regiões da magnetopausa, lâmina de plasma e cinturão de radiação, de acordo com os dados obtidos pelas missões Wind e Cluster, e na magnetosfera de outros planetas como Júpiter, Saturno e Urano; a partir dos dados das missões Helios, Ulysses, Cassini, Wind e do Hubble Space Telescope¹ [3, 4] e demais referências contidas nestas publicações. A presença destas partículas mais energéticas é caracterizada por uma modificação na função de distribuição de velocidades (FDV), que difere das FDV Maxwellianas, apresentando uma cauda supertérmica.

As distribuições de partículas medidas no vento solar, frequentemente, são classificadas em duas principais populações: uma população de mais baixa energia, tipicamente abaixo de $10eV$, que forma o núcleo da distribuição (*core*) e uma população de partículas mais energéticas, que usualmente são encontradas em um intervalo de $10 - 100eV$, que forma a cauda da distribuição (*halo*); existe ainda uma população ubíqua com componente energética alinhada ao campo magnético na direção anti-solar chamada *strahl* [4, 6]. Tanto a população do *core* quanto do *halo* são distribuídas uniformemente para todos os ângulos de inclinação (*pitch angle*) [7]. Outra característica que difere essas duas populações está relacionada com a variação da FDV dos elétrons em relação às componentes de velocidades para diferentes distâncias heliocêntricas [7]. Na Figura 1.1 podemos observar que a distribuição do *core* permanece inalterada para todas as distâncias radiais, enquanto que um número relativo de elétrons da região do *halo* aumenta com a distância radial.

A partir da Figura 1.1, observa-se ainda, que a população do núcleo ficaria bem descrita por uma FDV do tipo Maxwelliana, enquanto que a população da cauda pode ser melhor representada por uma FDV na qual a variação das velocidades das partículas decai obedecendo uma lei de potência. Tais funções, são conhecidas como funções de distribuição de velocidades do tipo capa e apresentam boa correlação com os dados observacionais [4, 7–10].

¹As definições das regiões da magnetosfera terrestre, tais como magnetopausa, lâmina de plasma e cinturão de radiação podem ser encontradas na referência [5]

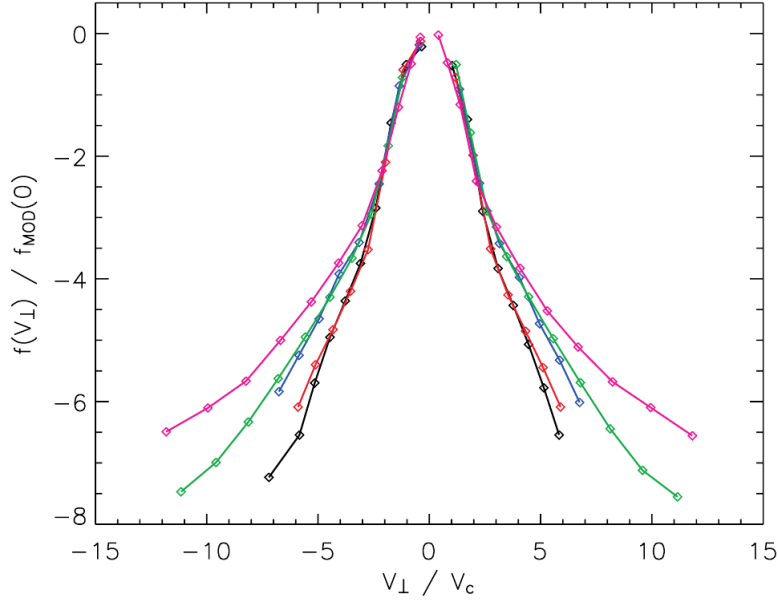


Figura 1.1 - Função de distribuição de velocidades dos elétrons no vento solar em relação à componente perpendicular da velocidade, normalizada pela velocidade térmica do *core* para diferentes distâncias heliocêntricas, medidas em unidades astronômicas (AU) pelos satélites Helios I (linha preta, 0.3 - 0.41AU), Helios II (linhas vermelha, 0.475 - 0.53AU e azul, 0.7 - 0.75AU), Wind (linha verde, 1AU) e Ulysses (linha rosa, 1.35 - 1.5AU).

Fonte: Maksimovic *et al.* (2005) [7]

Na literatura existem diferentes formulações matemáticas das distribuições capa [11–14] e uma ampla variedade de argumentações sobre os processos físicos [4, 12, 15, 16] relacionados ao surgimento das caudas supertérmicas na FDV dos elétrons. Uma das definições matemáticas da função capa (ou Lorentziana generalizada) para um sistema com d graus de liberdade ($d = 1, 2, 3, \dots$) é dada por [13]:

$$f_{\kappa, d}(v) = \left[\pi v_T^2 \left(\kappa - \frac{d}{2} \right) \right]^{-d/2} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa + 1 - d/2)} \left[1 + \left(\frac{1}{\kappa - d/2} \right) \frac{v^2}{v_T^2} \right]^{-(\kappa+1)}, \quad (1.1)$$

$$v_T^2 = \frac{2T}{m},$$

onde m é a massa das partículas, T é a temperatura, $\Gamma(x)$ é a função Gamma e κ é um índice de potência que determina a declividade do espectro de energia das partículas supertérmicas que formam a cauda da FDV, conforme mostra a Figura. 1.2.

Para o caso unidimensional ($d = 1$) a Equação (1.1), é dada por:

$$f_{\kappa,1}(v) = \left[\pi v_T^2 \left(\kappa - \frac{1}{2} \right) \right]^{-1/2} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa + 1/2)} \left[1 + \left(\frac{1}{\kappa - 1/2} \right) \frac{v^2}{v_T^2} \right]^{-(\kappa+1)} \quad (1.2)$$

De acordo com as Equações. (1.1) e (1.2), o índice capa, κ , pode assumir qualquer valor dentro do intervalo de $3/2 < \kappa < \infty$ para o caso tridimensional ou $1/2 < \kappa < \infty$ para o caso unidimensional.

Para grandes valores do índice capa, $\kappa \rightarrow \infty$, a FDV capa (1.1) se reduz a uma FDV Maxwelliana (Fig. 1.2),

$$f_{\kappa}(v) \rightarrow f_M(v) \simeq \exp(-v^2/v_T^2), \quad (1.3)$$

de forma que a Eq. (1.1) é também chamada de Lorentziana generalizada [3].

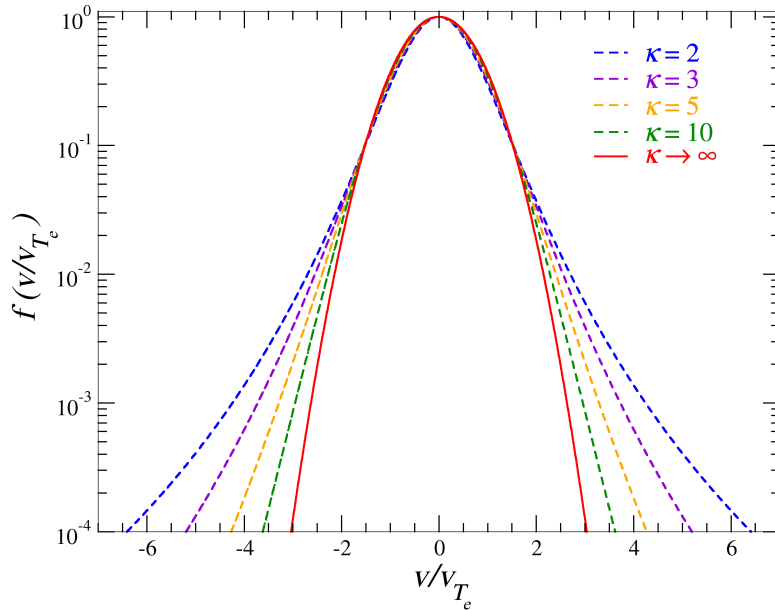


Figura 1.2 - Função de distribuição de velocidades capa traçada em relação à velocidade, normalizada pela velocidade térmica para diferentes valores do índice espectral κ . Conforme mostra a figura, para $\kappa \rightarrow \infty$ a função tende para uma distribuição de velocidades Maxwelliana e, para valores pequenos de κ a declividade da variação da função de distribuição em relação à velocidade das partículas é mais acentuado.

As distribuições de elétrons supertérmicos detectados no vento solar em diferentes regiões da heliosfera e na magnetosfera terrestre são bem representadas por FDVs do tipo capa com índice espectral κ , pertencente ao intervalo $2 < \kappa < 6$, podendo aumentar esse valor para as distribuições de partículas mais pesadas, como prótons e íons [3, 11–14].

As funções capa representam bem os dados observacionais, no entanto, os mecanismos físicos responsáveis pela energização destas partículas, que se encontram na região das caudas da FDV ainda é um tema em discussão na literatura. Visto que essas distribuições descrevem bem os resultados obtidos pelos dados observacionais, várias teorias vem sendo formuladas no sentido de explicar o comportamento de lei de potência na FDV das populações supertérmicas. Vamos apresentar a seguir alguns aspectos destas teorias.

Hasegawa (1985) [17] mostrou, analiticamente, que um plasma imerso em um campo de radiação supertérmico sofre difusão no espaço de velocidades que é reforçada pelas flutuações dos campos de Coulomb induzidas por fótons fora do equilíbrio. Essa difusão aumentada produz uma FDV de equilíbrio do tipo lei de potência.

Collier (1993) [18] aplicou a distribuição de probabilidade de *Lévy-flight*, onde o comprimento do percurso é governado por uma lei de potência, para mostrar que as funções capa são originadas sobre determinadas condições em um regime de altas velocidades. Com base nos resultados obtidos, o mesmo autor mostrou também que os plasmas espaciais são sistemas dinâmicos com energia não fixa, de modo que, a entropia máxima não deve ser considerada [19].

Treumann (2001) [20] desenvolveu uma nova teoria cinética para mostrar que as FDVs do tipo capa correspondem a um estado de equilíbrio termodinâmico particular. Nessa formulação foi proposto um termo de colisão, semelhante ao da teoria cinética de Boltzmann, que inclui as correlações entre as partículas carregadas. Dessa forma, no equilíbrio (estado de equilíbrio turbulento mais estável, longe do equilíbrio térmico) a função de distribuição se assemelha a uma distribuição do tipo capa [21].

Leubner (2002) [12] mostrou que as distribuições do tipo capa podem ser derivadas a partir da entropia não-extensiva de Tsallis [22], que fisicamente está relacionada com as interações de longo alcance devido ao potencial de Coulomb. Assim, as FDVs do *core* e do *halo* correspondem a um estado de equilíbrio natural em um sistema estatístico não-extensivo [23–25]. Nessa formulação a FDV capa de equilíbrio unidimensional é dada por:

$$f_{\kappa}(v) = \frac{1}{(\pi v_{the} \kappa)^{1/2}} \frac{\Gamma(\kappa)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa v_{the}^2} \right)^{-\kappa}, \quad (1.4)$$

onde $v_{the} = \left(\frac{2k_B T_e}{m_e} \right)$ é a velocidade térmica das partículas na função de distribuição.

Livadiotis e McComas (2009) [13, 16] também estudaram a origem das distribuições capa com base na mecânica estatística não-extensiva de Tsallis e fornecem uma base teórica

sólida na descrição desses sistemas complexos.

Vocks e Mann (2003) e Vocks, Mann e Rausche (2008) [26,27] sugeriram que a origem da energização dos elétrons supertérmicos ocorre devido ao processo de interação das ondas *whistler* com os elétrons do *strahl* do vento solar via ressonância onda-partícula linear. O modelo cinético proposto por esses autores mostra que as ondas *whistler* são capazes de influenciar significativamente a FDV dos elétrons do vento solar, conduzindo o *halo* à uma distribuição isotrópica mais energética.

Yoon *et al.* (2005), Rhee *et al.* (2006) e Gaelzer *et al.* (2008) [28–30] mostraram que a formação das caudas supertérmicas na FDV dos elétrons pode ocorrer devido ao processo de interação auto-consistente onda-partícula e onda-onda via turbulência de Langmuir. Tal formulação foi desenvolvida com base na resolução numérica do conjunto de equações da teoria de turbulência fraca. Posteriormente, Yoon *et al.* (2011) demonstrou de forma auto-consistente, a partir do formalismo da teoria de turbulência fraca, que a interação feixe-plasma devido à turbulência de Langmuir conduz o sistema ao estado de equilíbrio assintótico caracterizado por uma função capa isotrópica, com índice espectral capa igual a $\kappa = 3,25$. A consistência do resultado encontrado por esses autores é realizada comparando o valor obtido analiticamente com os dados observacionais medidos em um período de vento solar calmo [31].

Ryu *et al.* (2007) [32] realizou simulações PIC (*particle-in-cell*) unidimensionais e mostrou, que de fato, os processos de interação não linear feixe-plasma e a subsequente geração da turbulência de Langmuir leva à formação de uma FDV de elétrons que, morfologicamente, é melhor representada pelas FDVs do tipo capa, conforme demonstrado analiticamente nas referências [28, 29].

Os processos pelos quais as partículas supertérmicas são produzidas e aceleradas é também de grande interesse em plasmas laboratoriais, onde essas partículas são conhecidas como partículas fugitivas (*runaway*) fora do equilíbrio térmico e, em uma ampla variedade de aplicações em astrofísica, onde os fenômenos astrofísicos geralmente envolvem distribuições de íons e elétrons supertérmicos que são observados no meio interplanetário e podem fornecer informações sobre a origem dessas partículas, estejam estas partículas presentes na heliosfera ou no meio interestelar [3].

Considerando as crescentes discussões pertinentes na literatura acerca dos mecanismos físicos relacionados à aceleração dos elétrons no vento solar e conseqüentemente ao surgimento das caudas supertérmicas na FDV, a proposta deste trabalho é estudar o processo de energização dos elétrons em plasmas espaciais de baixa densidade devido às insta-

bilidades ocasionadas da interação de um sistema feixe-plasma e comparar os processos de interação onda-partícula previstos pela teoria de turbulência fraca com os resultados obtidos a partir das simulações utilizando o método de simulação por partículas PIC (*particle-in-cell*).

A descrição das interações feixe-plasma, em física de plasmas, é realizada considerando um sistema constituído por um plasma ambiente com uma FDV de equilíbrio estacionária, fazendo inserir nesta distribuição um feixe de elétrons com velocidade de deriva não nula. A interação das partículas do feixe incidente com as ondas presentes no plasma dá origem a instabilidades em plasmas (*instabilidade bump-on-tail*), que envolvem geração e amplificação das ondas, devido aos processos de interações onda-partícula e onda-onda, podendo originar a chamada turbulência de Langmuir [33]. Como nos plasmas espaciais de baixa densidade as partículas possuem um grande caminho médio livre e o tempo de equipartição de energia é bem maior do que o tempo de colisão entre as partículas, as interações e as consequentes trocas de energias entre as ondas e as partículas ocorrem via ressonância [34]. Estes processos podem ser observados no espaço de velocidades das partículas devido à alteração na forma da FDV tanto do plasma quanto do feixe.

Dessa forma, vamos analisar a evolução espaço-temporal da FDV de um sistema feixe-plasma para estudar o seu comportamento morfológico da FDV ao final do processo de simulação e verificar se é possível apontar os processos de interação que são mais significativos durante os estágios da simulação. Busca-se ainda identificar o índice espectral da função de distribuição do tipo capa que melhor se ajusta com os resultados das nossas simulações.

Outra característica resultante destas interações são as flutuações eletrostáticas e/ou eletromagnéticas observadas a partir da emissão de espectros de ondas com frequência bem definidas denominados modos de plasmas [35]. No regime da teoria de turbulência fraca, onde consideramos feixes de baixa intensidade (feixes tênues), os desvios da distribuição feixe-plasma (não-Maxwelliana) não alteram significativamente os modos normais de propagação do plasma [36, 37].

Para realizar as simulações utilizamos um código de partículas eletromagnético unidimensional - KEMPO² 1D [38] - modificado para incluir efeitos relativísticos, uma vez que nesse regime de energia supertérmica, as partículas podem adquirir velocidades relativísticas. No código são resolvidas numericamente as equações de movimento de Newton-Lorentz para calcular as posições e as velocidades das partículas e as equações de Maxwell para

²O código KEMPO -*Kyoto univerty's ElectroMagnetic Particle cOde* - na sua versão original foi desenvolvido pelos pesquisadores Omura e Matsumoto da universidade de Kyoto no Japão.

calcular os campos eletromagnéticos de forma auto-consistente. A distribuição das densidades de carga e corrente são realizadas utilizando o método PIC.

Esta dissertação está organizada da seguinte forma: no Capítulo 2 apresentamos uma breve descrição dos plasmas e os critérios básicos estabelecidos para existência dos plasmas. No Capítulo 3 revisamos a Teoria Cinética de Plasmas e a solução do sistema de equações Vlasov-Maxwell linearizado, uma vez que estamos interessados em analisar processos físicos relacionados à função de distribuição desconsiderando as colisões entre as partículas. No Capítulo 4 é apresentado a técnica de simulação por partículas em física de plasmas e o formalismo do código de simulação que utilizamos. No Capítulo 5 são apresentados os resultados das simulações e as discussões. Finalmente, no Capítulo 6 apresentamos as conclusões e as perspectivas de trabalhos futuros.

2 DESCRIÇÃO DE PLASMAS

De forma simplificada, um plasma pode ser descrito como um gás ionizado, composto por elétrons, íons e partículas neutras, que apresentam um comportamento coletivo devido às interações eletromagnéticas preponderantes entre as partículas carregadas. O termo *plasma*, foi utilizado pela primeira vez por Tonks e Langmuir, em 1929, para descrever a região interna de um gás ionizado e brilhante que se moldava à forma do tubo onde era produzido. Por possuir propriedades diferentes dos estados sólido, líquido e gasoso, o plasma é considerado como um quarto estado da matéria [39].

A diferença básica entre os estados físicos da matéria está nas ligações intermoleculares que mantêm os constituintes dos átomos e moléculas unidos. Essas ligações estão diretamente relacionadas à temperatura e à pressão em que determinada substância é submetida. À medida que fornecemos calor a uma substância, aumentamos a energia cinética dos átomos e moléculas. Como consequência, se o fornecimento de energia for ininterrupto, as ligações intermoleculares são rompidas e a substância sofre uma transição de fase, que sabidamente acontece a uma temperatura constante para um dado valor de pressão. No entanto, a transição do estado gasoso para o estado de plasma acontece proporcionalmente com o aumento da temperatura do sistema. Não sendo, portanto, uma transição de fase do ponto de vista termodinâmico.

A relação entre a temperatura e o grau de ionização do plasma no equilíbrio, pode ser obtida pela Equação de Saha:

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2,4 \times 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} \exp(-u_i/k_B T), \quad (2.1)$$

onde n_i é a densidade dos átomos ionizados, n_n é a densidade dos átomos neutros, T é a temperatura do sistema, k_B é a constante de Boltzmann e u_i é a energia de ionização do gás [40].

Outras formas de produzir plasmas é por meio de fotoionização e por descarga elétrica. O processo de produção por fotoionização consiste em incidir fótons com energia igual ou maior do que o potencial de ionização dos átomos de um gás. Dessa forma, o átomo absorve o fóton e o excesso da energia do fóton é transformado em energia cinética, que pode romper a energia de ligação intermolecular e dar origem a um par de elétron-íon. A produção de plasmas por descarga elétrica consiste na aplicação de um campo elétrico externo a um gás pouco ionizado, de forma que os elétrons livres sejam acelerados até altos níveis de energia para ionizar os outros átomos do gás por meio de colisões [39].

Além da existência dos plasmas laboratoriais, conforme descrito acima, existem ainda os plasmas naturais, dentre os quais incluem-se os plasmas espaciais, que constitui a maior parte (99%) da matéria conhecida no universo. Isso inclui quase que a totalidade da matéria solar, incluindo-se a sua “atmosfera”, o vento solar, que compreende toda a heliosfera, a maioria das estrelas, e uma fração significativa do meio interestelar [41].

A distinção entre um gás neutro e um plasma pode ser feita observando a existência de partículas carregadas, presentes no plasma. Entretanto, nem todo gás ionizado pode ser considerado como um plasma. A existência do estado de plasma requer que o sistema formado pelo gás ionizado obedeça alguns critérios, que são chamados de *critérios para definição de plasma*. Um dos critérios que deve ser obedecido pelo sistema é o da *quase-neutralidade macroscópica*. Essa condição implica que se consideramos um elemento de volume no sistema, a diferença entre as densidades de partículas carregadas positivamente e negativamente deve ser apenas uma flutuação, de forma que as cargas elétricas de sinais contrários, fortemente acopladas, se neutralizam a uma distância pequena. A incidência de um campo elétrico externo, por exemplo, interfere no equilíbrio do plasma, estabelecendo uma nova redistribuição espacial das cargas. Devido à boa condutividade elétrica do plasma, as cargas se rearranjarão de modo que o plasma é capaz de blindar o campo externo. Esse fenômeno, característico no plasma, é conhecido como *blindagem de Debye* e a distância em que a influência desse campo será efetiva sobre as cargas é chamada de *comprimento de Debye*:

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T}{n_e e^2} \right)^{1/2} . \quad (2.2)$$

Essa característica impõe que para existência de plasmas é necessário que a dimensão do sistema, L , devem ser muito maior do que o comprimento de Debye, λ_D :

$$L \gg \lambda_D . \quad (2.3)$$

O volume esférico delimitado por um raio igual ao comprimento de Debye, no interior do plasma, é denominado de *esfera de Debye*. Isso implica que, a interação entre as cargas elétricas dentro do plasma é limitada às partículas que estão dentro da esfera de Debye. Para que a blindagem seja efetiva é necessário que a densidade de elétrons dentro da esfera de Debye seja suficientemente grande, dessa forma, se estabelece um outro critério para definição de plasma:

$$n_e \lambda_D^3 \gg 1 . \quad (2.4)$$

A distância entre as partículas dentro desse volume esférico deve ser pequena comparada

com o comprimento de Debye. Ainda assim, a dinâmica de interação eletromagnética de longo alcance deve predominar sobre as interações colisionais.

A condição (2.4) pode ser reescrita definindo-se:

$$g = \frac{1}{n_e \lambda_D^3} . \quad (2.5)$$

A quantidade g definida acima é conhecida como *parâmetro de plasma*, o qual fornece as informações entre as razões da energia potencial eletrostática e cinética, e, de como os efeitos das interações que ocorrem no plasma influenciam no comportamento individual das partículas. A condição $g \ll 1$ é chamada de *aproximação de plasma* [39].

O alcance efetivo dessas interações é um conceito estatístico baseados em valores médios. Isso implica que, em um plasma neutro, predominam os campos flutuantes, responsáveis pelas interações eletromagnéticas de médio e longo alcance, o que caracteriza um *comportamento coletivo* entre as partículas do plasma [42]. Esse comportamento coletivo surge devido à movimentação de cargas no plasma, como uma tentativa de compensar as flutuações e reestabelecer a neutralidade. O deslocamento de cargas no plasma e a tentativa de retorno ao estado de equilíbrio são acompanhadas por uma diversidade de modos oscilatórios. O mais fundamental desses modos está associado ao deslocamento dos elétrons da posição de equilíbrio. Esse modo de oscilação com frequência bem definida é denominado frequência eletrônica de plasma, ou simplesmente *frequência angular de plasma*:

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0} \right)^{1/2} . \quad (2.6)$$

As colisões entre os elétrons e as partículas neutras do plasma tendem a amortecer essas oscilações. Dessa forma, para que a dinâmica colisional não seja predominante no sistema, é necessário que a frequência de oscilações do plasma seja muito maior que a frequência de colisão entre as partículas:

$$\nu_{pe} > \nu_{en} , \quad (2.7)$$

onde $\nu_{pe} = \omega_{pe}/2\pi$ é a frequência de plasma, e ν_{en} é a frequência de colisão entre os elétrons e as partículas neutras. Essa condição implica em um importante critério para definição de plasma, uma vez que a interação colisional entre os elétrons com as partículas neutras faz com que estas partículas entrem em equilíbrio entre si. Conseqüentemente, o sistema é conduzido ao equilíbrio termodinâmico.

Esse critério pode ser escrito também da seguinte forma:

$$\omega_{pe} \tau \gg 1, \quad (2.8)$$

onde $\tau = 1/\nu_{en}$ representa o tempo médio entre as colisões binárias.

Essa condição estabelece que os fenômenos ondulatórios que ocorrem no plasma devem ser caracterizados por um período de oscilação muito menor do que o intervalo de tempo típico de colisões.

Uma vez estabelecidos os critérios fundamentais de plasmas, podemos estudar a dinâmica desse sistema de acordo com as principais teorias: cinética e magnetohidrodinâmica (MHD). A distinção básica entre estas teorias está na formulação matemática envolvida nas equações que descrevem a evolução do sistema. A escolha da teoria a ser utilizada deve ser feita de acordo com as características do sistema e os fenômenos que se pretende estudar.

Como neste trabalho vamos estudar a interação entre as partículas do plasma e a evolução dos processos físicos relacionados à função distribuição de velocidades das partículas, a teoria adequada a ser aplicada é a Teoria Cinética de Plasmas. Esta teoria, descreve a dinâmica de evolução do plasma utilizando os métodos e conceitos da Mecânica Estatística em conjunto com as Equações de Maxwell, para obter uma descrição microscópica do plasma [43].

3 TEORIA CINÉTICA DE PLASMAS

Um sistema físico pode ser descrito a partir das posições e velocidades de cada partícula que compõe o sistema [44]. Para sistema composto por poucos elementos este método é usual e eficiente. Entretanto, para sistemas constituídos por muitos corpos, essa abordagem torna-se impraticável, tanto do ponto de vista analítico quanto do ponto de vista computacional.

Para descrever esses sistemas constituídos por muitos corpos, podemos utilizar uma função estatística que expressa a densidade de partículas, em um elemento de volume, dV , no espaço de fase. Esse elemento de volume é definido pelas coordenadas de posição (\mathbf{r}, \mathbf{v}) do espaço de fase. Esta função é chamada de função de distribuição de posições e velocidades, $f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, a qual fornece a densidade de probabilidade de encontrar uma partícula do tipo α , no entorno da posição \mathbf{r} , com uma velocidade \mathbf{v} , em um certo instante de tempo t . A evolução desta função de distribuição, em relação às coordenadas do espaço de fase (\mathbf{r}, \mathbf{v}) , e do tempo, t , sob a ação das forças atuando sobre o sistema considerando a dinâmica de colisão entre as partículas, é dada pela equação de Boltzmann [39]:

$$\frac{\partial f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \frac{\mathbf{F}}{m_\alpha} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \left[\frac{\delta f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\delta t} \right]_{coll}, \quad (3.1)$$

onde \mathbf{F} é a força resultante atuando no sistema, $\nabla_{\mathbf{r}}$ e $\nabla_{\mathbf{v}}$ são operadores diferenciais parciais com relação a \mathbf{r} e \mathbf{v} , respectivamente. O termo do lado direito representa os efeitos de colisões entre as partículas.

A descrição cinética dos plasmas segue a mesma lógica descrita acima, porém com uma ordem a mais de complexidade. Por serem constituídos de partículas dotadas de carga elétrica, mesmo em repouso, estas partículas são fontes de campo elétrico, podendo interagir simultaneamente com todas as demais cargas do sistema. Essa interação, influencia no deslocamento ou movimento das cargas, implicando na geração ou modificação de campos eletromagnéticos, que também influenciam na dinâmica de todas as demais partículas. Essa dinâmica complexa presente nos plasmas é caracterizada por um comportamento coletivo, auto-consistente de médio alcance e ocorre mesmo na ausência de campos externos. Dessa forma, o estado de um plasma ficaria completamente definido se, para cada partícula que compõe o sistema fossem determinadas as coordenadas de posição, velocidade e os valores dos campos médios em cada ponto para um certo instante de tempo [41]. Com essas informações, teoricamente seria possível montar um sistema de equações que descrevesse a evolução deste sistema. No entanto, essa abordagem é impraticável, devido a enorme quantidade de partículas que constituem um plasma.

A evolução deste tipo de sistema em nível macroscópico, dado pelas médias microscópicas das quantidades físicas que definem as partículas e os campos que compõem um plasma, é descrita pelo formalismo BBGKY (Bogolyubov, Born, Green, Kirkwood e Yvon). Nesse formalismo, as médias das funções microscópicas para as diferentes espécies de partículas presentes no plasma são chamadas de *momentos*. De forma que, a média da função de distribuição de velocidades (FDV) de uma espécie seja o primeiro momento, a média do produto entre as funções de duas espécies de partículas seja o segundo momento, e assim sucessivamente. Esses momentos incluem termos que correlacionam as diferentes espécies presentes no plasma e crescem em tamanho e complexidade conforme sejam considerados momentos de ordem mais alta [43]. Para calcular a equação de movimento, por exemplo, tomamos a média da FDV para determinada espécie. Ocorre que o primeiro momento dessa equação possui um termo que inclui o segundo momento e, se escrevermos a equação de movimento para o segundo momento, ela envolverá o terceiro momento, seguindo da mesma forma para todos os momentos de ordem maior. Assim, a complexidade na descrição macroscópica destes sistema constituídos por muitas partículas ainda é bastante significativa. A simplificação na hierarquia BBGKY, pode ser feita considerando determinadas aproximações, de forma que, seja possível truncar as equações em uma determinada ordem. Desse modo, obtém-se um sistema de equações que descreve as interações que ocorrem no plasma, de forma autoconsistente. A Equação (3.1) corresponde à primeira equação na hierarquia, mantendo-se a correlação entre duas partículas (colisões binárias).

A aproximação mais simples na cadeia de equações BBGKY, pode ser feita considerando um plasma quente e com baixa densidade, de forma que as correlações presentes na equação cinética que descreve a evolução temporal das partículas sejam de ordem zero [43]. Essa primeira aproximação na hierarquia BBGKY, desconsiderando as colisões binárias, resulta na chamada *Equação de Vlasov*:

$$\frac{\partial f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \frac{\mathbf{F}}{m_\alpha} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = 0 \quad , \quad (3.2)$$

que corresponde à Equação de Boltzmann, Eq.(3.1), desconsiderando o termo de colisão. Assim, a Equação (3.2), também é conhecida como *Equação de Boltzmann não colisional*.

O termo de força na Equação (3.2), é dado pela força de Lorentz, correspondente às interações eletromagnéticas entre as partículas do plasma, mais uma força externa que normalmente também é de natureza eletromagnética

$$\mathbf{F} = \sum_{\alpha} q_{\alpha} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)] + \mathbf{F}_{ext} \quad . \quad (3.3)$$

Substituindo a Equação (3.3), na Equação (3.2) e, desconsiderado a atuação de campos externos atuando no plasma, podemos escrever a Equação de Vlasov da seguinte forma:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_\alpha + \frac{q}{m_\alpha} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_\alpha = 0 . \quad (3.4)$$

Para simplificar a notação, omitimos as dependências em $\mathbf{r}, \mathbf{v}, t$ nas equações.

Os campos elétrico e magnético que aparecem na Equação (3.4), são descritos pelas Equações de Maxwell:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (3.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} , \quad (3.8)$$

onde as densidades de carga, ρ , e corrente, \mathbf{J} , em uma abordagem estatística, são expressas em termos da função de distribuição de velocidades das partículas:

$$\rho = \sum_{\alpha} q_{\alpha} n_{\alpha}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int_{\mathbf{v}} f_{\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3 v \quad (3.9)$$

$$\mathbf{J} = \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int_{\mathbf{v}} \mathbf{v} f_{\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3 v . \quad (3.10)$$

As equações apresentadas acima estão escritas no sistema internacional de unidades SI e, o sub-índice α que aparece nessas equações representa as diferentes espécies (íons e elétrons) que constituem o plasma.

A Equação (3.4), juntamente com as Equações (3.5) a (3.8), formam um conjunto completo e auto-consistente de equação acopladas, altamente não linear, denominado de *Sistema Vlasov-Maxwell* [43].

Esse sistema de equações é obtido desconsiderando o efeito de colisão entre as partículas do plasma. Com base nesse sistema, fica explícito que, embora as partículas do plasma não colidam fisicamente, elas interagem entre si à distância por meio dos campos eletromagnéticos, que são gerados e modificados pelos movimentos das próprias partículas que constituem o plasma [39].

3.1 Solução do Sistema Vlasov-Maxwell linearizado

O sistema de equações Vlasov-Maxwell pode ser aplicado ao estudo de diversos fenômenos ondulatórios que podem surgir nos plasmas. As oscilações em plasmas, devido à separação local de cargas e às conseqüentes forças restauradoras, foram discutidas pela primeira vez por Tonks e Langmuir, em 1929, no estudo de oscilações em descargas elétricas [39].

Oscilações de pequena amplitude, descritas por um sistema Vlasov-Maxwell podem ser descritas considerando uma aproximação perturbativa. Nessa aproximação considera-se que as quantidades perturbadas devem ser muito menores do que as quantidades no equilíbrio, isto é, $f = f_0 + f_1$, onde $f_1 \ll f_0$. Esse procedimento é denominado de *linearização das equações*¹, e, pode ser formulado de acordo com o tipo de sistema que se pretende analisar e os tipos de interações que se pretende considerar. A solução desse sistema linearizado para um caso particular, onde desconsidera-se a dinâmica dos íons e os campos eletromagnéticos externos, resulta na Equação (3.11) denominada *Relação de dispersão* [34]:

$$D(\mathbf{k}, \omega) \equiv 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \int d^3v \frac{\mathbf{k} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_0(\mathbf{v})}{(\mathbf{v} \cdot \mathbf{k} - \omega)} = 0, \quad (3.11)$$

onde, ω_{pe} é a frequência de plasma eletrônica, \mathbf{k} é o vetor de onda e ω a frequência angular das oscilações. As soluções que satisfazem a Equação (3.11), determinam os modos normais de oscilações que podem se propagar no plasma.

A equação acima apresenta uma singularidade no denominador do integrando, que dificulta a solução analítica uma vez que, nesse ponto, o integrando vai a infinito. Uma forma de resolver a integral da Eq. (3.11) foi sugerida por Landau em 1946. Nesse método, conhecido como *método de Landau*, as perturbações no plasma são tratadas como um problema de valor inicial. Esse procedimento requer que as expressões sejam escritas com o uso de uma transformada de Fourier no espaço e uma transformada de Laplace no tempo. Uma vez obtida as soluções no espaço recíproco, são realizadas as transformadas inversas. Para garantir a convergência da solução, o procedimento requer uma integração no plano complexo, seguindo um caminho de integração que fique à direita do ponto de singularidade do integrando [43].

Nesse procedimento considera-se que a frequência possui uma parte real e uma parte

¹Nesse procedimento realiza-se aproximações, na qual o produto entre as quantidades perturbadas podem ser desprezadas.

imaginária,

$$\omega = \omega_r + i \omega_i, \quad (3.12)$$

onde a parte real, determina a frequência do modo de oscilação que se propaga no plasma e a parte imaginária representa a taxa temporal de crescimento ou atenuação das ondas.

De acordo com a localização do ponto de singularidade no plano de integração, podemos caracterizar os efeitos da perturbação que está ocorrendo no sistema. Se o pólo estiver localizado na parte imaginária positiva do plano complexo, Fig. (3.1a), as oscilações originadas da perturbação são amplificadas, indicando a presença de instabilidades no sistema. Quando o polo está localizado exatamente no caminho de integração, Fig. (3.1b), a onda se propaga no plasma com frequência real. Por outro lado, se o polo estiver localizado na parte imaginária negativa do plano complexo, Fig. (3.1c), as oscilações que surgem no plasma são amortecidas [39, 43].

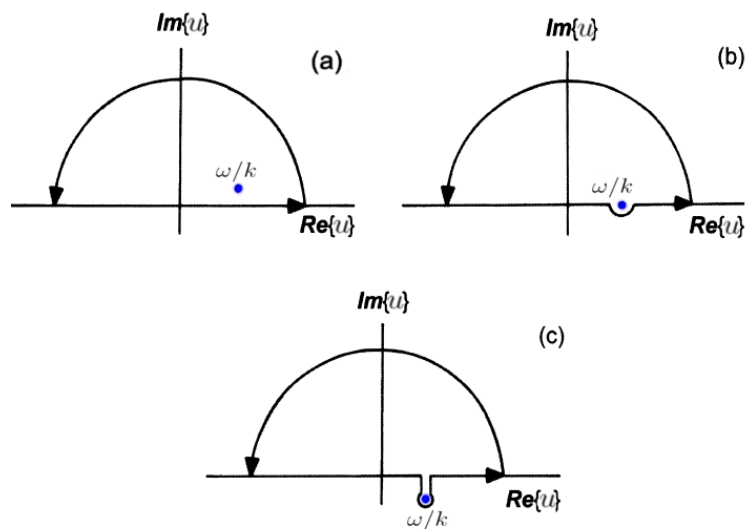


Figura 3.1 - Limite assintótico do contorno de Landau no plano complexo.

Fonte: Adaptada de J.A.Bittencourt. (2013) [39].

O amortecimento das oscilações no plasma, mesmo na ausência de colisões que dissipam energia, é conhecido como *amortecimento de Landau*. A explicação física do amortecimento de Landau pode ser pensada de acordo com as características do sistema. Se no sistema existem mais partículas com velocidades inferior à velocidade de fase da onda,

as oscilações serão amortecidas, uma vez que essas partículas serão aceleradas pela onda, ganhando energia da mesma. Caso contrário, se no sistema existe mais partículas com velocidades ligeiramente superiores à velocidade de fase da onda, as oscilações são amplificadas, uma vez que as partículas com velocidade maiores que a velocidade de fase da onda vão ceder energia para as ondas [39]. A amplificação das oscilações no plasma são caracterizadas por um aumento na amplitude do campo elétrico e resulta no surgimento de instabilidades no sistema. O processo de troca de energia entre as ondas e as partículas acontece via ressonância e ocorre até que o sistema atinja o estado de equilíbrio.

Para plasmas com FDV Maxwelliana, na qual a variação da FDV decresce com o aumento do módulo da velocidade

$$\frac{\partial f_0}{\partial v} < 0, \quad (3.13)$$

existem mais partículas com velocidade menor que a velocidade de fase das ondas, do que partículas com velocidade maior. Isso implica em uma perda de energia das ondas para as partículas. Logo, plasmas com distribuição de velocidades do tipo Maxwelliana não são propícios ao surgimento de instabilidades.

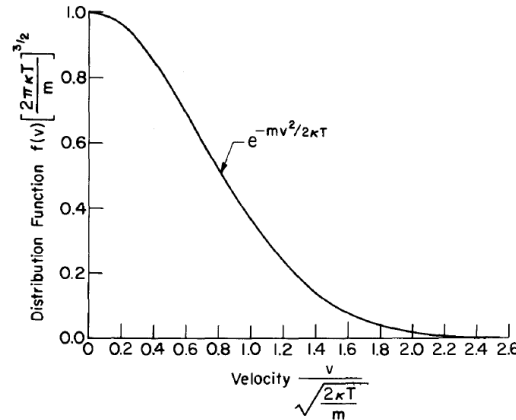


Figura 3.2 - Plasmas com função de distribuição de velocidades Maxwelliana. Existem mais partículas com velocidade menor que a velocidade de fase das ondas.

Fonte: Adaptada de Krall. (1973) [43].

Entretanto, quando adicionamos um feixe de elétrons na FDV, conforme ilustrado na Figura (3.3), formando uma região com derivada positiva na FDV, ocorre um efeito contrário ao amortecimento de Landau [34]. A presença da declividade positiva na dis-

tribuição de velocidades

$$\frac{\partial f_0}{\partial v} > 0, \quad (3.14)$$

indica que existem mais partículas no sistema com velocidade maior do que a velocidade de fase das ondas, que podem ceder energia para as ondas, amplificando as oscilações.

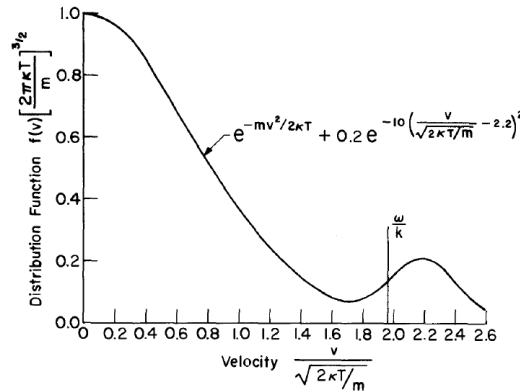


Figura 3.3 - Plasmas com feixe. Existem mais partículas com velocidade maior que a velocidade de fase das ondas, na região de velocidades do feixe.

Fonte: Adaptada de Krall. (1973) [43].

A interação das partículas do feixe com as ondas presentes no plasma, via ressonância, ocasiona o surgimento de instabilidades caracterizadas por um aumento significativo na amplitude dos campos elétricos e magnéticos e na forma tanto da distribuição do plasma de fundo quanto do feixe. Esse fenômeno é conhecido como instabilidade feixe-plasma (*bump-on-tail*). A troca de energia entre as ondas e as partículas continua até que o sistema atinja o estado de equilíbrio, que é caracterizado pela formação de um platô entre a função de distribuição do plasma ambiente e do feixe, conforme mostra a Figura 3.4 [43].

Os efeitos relacionados à interação onda-partícula e onda-onda tendem a aumentar de forma não linear, conforme as amplitudes das perturbações crescem, podendo levar à geração da chamada *Turbulência de Langmuir*, por meio de processos conhecidos como decaimento e espalhamento. Esse tipo de fenômeno é observado na natureza, por exemplo, associados às emissões de radiação solar do tipo II e do tipo III [45].

Podemos classificar os efeitos relacionados ao processo de interação entre o plasma ambiente e o feixe quanto à intensidade dos efeitos. Para o caso onde a não linearidade do processo é pequena, podemos empregar a teoria linear para descrever a propagação das ondas

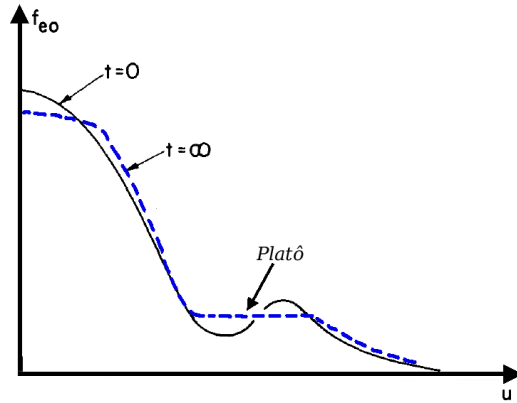


Figura 3.4 - Formação do platô entre as distribuições do plasma ambiente e do feixe. A região onde forma o platô é indicada na figura

Fonte: Adaptada de Krall. (1973) [43].

no plasma e a teoria não linear para descrever as interações entre os modos de oscilações que se propagam no plasma. Essa aproximação, na qual consideramos a não linearidade fraca, é descrita com o uso das equações da *Teoria de Turbulência Fraca* [31, 45, 46].

A teoria de turbulência fraca foi formulada, basicamente, entre os anos 1960 e 1980, majoritariamente, por cientistas da antiga União Soviética. Embora o formalismo dessa teoria seja bastante geral e em princípio possa ser aplicado a uma grande variedade de problemas, na prática é aplicado quase que exclusivamente a problemas de instabilidades decorrentes da interação feixe-plasma para caso onde o feixe é considerado de baixa densidade (tênue) em relação ao plasma de fundo [15].

A descrição numérica da interação feixe-plasma utilizando o formalismo da teoria de turbulência fraca, desconsiderando o efeito de colisões entre as partículas [47–50] mostram que os processos dominantes no início da interação são, basicamente, processos de interação onda-partícula, descritos pela aproximação quase linear da teoria de turbulência fraca. Nesse tipo de interação feixe-plasma ocorre predominante transferência de energia das partículas do feixe para as ondas. A saturação desse processo de troca de energia é caracterizado pela formação de um platô entre a região da distribuição do plasma e do feixe e a emissões de espectros com frequências bem definidas, denominados modos de plasmas.

Além das emissões dos espectros, os efeitos relacionados aos processos de interação onda-partícula não linear e onda-onda podem ser observados também no espaço de velocidades das partículas. Tal percepção está relacionada a uma “dispersão de velocidade” na função de distribuição e ao surgimento de elétrons supertérmicos na região da cauda da função

de distribuição de velocidades das partículas.

4 SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL EM FÍSICA DE PLASMAS

Tradicionalmente, o estudo de diversos fenômenos físicos é realizado através de modelos físico-matemáticos, tendo como base os resultados de observações e experimentos realizados em condições controladas. Com o advento dos computadores, uma terceira ferramenta, as simulações computacionais, passaram a auxiliar na descrição dos sistemas físicos. Nas simulações computacionais, o comportamento físico dos sistemas é reproduzido de acordo com um conjunto de equações baseadas em um modelo físico-matemático consistente e as variáveis físicas que são utilizadas para descrever o sistema são resolvidas por métodos numérico-matemáticos [51]. A vantagem dessa técnica é maximizada para sistemas complexos, onde existem grandes lacunas entre a teoria e experimento, além do baixo custo financeiro, quando comparado com determinados experimentos. Nas simulações, os resultados podem ser obtidos sem modificar o sistema, permitindo ainda a escolha dos efeitos a serem considerados durante a simulação. Portanto possibilitando a identificação do agente causador mais significativo [52].

Frequentemente, os códigos de simulação computacional aplicados em física dos plasmas são formulados com base em duas teorias: teoria cinética e teoria magnetohidrodinâmica (MHD). Nas simulações baseadas nos modelos MHD, o plasma é considerado como um fluido magnetizado podendo ser eletricamente carregado ou neutro e a descrição desse tipo de sistema é realizada através da solução das equações de fluido. Por sua vez, nas simulações baseadas na descrição cinética, considera-se a dinâmica microscópica das partículas dos plasmas com base na evolução espaço temporal da função de distribuição de velocidades. Em geral, nesse tipo de simulação as equações de Vlasov e Fokker-Planck são resolvidas numericamente. Outra forma de descrever o movimento individual das partículas do plasma, na abordagem cinética, pode ser realizada por meio das simulações por partículas. Nessa abordagem considera-se a dinâmica de interação entre as partículas que constituem o plasma sob a influência de campos eletromagnéticos, tanto aplicados externamente quanto gerados e modificados pelos movimentos das próprias partículas. Para o caso em que a descrição do sistema requer ambas as abordagens, tanto a descrição de fluido quanto a descrição cinética, os códigos mais indicados são os códigos híbridos [53]. A classificação dos tipos de códigos de acordo com as formulações que descrevem os plasmas é apresentada na Figura 4.1.

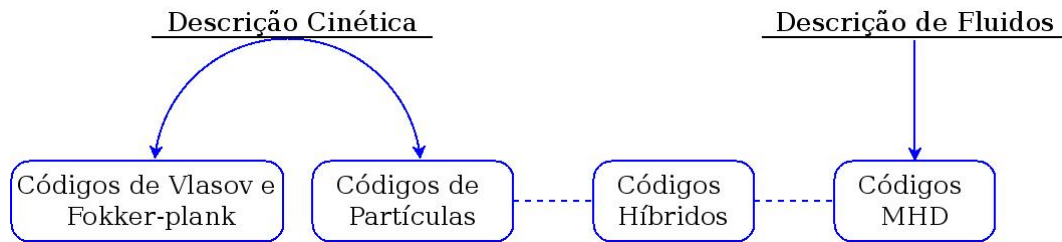


Figura 4.1 - Modelos de simulações computacionais em física de plasmas

Fonte: Adaptada de Birdisall et al. (1991) [53].

A escolha da formulação a ser implementada nos códigos de simulação deve ser feita de acordo com o tipo de sistema que se deseja simular e os tipos de fenômenos que se espera observar. Em plasmas espaciais esses critérios estão relacionados com as variações das escalas temporais e espaciais nos quais os fenômenos são observados, conforme indicado na Figura (4.2). Para simular fenômenos que ocorrem em grandes escalas espaciais e temporais, como por exemplo, a interação do vento solar com a magnetosfera terrestre, os modelos mais indicados são aqueles baseados na teoria MHD.

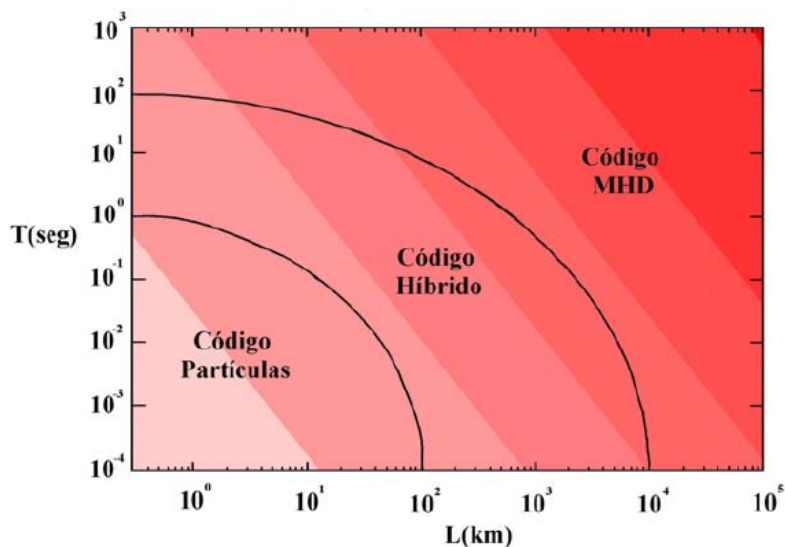


Figura 4.2 - Diagrama espaço-tempo que correlaciona os códigos de simulação com as dimensões espaciais e temporais dos fenômenos, baseados nos parâmetros observacionais da magnetosfera

Fonte: Adaptada de Winske e Omidi. (1996) [52].

As simulações de fenômenos que ocorrem em médias escalas, por exemplo, os choques não colisionais que ocorrem na região do arco de choque da magnetosfera terrestre, são

melhores descritos pelos códigos híbridos. Já as simulações cinéticas ou por partículas são mais utilizadas no estudo de fenômenos que ocorrem em pequenas escalas temporais e espaciais, como na aceleração local de elétrons e íons, emissão de ondas de rádio, entre outros [52].

Na próxima seção será apresentada detalhadamente a técnica de simulação PIC, que será utilizada para o desenvolvimento deste trabalho.

4.1 Simulação Por Partículas em Física de Plasmas

As simulações por partículas foram introduzidas no estudo dos fenômenos de física de plasmas pelos pesquisadores Oscar Buneman e John Dawson no final da década de cinquenta [53]. Desde então, sua aplicabilidade vem sendo utilizada para analisar diversos fenômenos físicos presentes nos plasmas de laboratórios e espaciais em diferentes regiões do espaço interplanetário, por exemplo, na magnetosfera da Terra e de outros planetas, no vento solar e na frente de choque dos planetas e cometas [52].

De maneira geral, antes de iniciar qualquer tipo de simulação é necessário definir as condições físicas do sistema, tais como, as condições iniciais, as condições de contorno, a geometria do sistema, o tipo de campo (eletrostático ou eletromagnético), e o tipo de plasma a ser simulado. No caso das simulações por partículas é necessário definir também o tipo de partículas (elétrons ou íons). Essas condições são mostradas na Figura 4.3.

Os modelos de simulação por partículas geralmente consistem em acompanhar a trajetória de um grande número de partículas sob a influência de campos eletromagnéticos produzidos pelos movimentos das próprias partículas do sistema e/ou campos aplicados externamente, resolvendo de forma auto-consistente as equações de Maxwell com base nos termos fontes, densidade de carga e corrente, os quais são gerados a partir das partículas que representam o plasma na simulação. Estabelecidas as condições físicas e as equações, o código evolui, conforme sequenciado na Figura 4.3, em um pequeno intervalo de tempo, Δt , denominado passo temporal. O processo descrito nesta figura consiste em mover as partículas, para coletar os termos fontes que são utilizados para calcular os campos. Uma vez obtidos os novos campos, as partículas podem ser movidas novamente para obtermos os termos fontes atualizados. Esse procedimento é repetido por vários passos temporais durante a simulação armazenando as informações do sistema [52, 54].

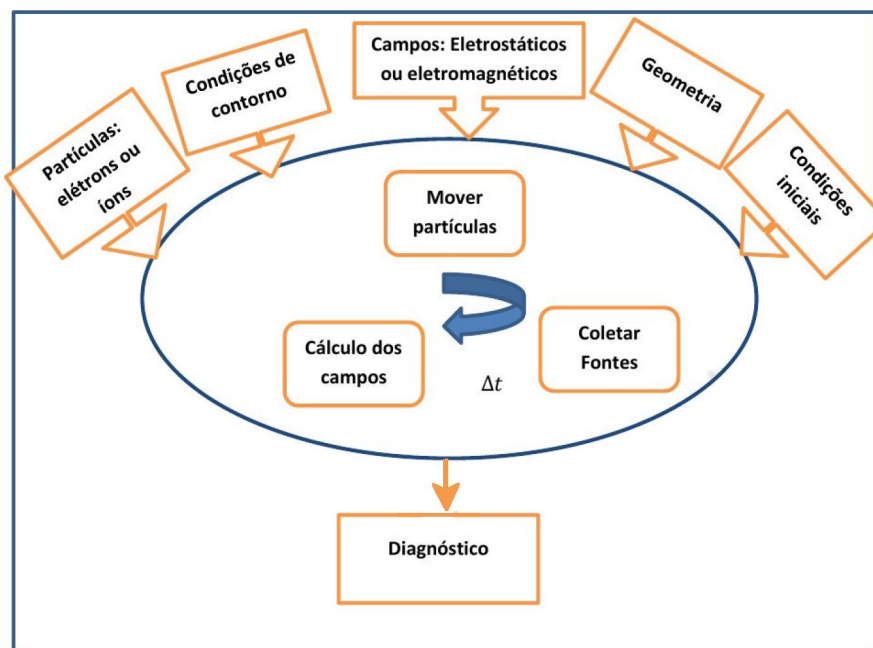


Figura 4.3 - Diagrama da configuração básica de um código de simulação por partícula e o ciclo da evolução de um passo temporal para obtenção dos diagnósticos.

Fonte: Adaptado de Abreu. (2015) [55].

Uma característica das simulações por partículas, frente aos outros modelos cinéticos, consiste no fato das equações serem resolvidas sem fazer aproximações físicas, ou seja, considerando a interação de todas as partículas do sistema. No entanto, o cálculo direto das forças entre todas as partículas que compõem um plasma acarreta num alto custo computacional, tanto em quantidade de operações realizadas por passo temporal quanto em tempo de simulação. Para contornar esse problema utiliza-se o conceito de grade espacial, que consiste em um artifício matemático utilizado para calcular os campos eletromagnéticos [53].

Nesse método, as partículas podem mover-se por toda a grade de simulação,¹ como em um sistema contínuo. Porém, os cálculos que determinam as interações entre as partículas são realizados nos pontos discretos da grade a partir dos campos, conforme esquematizado na Figura 4.4.

¹No caso unidimensional o movimento das partículas dentro da grade é limitado na direção do eixo x .

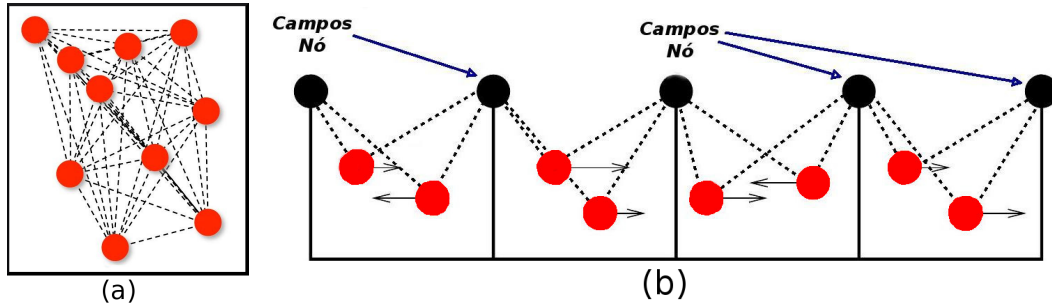


Figura 4.4 - Ilustração esquemática para mostrar qualitativamente a simplificação no número de operações ao introduzir o conceito de grade espacial discretizada, onde o cálculo direto das interações entre as partículas (a) é substituído pelo cálculo das interações entre as partículas-grade (b).

Da mesma forma que define-se uma grade espacial, faz-se necessário a definição de uma grade temporal para resolver as equações diferenciais e fazer a evolução temporal do sistema. Ambas as grades são artifícios matemáticos, não físicos. Porém, a configuração adequada das grades é o que garante que a física do sistema seja preservada e os diagnósticos sejam confiáveis [53]. Uma implicação direta do uso das grades é que as equações a serem resolvidas numericamente pelos códigos computacionais devem ser discretizadas. Existem diversas formas de discretizar as equações [56]. No código que utilizamos, as discretizações são centradas no espaço e no tempo (método da diferença finita centrada), preservando a simetria espaço-temporal [57].

4.2 Partículas Com Tamanho Finito - Superpartículas

Uma vez que os fenômenos físicos de interesse ocorrem em uma escala de tempo menor do que o tempo de relaxação do sistema, o modelo de simulação deve conter um método que garanta de forma eficiente a interação entre as partículas e que assegure a não ocorrência de colisões entre as partículas durante toda a simulação. Esta característica não colisional das partículas do plasma na simulação é satisfeita introduzindo o conceito de partículas com tamanho finito [51], usualmente chamadas de superpartículas.

As superpartículas foram inicialmente introduzidas para evitar flutuações estatísticas causadas por funções delta quando a distância entre as partículas na simulação se torna muito pequena [58]. Como as partículas no plasma são cargas puntiformes e interagem via potencial de Coulomb, a força repulsiva ou atrativa é intensificada à medida que as cargas se aproximam na simulação, atingindo uma singularidade quando a distância se torna muito pequena. Dessa forma, com o uso das superpartículas evita-se que o potencial de interação torne-se muito grande, uma vez que, as interações entre as partículas decrescem proporcionalmente à medida que as partículas se aproximam muito uma das outras dentro do sistema de simulação, conforme indicado na Figura 4.5 [51]. As partículas

de tamanho finito comportam-se como cargas pontuais para grandes distâncias (Fig.4.5a) até que suas superfícies começam a se sobrepor. Quando as partículas começam se sobrepor (Fig.4.5b), indicando que a distância entre elas na simulação está diminuindo, a área de sobreposição é neutralizada, não contribuindo para a força de interação entre as partículas. Para distâncias muito pequenas, quando as partículas se sobrepõem completamente (Fig.4.5c), a força de interação é nula [59].

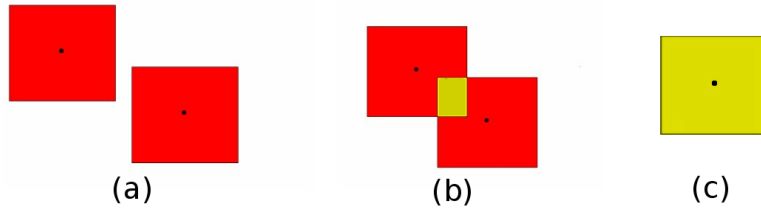


Figura 4.5 - Esquema da interação entre as partículas de tamanho finito nas simulações.

Fonte: Adaptada de Lapenta. (2006) [59]

Assim, para distâncias grandes entre as partículas o potencial de interação é o potencial de Coulomb, conforme mostra a Figura (4.6) e para distâncias muito pequenas o potencial de interação tende a se anular.

O uso da superpartícula influencia na relação entre as energias potenciais e cinéticas das partículas do plasma

$$\Gamma = \frac{\Phi_{pot}}{\Phi_{th}}, \quad (4.1)$$

onde $\Phi_{pot} = n_e^{1/3} e^2 / 4\pi\epsilon_0$ é a energia potencial elétrica média e $\Phi_{th} = k_B T$ é a energia térmica. Dessa forma, temos que o *parâmetro de acoplamento* Γ do plasma pode ser escrito como:

$$\Gamma = \frac{n_e^{1/3} e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T}. \quad (4.2)$$

Relembrando a definição do parâmetro g de plasma definido no Capítulo 2,

$$g = \frac{\Phi_{pot}}{\Phi_{th}} = \frac{n_e^{1/2} e^3}{(\epsilon_0 k_B T)^{3/2}}, \quad (4.3)$$

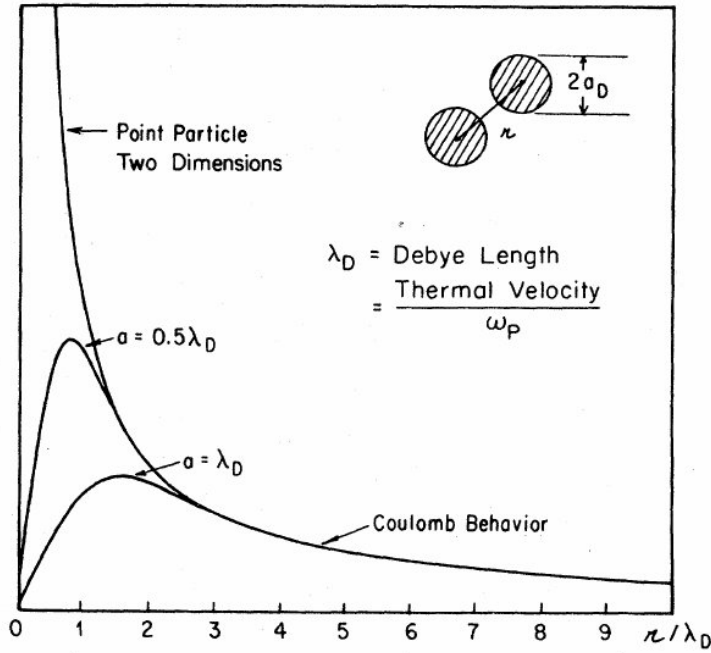


Figura 4.6 - Potencial de interação entre superpartículas.

Fonte: Dawson.(1983) [51]

obtemos uma relação entre o parâmetro Γ e o parâmetro g de plasma:

$$g \propto \Gamma^{3/2}. \quad (4.4)$$

Para um número muito grande de partículas dentro da esfera de Debye, o potencial térmico é predominante, fazendo com que a trajetória das partículas sejam pouco influenciadas pela presença das outras partículas, caracterizando o sistema como fracamente acoplado. Por outro lado, quando o parâmetro g de plasma é pequeno, $g \ll 1$, o potencial predominante na interação das partículas é o potencial eletrostático e a trajetória das partículas são fortemente acopladas [60]. Assim, para que as interações realísticas entre as partículas do plasma sejam reproduzidas na simulação utilizando o conceito de partículas com tamanho finito, é necessário que o tamanho das superpartículas seja da ordem do comprimento de Debye, $S \sim \lambda_D$, que também é dado na simulação pela razão entre a velocidade térmica das superpartículas e a frequência de plasma,

$$\lambda_D = \frac{v_{th}}{\omega_p}. \quad (4.5)$$

As superpartículas devem ser pensadas como uma função matemática que representa

muitas partículas do plasma real, podendo ser definida com diferentes formatos. A diferença fundamental entre as funções de formas das superpartículas é a maneira de acumular carga nos pontos da grade, a partir da posições das partículas dentro da célula [58]. A Figura 4.7 mostra os três formatos mais usuais em simulações.

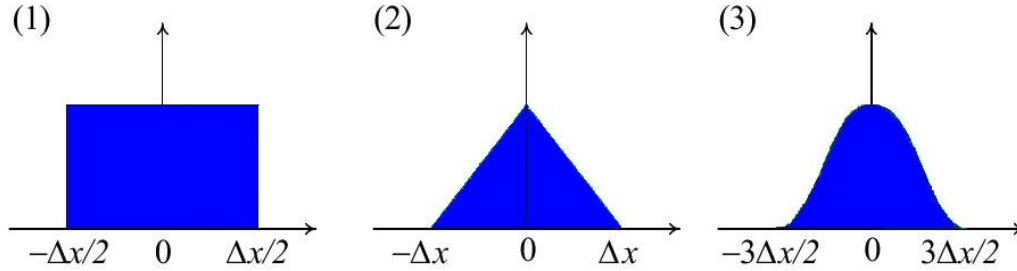


Figura 4.7 - Formas das superpartículas: (1) forma quadrada (2) forma triangular (3) forma Gaussiana.

Fonte: Adaptada de Birdsall et al. (1991) [53].

Como as superpartículas representam muitas partículas de um plasma real, consequentemente a carga e a massa de uma superpartícula é bem maior do que de uma partícula real do plasma. No entanto, as razões entre as densidades de carga, massa e energia são as mesmas das partículas reais do plasma, ou seja,

- Densidade de carga: $n_s Q_s = n_r Q_r$,
- Densidade de massa: $n_s m_s = n_r m_r$,
- Densidade de energia: $n_s k_B T_s = n_r k_B T_r$.

Onde os sub-índices s e r representam as superpartículas e as partículas reais do plasma, n , Q , m , k_B e T denotam as densidades numéricas, carga, massa, constante de Boltzmann e temperatura, respectivamente. Com essas quantidades conservadas, a maioria das propriedades físicas dos plasmas tais como: razão carga-massa, q/m , frequência de plasma, ω_p , frequência de cíclotron, Ω , comprimento de Debye, λ_D , e velocidade térmica, v_{th} , são mantidas idênticas durante a simulação e no plasma real [53, 58].

Como o tamanho das superpartículas é da ordem do comprimento de Debye, para que o critério de plasma (2.3), definido no Capítulo 2, seja satisfeito na simulação é necessário

definir um sistema com dimensões muito maiores do que o tamanho das superpartículas

$$L \gg S, \quad (4.6)$$

de forma que a configuração real do plasma seja reproduzida no sistema de simulação, e as superpartículas apresentem o mesmo comportamento das partículas reais do plasma [51].

4.3 Método de Distribuição das Densidades de Carga e Corrente nos Pontos da Grade

O cálculo das densidades de carga e corrente nos pontos da grade é realizado utilizando uma função que pondera a contribuição dessas quantidades nos pontos adjacentes da grade espacial de acordo com a posição das partículas dentro da célula. O valor calculado para estas quantidades é usado para obter os campos eletromagnéticos, que são utilizados para movimentar as partículas.

Um dos métodos de ponderação para a superpartícula é o ponto da grade mais próximo (*Nearest Grid Point - NGP*). Neste método, cada partícula dentro da célula contribui com um peso diferente para o cálculo das densidades de carga e corrente nos pontos adjacentes da grade de acordo com a posição que cada partícula está destes pontos. Outros métodos de ponderação são os métodos CIC (*Cloud-in-Cell*) e PIC (*Particle-in-Cell*). No método CIC, a posição das partículas é aproximada por uma nuvem na qual a posição das partículas determinam o seu centro. No método PIC, considera-se que cada partícula dentro da célula contribui com o mesmo peso para a determinação das densidades de carga e corrente nos pontos adjacentes da grade, independente da posição das partículas dentro da célula [53, 58, 61].

Em ambos os modelos o cálculo das densidades de cargas e correntes é realizado considerando a forma da superpartícula que pode ser quadrada, triangular ou Gaussiana como mostrado na seção anterior.

4.4 Código de Simulação - KEMPO 1D

Neste trabalho utilizamos o código de simulação eletromagnético unidimensional KEMPO 1D - *Kyoto univerty's ElectroMagnetic Particle cOde* - desenvolvido pelos pesquisadores Y. Omura e H. Matsumoto da universidade de Kyoto no Japão [38]. No código, é considerado um espaço de configuração unidimensional, isto é, apenas na direção x . Porém, são consideradas as três componentes da velocidade (v_x, v_y, v_z) e as três componentes dos campos elétrico, (E_x, E_y, E_z) , e magnético, (B_x, B_y, B_z) . As equações que descrevem o sistema são discretizadas utilizando o método de diferença finitas centrada, que pos-

sua boa acurácia com baixo custo computacional e a evolução temporal das quantidades calculadas é feita utilizando o método de integração *leap-frog*. O cálculo das densidades de carga e corrente nos pontos da grade espacial é realizado utilizando o método PIC (*Particle-in-Cell*), considerando a função de forma das superpartículas quadrada.

O ciclo de um passo temporal na simulação segue conforme sequenciado na Figura 4.8, onde os índices i representam as partículas e os índices j , os pontos na grade espacial.

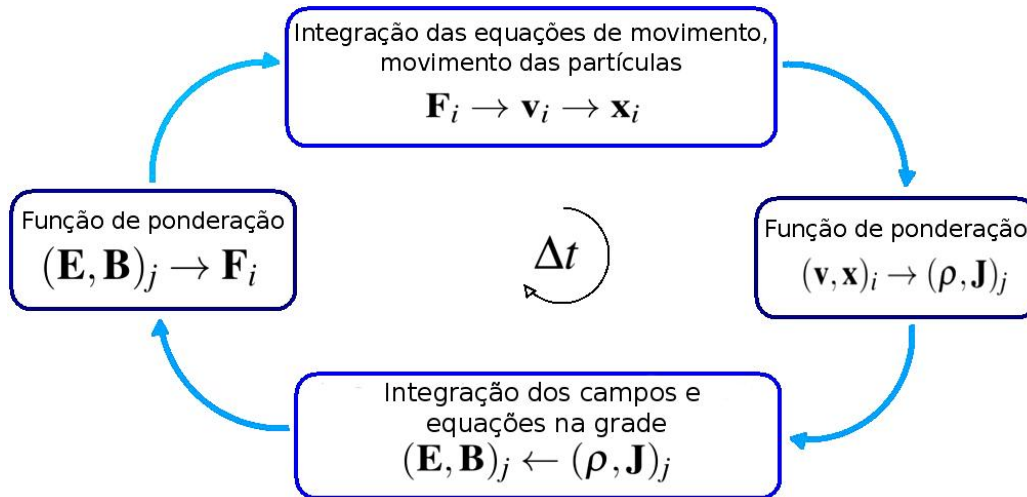


Figura 4.8 - Ciclo típico de um passo temporal na simulação.

Fonte: Adaptada de Birdsall et al. (1991) [53].

No início da simulação, a força (\mathbf{F}_i) atuando sobre cada partícula é calculada a partir dos valores dos campos elétrico e magnético, $(\mathbf{E}, \mathbf{B})_j$, obtidos nos pontos discretos da grade para que se possa avançar a posição, \mathbf{x}_i , e a velocidade, \mathbf{v}_i , das partículas. Com os valores das posições e velocidades das partículas obtém-se as densidades de carga e corrente, $(\rho, \mathbf{J})_j$, nos pontos da grade que são utilizados para calcular os valores dos campos neste mesmo ponto. A partir dos valores dos campos, calcula-se novamente a força que atua sobre as partículas para atualizar as posições e as velocidades e coletar os termos fontes. Esse ciclo segue durante toda a simulação [53].

4.5 Posição e Velocidade

A evolução das partículas no código é dada pelas equações de movimento de Newton-Lorentz, que calcula a posição, velocidade e a força atuando sobre as partículas

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} , \quad (4.7)$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v} , \quad (4.8)$$

$$\mathbf{F} = \frac{q}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) . \quad (4.9)$$

Aplicando o método de diferença finita centrada nas equações (4.7) e (4.8), obtemos a evolução temporal das posições e velocidades das partículas na simulação, que são conhecidas em tempos defasados por $\Delta t/2$, conforme mostra a Figura (4.9).

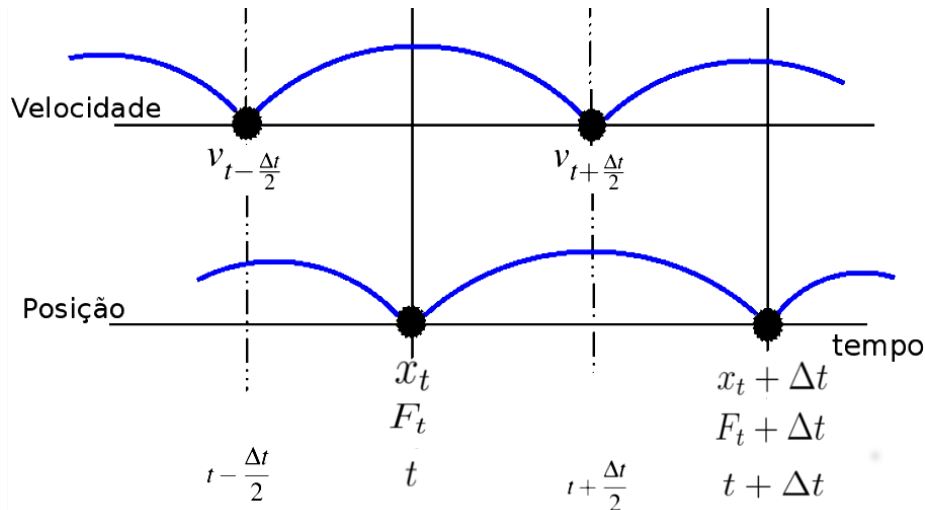


Figura 4.9 - Esquema do método de integração *leap-frog*.

Fonte: Adaptada de Birdisall et al. (1991) [53].

Esse método é conhecido como método de *leap-frog* e as equações discretizadas são:

$$m \frac{\mathbf{v}^{t+\Delta t/2} - \mathbf{v}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \mathbf{F}^t , \quad (4.10)$$

$$\frac{\mathbf{x}^{t+\Delta t} - \mathbf{x}^t}{\Delta t} = \mathbf{v}^{t+\Delta t/2} . \quad (4.11)$$

Como a força de Lorentz \mathbf{F}^t , também depende da nova velocidade $\mathbf{v}^{t+\Delta t/2}$, para resolver a Equação (4.11) é necessário resolver antes os passos abaixo, conhecido como método de Buneman-Boris [38]:

$$\mathbf{v}^- = \mathbf{v}^{t-\Delta t/2} + \left(\frac{q}{m}\right)_s \mathbf{E}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (4.12)$$

$$\mathbf{v}^0 = \mathbf{v}^- + \mathbf{v}^- \times \left(\frac{q}{m}\right)_s \mathbf{B}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (4.13)$$

$$\mathbf{v}^+ = \mathbf{v}^- + \frac{2}{1 + ((q/m)_s \mathbf{B}^t \Delta t/2)^2} \mathbf{v}^0 \times \mathbf{B}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (4.14)$$

$$\mathbf{v}^{t+\Delta t/2} = \mathbf{v}^+ + \left(\frac{q}{m}\right)_s \mathbf{E}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (4.15)$$

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

Esse método consiste em acelerar as partículas em meio passo temporal considerando apenas o campo elétrico, rotacionar sobre a influência do campo magnético e acelerar novamente em meio passo temporal [38, 53], conforme mostram os passos nas equações acima.

4.6 Campos Eletromagnéticos

Os campos elétrico e magnético são obtidos nos pontos discretos da grade espacial a partir das densidades de carga e corrente calculadas no mesmo ponto. Já as densidades de carga e corrente são calculadas a partir das velocidades e das posições das partículas. As equações usadas para calcular os campos são as equações de Maxwell:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (4.16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4.17)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (4.18)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (4.19)$$

O campo elétrico é calculado integrando no tempo a Equação (4.19), que para o caso unidimensional na forma discretizada é escrita como:

$$\frac{E_{x, i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{x, i+1/2}^t}{\Delta t} = -\frac{1}{\epsilon_0} J_{x, i+1/2}^{t+\Delta t/2} \quad (4.20)$$

$$\frac{E_{y, i+1}^{t+\Delta t} - E_{y, i+1}^t}{\Delta t} = -c^2 \frac{B_{z, i+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{z, i-1/2}^{t+\Delta t/2}}{\Delta x} - \frac{1}{\epsilon_0} J_{y, i+1}^{t+\Delta t} \quad (4.21)$$

$$\frac{E_{z, i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{z, i+1/2}^t}{\Delta t} = c^2 \frac{B_{y, i+1}^{t+\Delta t/2} - B_{y, i}^{t+\Delta t/2}}{\Delta x} - \frac{1}{\epsilon_0} J_{z, i+1/2}^{t+\Delta t/2}, \quad (4.22)$$

onde o índice subscrito representa o ponto na grade espacial e o índice sobrescrito a grade temporal

O campo magnético é calculado integrando no tempo a Equação (4.18), que para o caso unidimensional na forma discretizada é escrita como:

$$\frac{B_{y, i}^{t+\Delta t/2} - B_{y, i}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \frac{E_{z, i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{z, i-1/2}^{t+\Delta t}}{\Delta x} \quad (4.23)$$

$$\frac{B_{z, i+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{z, i+1/2}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = -\frac{E_{y, i+1}^{t+\Delta t} - E_{y, i}^{t+\Delta t}}{\Delta x}. \quad (4.24)$$

Devido à discretização das Equações (4.19) e (4.18), os campos elétrico e magnético são obtidos em instantes diferentes na grade temporal, defasados em $\Delta t/2$, e as componentes de \mathbf{B} , \mathbf{E} e \mathbf{J} são calculadas em pontos diferentes da grade espacial, conforme mostra a Figura 4.10.

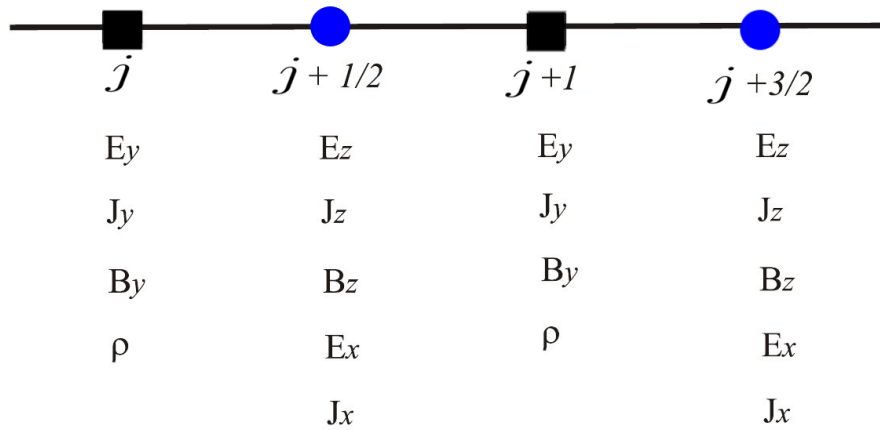


Figura 4.10 - Grade espacial utilizada no código, onde são calculadas as componentes dos campos, corrente e as densidades de carga das partículas.

Fonte: Adaptada de Omura. (1993) [38].

As componentes E_y , B_y , J_y e ρ são calculadas sobre as j -ésimas posições da grade espacial, $j\Delta x$ ($j = 1, 2, 3, \dots, nx$), enquanto que as componentes E_x , E_z , B_z , J_x e J_z são calculadas sobre os pontos intermediários, $(j + \frac{1}{2})\Delta x$ ($j = 1, 2, 3, \dots, nx$), onde Δx é o espaçamento na grade e nx é o número de pontos na grade de simulação. Esta configuração, definida para a grade espacial, facilita a interpolação no cálculo das equações discretizadas.

A componente x do campo magnético não aparece nas equações discretizadas pois as derivadas em relação à y e z são nulas, considerando o caso unidimensional. Porém, essa componente aparece como condição inicial dada pela Equação (4.17):

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 ,$$

que na forma unidimensional é dada por:

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = 0 . \quad (4.25)$$

Esta condição garante que durante toda a simulação a componente x do campo magnético seja constante no espaço.

Outra condição inicial é estabelecida pela Equação (4.16): considerando o caso unidimensional, a componente E_x do campo elétrico deve satisfazer a condição estabelecida pela equação

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon_0} . \quad (4.26)$$

4.7 Densidade de Carga

A densidade de carga é calculada a partir das superpartículas, sendo que no código KEMPO é utilizada a forma quadrada. Dessa forma, a função de ponderação para cada ponto na grade X_j pode ser escrita por:

$$S(x_i - X_j) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta x} \left(1 - \frac{|x_i - X_j|}{\Delta x} \right) & \text{se } |x_i - X_j| < \Delta x \\ 0 & \text{se } |x_i - X_j| \geq \Delta x, \end{cases} \quad (4.27)$$

e a densidade de carga sobre os pontos da grade, considerando a função de forma das superpartículas, Eq.(4.27), é dada por:

$$\rho_j = \sum_i q_i S(x_i - X_j) . \quad (4.28)$$

Como a carga total das superpartículas é igual à carga calculadas nos pontos da grade,

$$\sum_i q_i = \Delta x \sum_j \rho_j , \quad (4.29)$$

a Equação (4.28) satisfaz a conservação de cargas na simulação [62].

4.8 Densidade de Corrente

Nos mesmos pontos em que são calculadas as componentes do campo elétrico, também são calculadas as componentes da densidade de corrente elétrica. Assim, J_x e J_z são calculados nos pontos intermediários e J_y é calculada nos pontos inteiros da grade:

$$\mathbf{J} = (J_{x,j+1/2}, J_{y,j+1}, J_{z,j+1/2}) . \quad (4.30)$$

Porém, todas as componentes da densidade de corrente \mathbf{J} são calculadas num ponto semi-inteiro da grade temporal, conforme ilustrado na Figura 4.10.

As componentes J_y e J_z são calculadas a partir da função de ponderação, Eq. (4.27), considerando a velocidade da partícula:

$$J_{j+1/2}^{t+\Delta t/2} = \sum_i q_i v S(x_i - X_{j+1/2}) . \quad (4.31)$$

Como a componente J_y é calculada nos pontos intermediários da grade para calcular essa componente nos pontos inteiros, faz-se uma média entre os pontos intermediários:

$$J_{y,j+1} = \frac{J_{y,j-1/2} + J_{y,j+1/2}}{2} . \quad (4.32)$$

A componente J_x é calculada considerando a quantidade de carga que passa pelo ponto da grade em um intervalo Δt . Dessa forma, é necessário ter as informações da posição nos instantes t e $t + \Delta t$. Como essas informações são armazenadas simultaneamente pelo código, é necessário decompor a Equação (4.11) da seguinte forma:

$$x^{t+\Delta t/2} = x^t + v^{t+\Delta t/2} \frac{\Delta t}{2} , \quad (4.33)$$

$$x^{t+\Delta t} = x^{t+\Delta t/2} + v^{t+\Delta t/2} \frac{\Delta t}{2} . \quad (4.34)$$

Contudo, podem ocorrer dois casos distintos com relação ao cálculo da densidade de corrente de acordo com a posição da superpartícula dentro da célula nos instantes t e $t + \Delta t$, conforme mostra as Figuras 4.11 e 4.12.

No primeiro caso, ilustrado na Fig. 4.11, a posição da superpartícula, x_p^t , no instante t está dentro do domínio da célula X_j e no instante posterior, $t + \Delta t$, o centro da superpartícula avançou para a célula X_{j+1} . No entanto, uma parte da superpartícula ainda permanece no domínio da célula X_j . Dessa forma, a densidade de corrente que passa no ponto $X_{j+1/2}$ é dada pela quantidade de carga que passa por esse ponto durante um ciclo Δt . A quantidade de carga é apenas uma porção da carga total, conforme mostra a Fig. 4.11. Assim, a corrente no ponto $X_{x,j+1/2}$ é dada por:

$$J_{x,j+1/2}^{t+\Delta t/2} = \frac{q_A - q_B}{\Delta t}, \quad (4.35)$$

onde, $q_A = \frac{q(X_{j+1}-x_p^t)}{\Delta x}$, é a densidade linear de carga da superpartícula calculada no domínio da célula X_j no instante t e $q_B = \frac{q(x_p^{t+\Delta t}-X_{j+1})}{\Delta x}$ é a densidade linear de carga calculada num instante posterior $t + \Delta t$ no domínio da célula X_{j+1} . A diferença entre q_A e q_B fornece a quantidade de carga que passa por $X_{j+1/2}$ em um intervalo de tempo Δt .

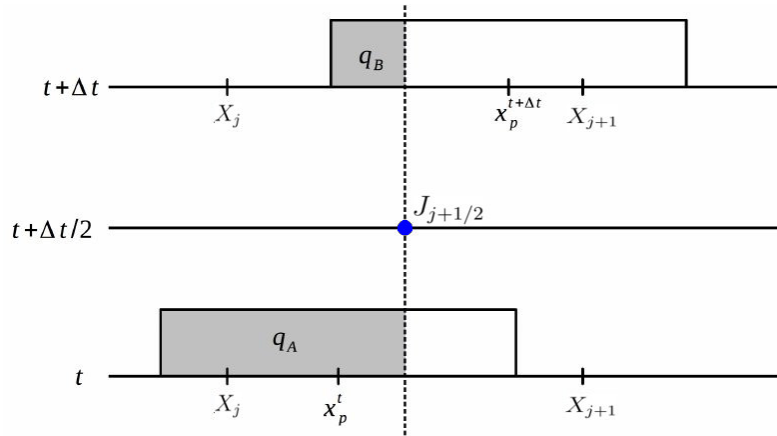


Figura 4.11 - Superpartículas no mesmo domínio da célula nos instantes t e $t + \Delta t$.

Fonte: Adaptada de Barbosa. (2016) [62].

No segundo caso, a posição inicial da superpartícula é a mesma do primeiro caso. No entanto, no instante $t + \Delta t$, ela passa para o domínio das duas células seguintes, X_{j+1} e X_{j+2} . Dessa forma, a quantidade de carga que passa pelo ponto da grade $X_{j+1/2}$ é a carga total da superpartícula. Assim, o cálculo da densidade de corrente é dado por:

$$J_{x,j+1/2}^{t+\Delta t/2} = \frac{q_A}{\Delta t}, \quad J_{x,j+3/2}^{t+\Delta t/2} = \frac{q_B}{\Delta t}, \quad (4.36)$$

conforme mostra a Figura 4.12.

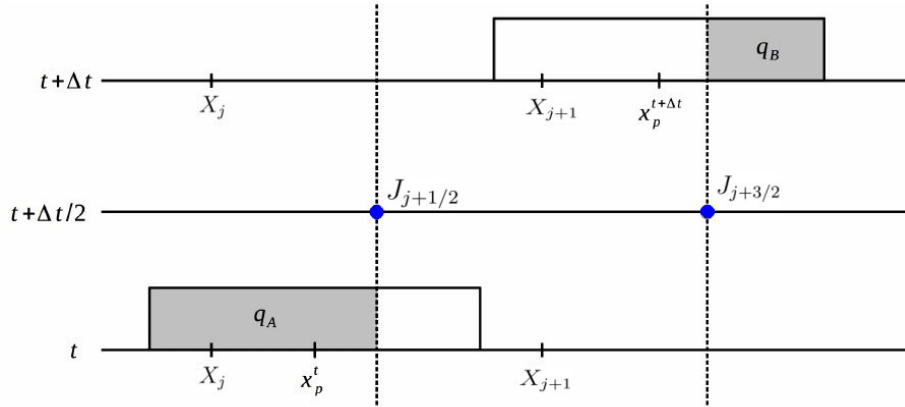


Figura 4.12 - Superpartículas em domínios diferentes dentro da célula.

Fonte: Adaptada de Barbosa. (2016) [62].

A componente J_x da densidade de corrente deve ainda satisfazer a Equação da continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0, \quad (4.37)$$

que na forma discretizada é dada por:

$$\frac{\rho_j^{t+\Delta t} - \rho_j^t}{\Delta t} = - \frac{J_{x,j+1/2}^{t+\Delta t} - J_{x,j-1/2}^{t+\Delta t}}{\Delta x}. \quad (4.38)$$

4.9 Ciclo de Simulação em um Passo Temporal

A grade temporal é dividida em pontos inteiros e pontos intermediários, uma vez que a evolução das posições, velocidades e campos são calculados em instantes diferentes na simulação. Os pontos inteiros na grade temporal são determinados por t e os pontos

intermediários por $t + \Delta t/2$, conforme mostra a Figura 4.13. O campo elétrico é calculado em passos temporais inteiros, t , e o campo magnético em passos temporais intermediários, $t + \Delta t/2$. No entanto, o avanço de um passo temporal para o campo magnético é realizado em dois passos intermediários. Logo após o primeiro passo, seu valor é atualizado para avançar a posição das partículas. De forma análoga ao cálculo dos campos, a posição e a velocidade são calculadas em passos defasados. A posição \mathbf{x} é calculada nos pontos inteiros da grade temporal, enquanto que a velocidade \mathbf{v} é obtida nos pontos intermediários da grade. A posição é avançada duas vezes a cada passo temporal, com um meio passo para calcular a densidade de corrente, que é calculada durante o passo intermediário da grade temporal. A densidade de corrente é calculada a partir da velocidade e da posição das partículas. A densidade de carga é calculada nos pontos inteiros da grade e é utilizada para obter o campo elétrico. Esse processo se repete quantas vezes for necessário durante toda a simulação. A evolução temporal de todas as quantidades é realizada seguindo o método *leap-frog*.

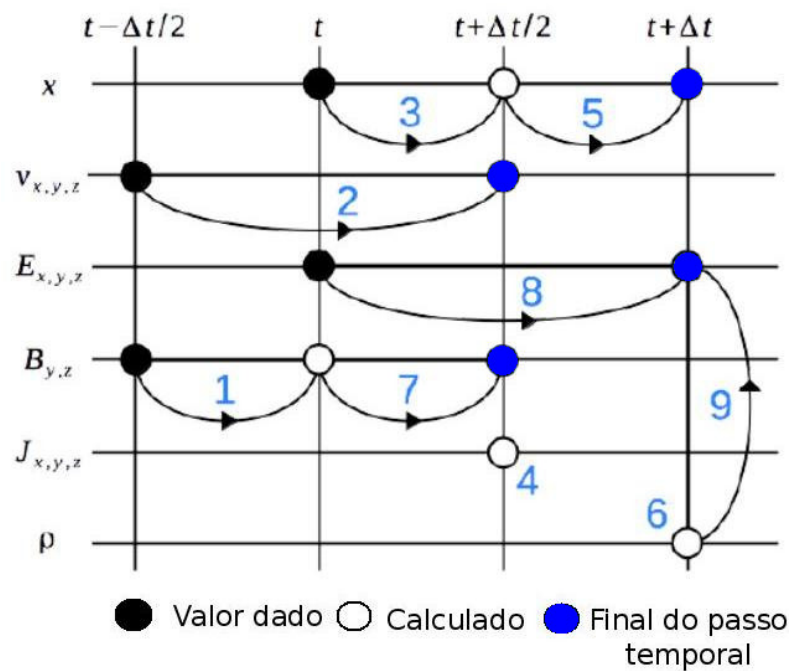


Figura 4.13 - Evolução temporal das quantidades físicas de acordo com a sequência calculada no código a cada passo temporal na simulação

Fonte: Adaptada de Barbosa. (2016) [62].

4.10 Condições de Estabilidade Devido à Discretização Espacial e Temporal

As grades temporal e espacial podem introduzir um falso comportamento físico no sistema. Para minimizar as instabilidades numéricas e físicas durante a simulação deve-se configurar adequadamente a geometria (grades) e os parâmetros físicos do plasma a ser simulado [53]. No caso unidimensional, a grade de simulação possui um comprimento L dividido em n_x intervalos com tamanhos Δx , denominado células, onde as superpartículas são distribuídas, conforme ilustra a Figura 4.14.

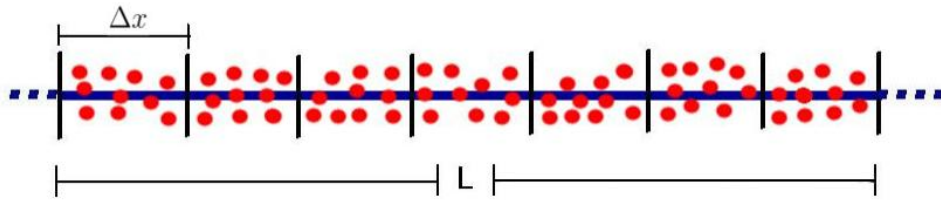


Figura 4.14 - Grade de simulação unidimensional

Uma das especificações com relação ao comprimento da grade espacial foi definida na Seção 4.2 e está relacionada com o uso das partículas com tamanho finito na simulação, $L \gg S$. Outra condição estabelecida faz referência ao espaçamento na grade (tamanho das células), Δx , que deve ter dimensões que varie até três comprimentos de Debye

$$\Delta x \leq 3 \lambda_D , \quad (4.39)$$

para evitar instabilidades numéricas na simulação [58]. Esta condição assegura que as contribuições locais das cargas dentro de uma célula são computadas apenas nos pontos da grade (nó) que distam da ordem de λ_D . De forma que o efeito da blindagem de Debye, definida no Capítulo 2, seja preservado durante a simulação [63].

Devido à discretização espacial e temporal, as quantidades contínuas são calculadas como quantidades discretas. Com isso as características da relação de dispersão são modificadas. A frequência das oscilações, ω , e o número de onda, k , são substituídos por $\Omega = \sin(\omega\Delta t/2)$ e $K = \sin(k\Delta x/2)$, respectivamente, de forma que a relação de dispersão para uma onda eletromagnética real, $D(\omega, k)$ é modificada para $D(\Omega, K)$ [38, 58]. Para assegurar que o domínio de dependência da equação da onda esteja totalmente contido no domínio de dependência do método numérico, a condição de Courant-Fredericks-Lewy [38] (CFL) deve ser satisfeita

$$c \Delta t < \Delta x , \quad (4.40)$$

onde c é a velocidade da luz. Esta condição, da forma como está escrita acima, surge naturalmente quando discretizamos a relação de dispersão de uma onda eletromagnética plana se propagando no vácuo [38].

Na simulação, a condição (CFL) garante que a distância percorrida pelas partículas com velocidade máxima, v_{max} , em um passo temporal, Δt , não seja maior do que um espaçamento na grade, Δx ,

$$v_{max} \Delta t < \Delta x . \quad (4.41)$$

A escolha do tamanho do passo temporal, Δt , na simulação deve ser sempre o menor valor possível, de forma que exista estabilidade numérica na solução das equações [38, 58].

5 RESULTADO DAS SIMULAÇÕES

Neste capítulo são apresentados os parâmetros e os resultados para os sistemas que simulamos, com o objetivo principal de analisar a evolução espaço-temporal da função de distribuição de velocidades para um sistema feixe-plasma, bem como os mecanismos de interação responsáveis pela aceleração dos elétrons que compõem a cauda supertérmica na FDV. Os parâmetros definidos nas simulações não representam eventos localizados, uma vez que o objetivo é analisar o comportamento geral desse tipo de interação.

Para realizar as simulações consideramos um plasma ambiente estacionário sobre o qual é inserido um feixe de elétrons energéticos com velocidade de deriva não nula. Em ambos os casos que simulamos, tanto o plasma ambiente quanto o feixe são inicialmente representados por uma função de distribuição Maxwelliana. As partículas¹ que compõem o sistema feixe-plasma são distribuídas sobre uma grade espacial de comprimento L discretizada com espaçamento Δx . No código, as dimensões de comprimento são normalizadas pelo comprimento de Debye, λ_{De} , definido pela razão entre a velocidade térmica, $v_{the} = (2k_B T_e / m_e)^{1/2}$, e a frequência de plasma dos elétrons, $\omega_{pe} = (n_e e^2 / \varepsilon_0 m_e)^{1/2}$. As frequências são normalizadas pela frequência de plasma dos elétrons, ω_{pe} , e as velocidades pela velocidade da luz, c .

Os sistemas feixe-plasmas são propícios ao surgimento de instabilidades devido à presença de uma região com derivada positiva na FDV do feixe conforme ilustrado na Figura 3.3 [34]. As instabilidades são ocasionadas através dos processos de interação onda-partícula linear e não linear que ocorrem via ressonância, e envolvem geração e amplificação de ondas eletrostáticas de alta frequência, devido a troca de energia entre as ondas e as partículas que possuem velocidades próximas à velocidade de fase das ondas. Essa troca recíproca de energia entre as ondas e as partículas permanece até o sistema atingir o estado de equilíbrio estacionário [34, 43].

Uma forma de classificar os efeitos não lineares que podem surgir destas interações é quanto à intensidade destes. Para o caso onde a não linearidade é fraca, podemos utilizar o formalismo da teoria de turbulência fraca para descrever as interações do sistema [31, 45, 46]. Essa teoria pode ser descrita em termos das interações onda-partícula quase linear e onda-partícula e onda-onda não linear.

Quando o crescimento das oscilações é lento, de forma que as interações entre os modos que se propagam no plasma podem ser desconsiderados, utilizamos como uma primeira aproximação a teoria quase linear. Nesse caso, a propagação das oscilações no plasma

¹Na simulação as partículas possuem tamanho finito e representam muitas partículas reais do plasma, conforme definido na Seção 4.2.

é linear e os efeitos das oscilações sobre a FDV de equilíbrio é não linear [34]. Para o caso no qual são considerados efeitos não lineares de ordem mais alta, relacionados às interações onda-partícula e onda-onda não linear, o limite da teoria de turbulência fraca é assegurado supondo que densidade de energia associada às flutuações dos campos eletromagnéticos perturbativos é pequena comparada com a densidade de energia cinética das partículas [34, 35, 43]. Isso implica que o crescimento das oscilações ainda é relativamente lento (menos lento que no caso puramente quase linear). Nesse regime de instabilidades podem ocorrer também emissões de ondas eletromagnéticas devido aos processos de decaimento e espalhamento (induzido e espontâneo) de ondas culminando na chamada turbulência de Langmuir.

Essas interações desempenham um papel fundamental na aceleração dos elétrons até altos níveis de energia. Nesse regime de energia pode surgir na FDV dos elétrons uma população de partículas mais energética, formando uma cauda supertérmica na FDV que difere das Maxwellianas, sendo melhor representada pelas funções de distribuição do tipo capa [15].

As simulações são realizadas utilizando o método de simulação por partículas PIC (*Particle-in-cell*) que descreve de forma realística o comportamento das partículas do plasma, considerando o efeito discreto das partículas na simulação [28].

5.1 Simulações Computacionais

Primeiro caso

Para o primeiro caso simulado, o plasma ambiente é representado na simulação por 2400 partículas por ponto na grade e o feixe por 1200 partículas por ponto na grade, totalizando 7372800 partículas no sistema de simulação. A grade de simulação possui um comprimento de $L = 2048\lambda_{De}$ discretizada com espaçamento $\Delta x = 1\lambda_{De}$. A simulação foi realizada durante 1048576 passos temporais, onde cada passo é dado por $\Delta t = 0,02\omega_{pe}^{-1}$, de forma que o processo de interação evoluiu até $\omega_{pe}t = 20971,52$ períodos de plasmas.

Na simulação as quantidades físicas são normalizadas pelos parâmetros do plasma ambiente e são definidas pela razão entre as quantidades. Para este caso definimos um feixe de elétrons com 1% da densidade do plasma ambiente, de forma que a razão entre as densidades de partículas do feixe, n_b , e do plasma ambiente, n_e , calculada a partir da frequência de plasma na simulação é definida como $\rho = 0,01$.

No código, as densidades de partículas do feixe, n_b , e do plasma ambiente, n_e , são calcu-

adas a partir da frequência de plasma,

$$\omega_{pb} = \left(\frac{n_b e^2}{m_e \varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (5.1)$$

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0} \right)^{1/2}, \quad (5.2)$$

onde ω_{pb} e ω_{pe} são as frequências de plasma do feixe e do plasma ambiente, respectivamente. Dessa forma, a relação entre as densidades de partículas do feixe e do plasma ambiente pode ser escrita como:

$$n_b = \rho n_e, \quad (5.3)$$

onde ρ representa a relação entre as densidades do feixe e do plasma ambiente.

Substituindo (5.3) em (5.1) obtemos,

$$\omega_{pb} = \omega_{pe} \sqrt{\rho}, \quad (5.4)$$

a relação entre as densidades escrita em termos da frequência de plasma. Esta relação evidencia que as densidades de partículas utilizadas nos cálculos não possuem uma relação direta com a quantidade de superpartículas.

Consideramos os elétrons com velocidade térmica dada por $v_{the} = 0,025c$, e a razão entre a velocidade de deriva do feixe, v_d , e a velocidade térmica como $v_d/v_{the} = 5,0$. Ambos, feixe e plasma, possuem as mesmas temperaturas, de forma que a razão entre a temperatura do feixe, T_b , e do plasma ambiente, T_e , seja definida como $T_b/T_e = 1$. Neste caso, o íons participam apenas para garantir a neutralidade de cargas do sistema, sendo sua dinâmica desconsiderada durante a simulação.

A evolução espaço-temporal da FDV para o sistema descrito acima é apresentada na Figura 5.1, a qual, mostra a variação da FDV $f(v_x)$ das partículas em relação à componente v_x das velocidades, normalizadas na simulação pela velocidade térmica, v_{the} . No instante inicial, $\omega_{pe}t = 0,0$, da simulação tanto o feixe quanto o plasma ambiente possuem distribuições de velocidades Maxwellianas, representadas pela linha de cor preta. O plasma ambiente é representado pela distribuição centralizada em $v_x/v_{the} = 0$ e o feixe pela distribuição centralizada na velocidade de deriva $v_x/v_{the} = 5,0$. Os estágios intermediários da simulação são apresentados em diferentes escalas de cores para os instantes $\omega_{pe}t = 327,68$, $\omega_{pe}t = 2621,44$, $\omega_{pe}t = 5242,88$, $\omega_{pe}t = 10485,76$, $\omega_{pe}t = 16384,0$ períodos de plasma, e a FDV ao final da simulação, $\omega_{pe}t = 20643,84$, representada pela linha em

azul.

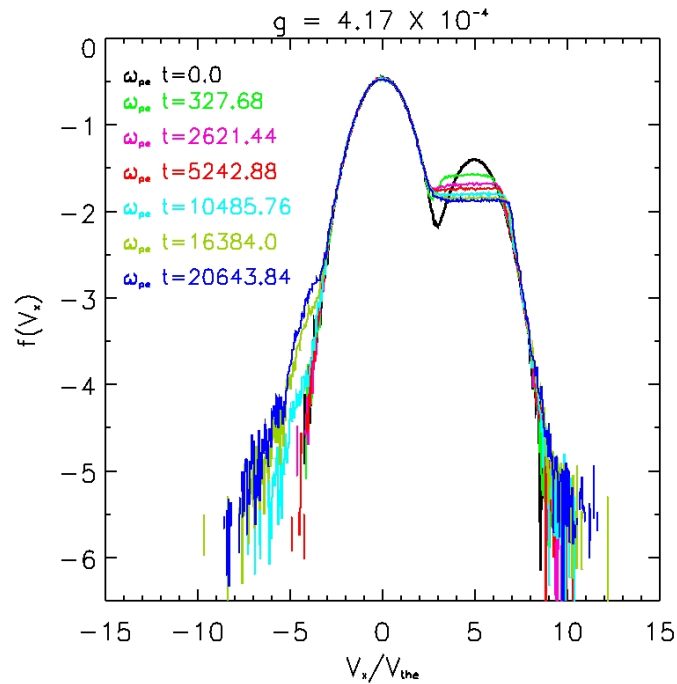


Figura 5.1 - Evolução da FDV da interação feixe-plasma mostrando o comportamento da FDV para diferentes estágios da simulação (escala logarítmica). As cores representam os diferentes instantes de tempo.

A partir da Figura 5.1, observa-se o surgimento de uma população de partículas mais energéticas presentes na região da cauda da FDV. Esse comportamento é previsto pelos resultados analíticos, conforme mostrado nas referências [15, 28] e apresentam uma configuração semelhante às distribuições de partículas supertérmicas detectadas, *in situ*, nos dados observacionais [7, 11].

A formação do platô entre a FDV do plasma ambiente e a FDV do feixe ocorre em aproximadamente $\omega_{pe}t \approx 2621,44$ períodos de plasma (representado pela cor rosa). Esse fenômeno é previsto pela teoria quase linear e está relacionado com a troca de energia entre as partículas ressonantes e as ondas presentes no plasma.

Um tópico importante a ser mencionado na aproximação quase linear são as leis de conservação. De acordo com essa teoria, o número de partículas, a quantidade de movimento e a soma da energia cinética das partículas com a energia das ondas são conservados [34, 43]. No entanto, para um melhor entendimento do comportamento das partículas nesses sis-

temas, se faz necessário distinguir as partículas entre ressonantes e não ressonantes, de forma que a variação temporal da energia cinética associada às partículas, E_p , seja dada pela soma da variação temporal da energia associada as partículas ressonantes, E_{pr} , com as partículas não ressonantes, E_{pnr} ,

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = \frac{\partial E_{pr}}{\partial t} + \frac{\partial E_{pnr}}{\partial t}. \quad (5.5)$$

Para um plasma Maxwelliano unidimensional, considerando que o modo de propagação seja dado pelo modo de Langmuir, a variação da energia cinética das partículas ressonantes é dada por

$$\frac{\partial E_{pr}}{\partial t} = -2 \frac{\partial E_\omega}{\partial t}, \quad (5.6)$$

onde E_ω representa a energia das ondas [34, 43, 64]. Isso implica que as partículas ressonantes do plasma ganham duas vezes a energia perdida pelas ondas. A energia cinética das partículas (ressonantes e não ressonantes) somada à anergia das ondas é conservada, assim, as partículas não ressonantes deveriam trocar energia com as partículas ressonantes. No entanto, substituindo a Equação (5.6) na Equação (5.5) e lembrando que a soma da energia cinética das partículas e a energia das ondas se conservam,

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_p}{\partial t} + \frac{\partial E_\omega}{\partial t} &= 0 & (5.7) \\ -\frac{\partial E_\omega}{\partial t} &= -2 \frac{\partial E_\omega}{\partial t} + \frac{\partial E_{pnr}}{\partial t} \\ \frac{\partial E_{pnr}}{\partial t} &= \frac{\partial E_\omega}{\partial t}, & (5.8) \end{aligned}$$

obtemos que o aumento/decrécimo na energia das partículas não ressonantes está associado com o aumento/decrécimo na energia das ondas, de forma que a perda/ganho de energia das partículas não ressonantes e das ondas ocorrem às custas/benefícios das partículas ressonantes [34, 43, 64].

O número de partículas ressonantes e não ressonantes é conservado. No entanto, a Equação (5.6) mostra que a energia das partículas ressonantes não é conservada, e pode trocar energia com as ondas. Essa variação na energia das partículas ressonantes, sem alterar o número de partículas só é viável se o número de partículas ressonantes com velocidades um pouco maior, $v \approx (\omega/k)_+$, e um pouco menor, $v \approx (\omega/k)_-$, que a velocidade de fase das ondas, ω/k , variar na mesma proporção. Assim, o produto do aumento do número de partículas com velocidades pouco menores que a velocidade de fase das ondas, com a diminuição no número de partículas com velocidade um pouco maiores que a velocidade de fase das ondas, nivela e forma o platô [43, 64].

Dessa forma, os resultados mostram que até a formação do platô (Fig.5.1) ocorre predominantemente transferência de energia das partículas ressonantes para as ondas, intensificando a amplitude das oscilações. Esse comportamento é caracterizado por um aumento na energia das ondas (energia elétrica) e um decréscimo na energia cinética das partículas, conforme mostra a Figura 5.2. Para melhor visualização dos instantes que ocorrem maiores variações nas energias elétrica e cinética apresentamos na Figura 5.2 a evolução temporal destas energias até $\omega_{pe}t \approx 2500$.

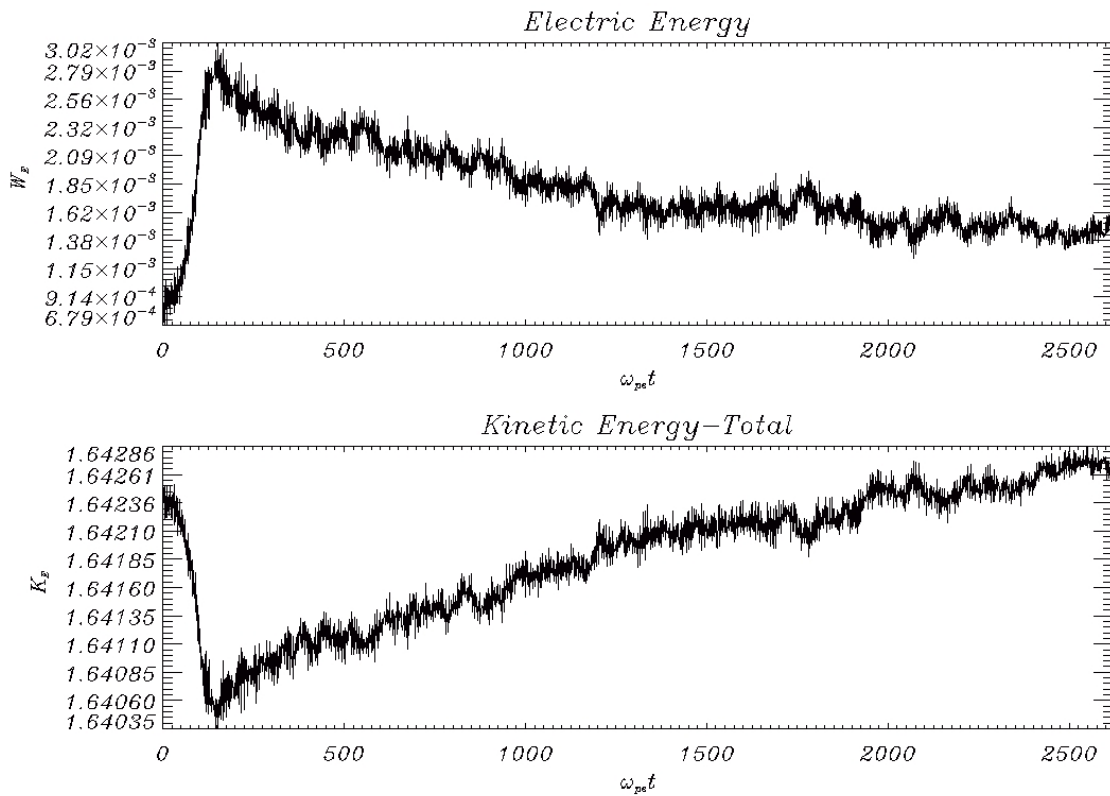


Figura 5.2 - Evolução temporal das energias elétrica e cinética total (partículas ressonantes e não ressonantes) até $\omega_{pe}t \approx 2500$.

A evolução temporal de todas as energias do sistema: elétrica, magnética, cinética total (soma das energias cinética das partículas ressonantes e não ressonantes) e energia total são apresentadas na Figura 5.3.

A partir da Figura 5.3, observa-se que a energia elétrica cresce até atingir um pico com energia $W_E = 3,024 \times 10^{-3}$ em $\omega_{pe}t = 153,6$, com uma taxa de crescimento $\gamma_{W_E} = 8,891 \times 10^{-3}$ e então, começa diminuir, tornando-se praticamente estável a partir de $\omega_{pe}t \approx 6800,64$. Do instante inicial da simulação a $\omega_{pe}t = 153,6$, a energia elétrica teve uma variação de 289,04%, e de $\omega_{pe}t = 153,6$ à $\omega_{pe}t = 6800,64$ teve um decréscimo de 57,68%,

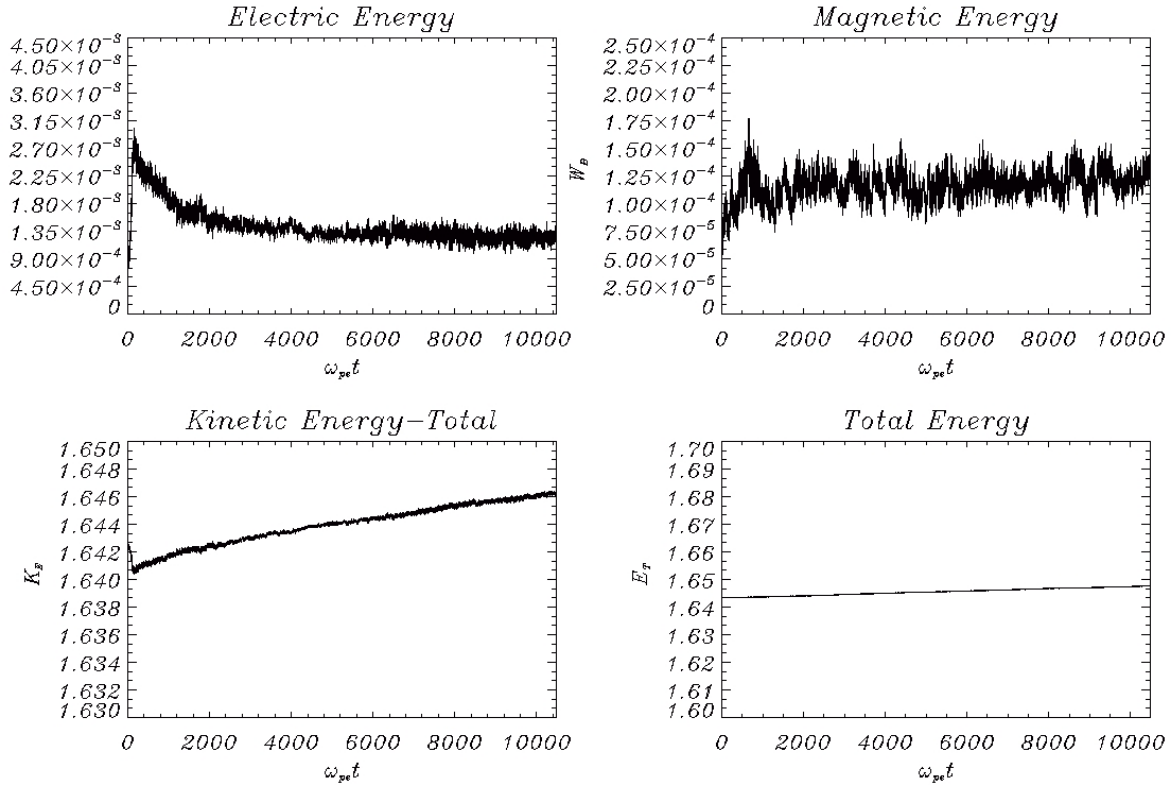


Figura 5.3 - Evolução temporal das energias elétrica, magnética, cinética total (partículas ressonantes e não ressonantes) e energia total.

em relação ao pico máximo, de forma que a variação total da energia elétrica até $\omega_{pe}t = 6800,64$ foi de 64,62%. Durante o intervalo de crescimento da energia elétrica, a energia cinética das partículas decresce 0,131% coincidindo com um valor mínimo em $\omega_{pe}t = 153,6$. A partir deste instante, a energia das partículas aumenta 0,268% de forma que a variação total da energia cinética até $\omega_{pe}t = 6800,64$ é de 0,138%. A energia magnética apresenta um pequeno crescimento de 4,33% e a energia total (soma das energias elétrica, magnética e cinética) apresenta uma pequena variação, que é comum para simulações PIC de longa duração.

De acordo com a teoria de turbulência fraca, após o saturamento do processo de interação onda-partícula quase linear (formação do platô), os processos de interação onda-partícula não lineares começam ganhar importância [34, 35]. Portanto, mesmo após a formação do platô continuam existindo partículas no sistema que podem entrar em ressonância com as ondas. No entanto, nas simulações PIC, a partir do instante da formação do platô não é possível fazer afirmações acerca dos processos de interações predominantes, uma vez que o crescimento da instabilidade numérica pode comprometer a acurácia das afirmações.

A evolução temporal do movimento das partículas é apresentada nos diagramas do espaço

de fase das partículas, Figura 5.4 à Figura 5.13. As partículas do plasma ambiente são representadas pela cor preta e as do feixe pela cor vermelha. Em $\omega_{pe}t = 0,0$ as partículas do plasma ambiente e do feixe estão completamente distribuídas na grade de simulação de comprimento $L = 2048\lambda_{De}$. No entanto, para melhor visualização da evolução temporal das partículas e da formação dos vórtices apresentamos apenas os primeiros 400 primeiros pontos da grade de simulação.

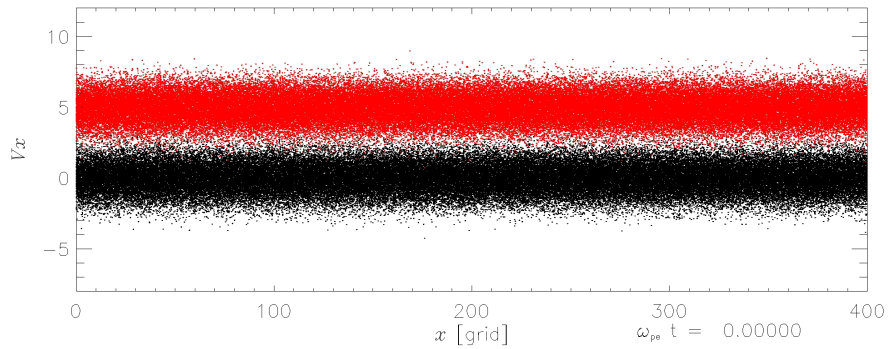


Figura 5.4 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 0,0$.

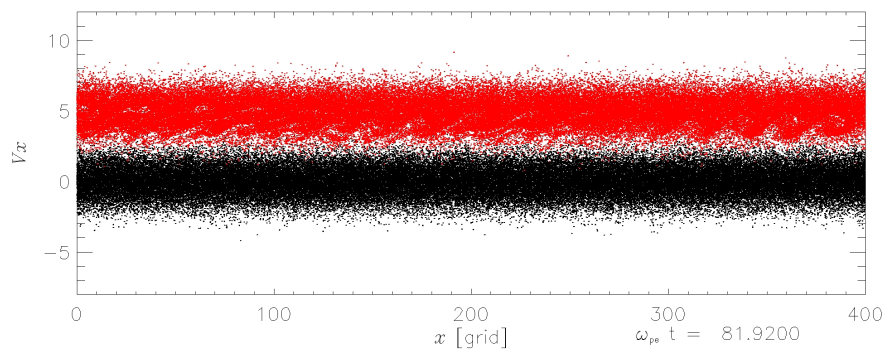


Figura 5.5 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 81,92$.

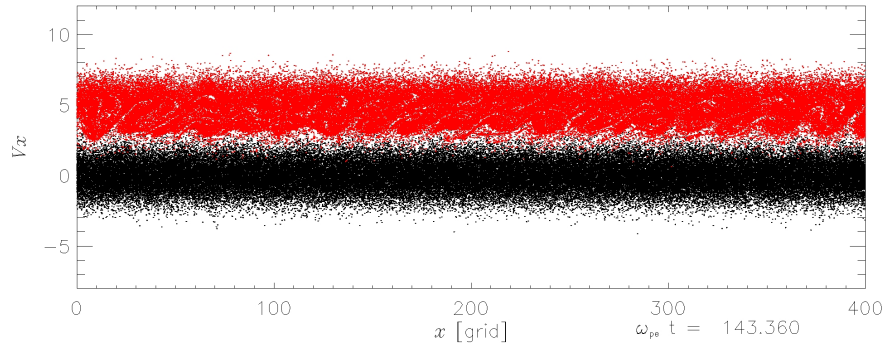


Figura 5.6 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 143,36$.

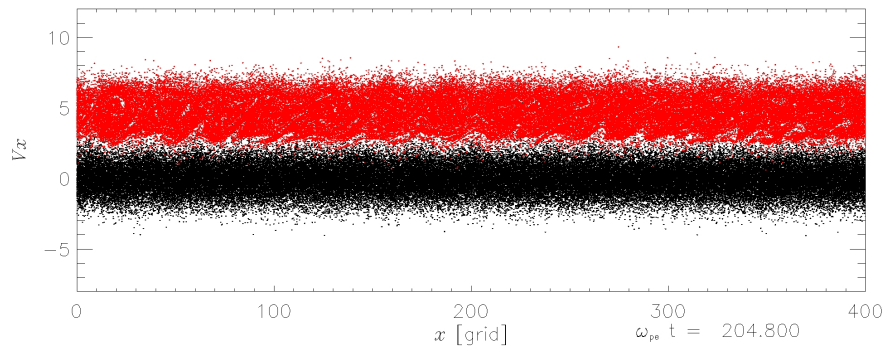


Figura 5.7 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 204,8$.

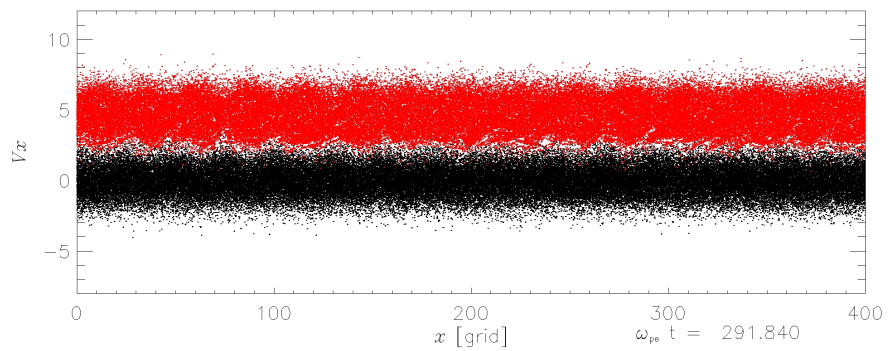


Figura 5.8 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 291,84$.

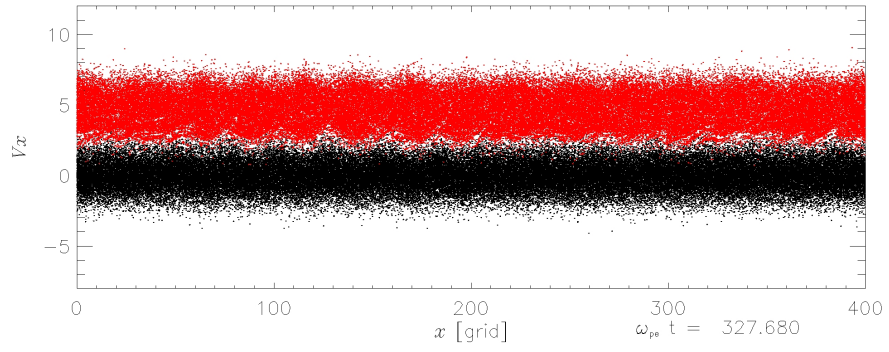


Figura 5.9 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 327,68$.

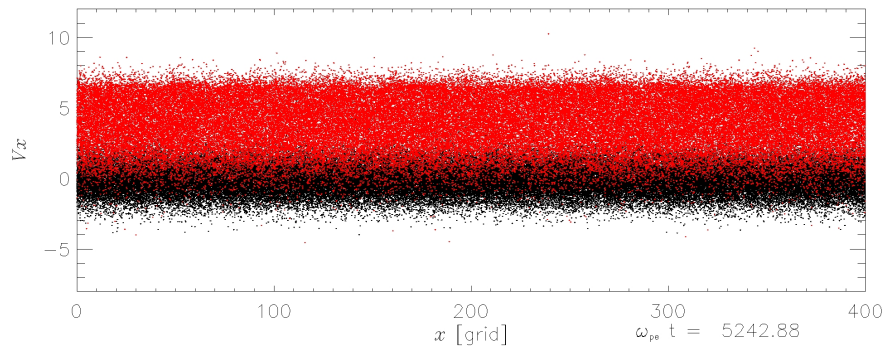


Figura 5.10 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 5242,88$.

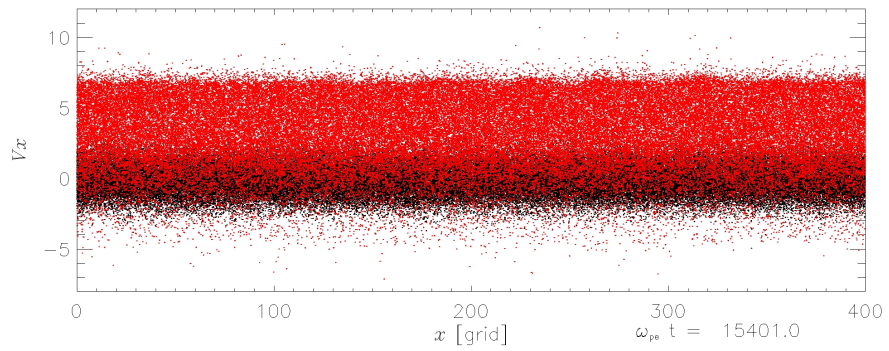


Figura 5.11 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 15401,0$.

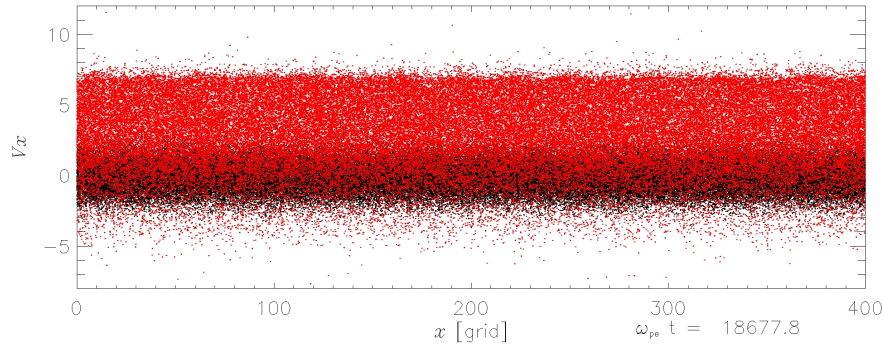


Figura 5.12 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 18677,8$.

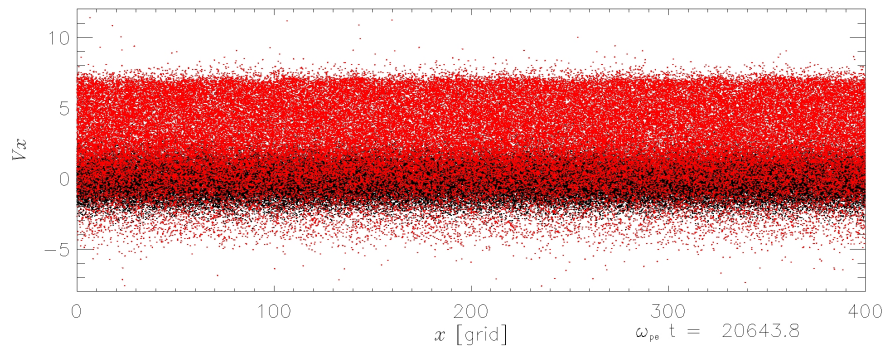


Figura 5.13 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 20643,8$.

A partir da Figura 5.5 verifica-se que as estruturas de vórtices começam a se formar nos estágios iniciais da simulação, em $\omega_{pe}t = 81,92$. Os vórtices são decorrentes da aproximação das partículas. Essa aproximação acarreta num aumento da energia elétrica do sistema e conseqüentemente uma diminuição na energia cinética das partículas (Fig. 5.3). Após $\omega_{pe}t = 204,8$ períodos de plasmas (Fig. 5.7), os vórtices começam ser gradualmente destruídos e o sistema passa para fase de turbulência (Fig. 5.9). Já na fase turbulenta (Fig. 5.9) observa-se que as partículas do feixe começam ser espalhadas para a região de velocidades negativas da FDV, oposta à região de injeção do feixe. A Figura 5.13 mostra a configuração do espaço de fase das partículas ao final do processo de simulação.

A partir da Figura 5.1, podemos observar que, até $\omega_{pe}t = 5242,88$ períodos de plasmas (formação do platô), a distribuição das partículas continua sendo bem representada por FDV do tipo Maxwelliana. A partir da formação do platô durante a fase turbulenta, as partículas passam a adquirir velocidades supertérmicas, não podendo ser bem descritas por FDV Maxwellianas. A presença desse comportamento na FDV indica que os mecanismos responsáveis pela energização das partículas supertérmicas ocorre após o sistema atingir a fase turbulenta, quando os processos de interação não linear começam tornam-se mais

importantes.

As Figuras 5.14 e 5.15 apresentam os diagramas de dispersão $\omega \times \mathbf{k}$ para o instante $\omega_{pe}t = 327,68$ períodos de plasma e para o instante final da simulação $\omega_{pe}t = 20971,52$, respectivamente. Este resultado é obtido através da transformada de Fourier no espaço, ao longo do eixo x , e no tempo. A frequência ω e o número de onda \mathbf{k} são normalizados pela frequência de plasma ω_{pe} e pela velocidade térmica v_{the} , respectivamente. As escalas de cores no diagrama estão relacionadas com a intensidade da componente do campo elétrico E_x .

Na primeira figura (Fig. 5.14) podemos observar que após a fase de crescimento linear (formação dos vórtices), crescimento da energia elétrica, ocorre a emissão das ondas, modo de Langmuir e modo feixe modificado [36,37], e que os espectros das ondas emitido durante a fase inicial da simulação, são mais intensos que no estágio final (Fig. 5.15). Observa-se ainda a presença do primeiro harmônico da frequência de plasma em $\omega \approx 2\omega_{pe}$. Isto confirma que a intensificação dos modos eletrostáticos ocorre durante a fase linear e quase linear da interação feixe-plasma, conforme previsto pela teoria de turbulência fraca [65]. Após esse instante ocorre a atenuação dos modos que foram induzidos. Para facilitar a identificação dos modos de propagação, colocamos no diagrama $\omega \times \mathbf{k}$ da Figura 5.15 as curvas teóricas do modo de Langmuir e do modo feixe ($\omega \simeq kv_b$).

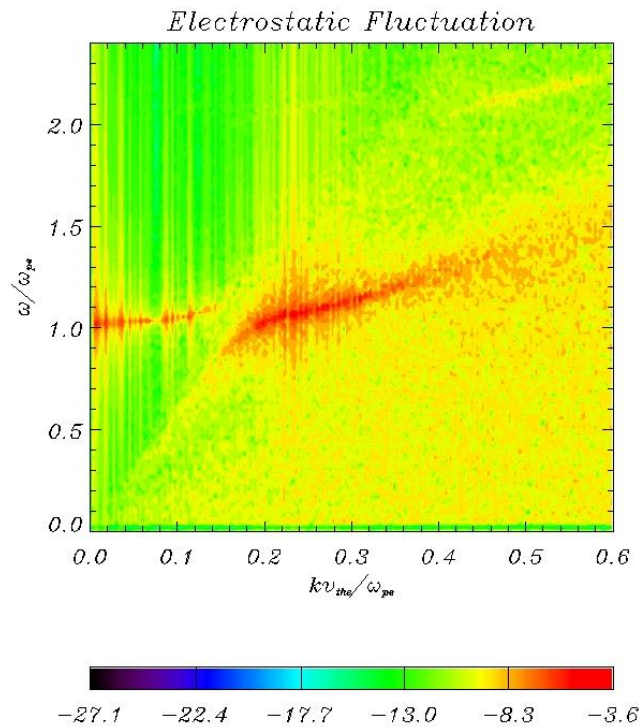


Figura 5.14 - Diagrama $\omega \times \mathbf{k}$ obtido a partir da componente E_x do campo elétrico para o tempo de simulação $\omega_{pe}t = 327,68$.

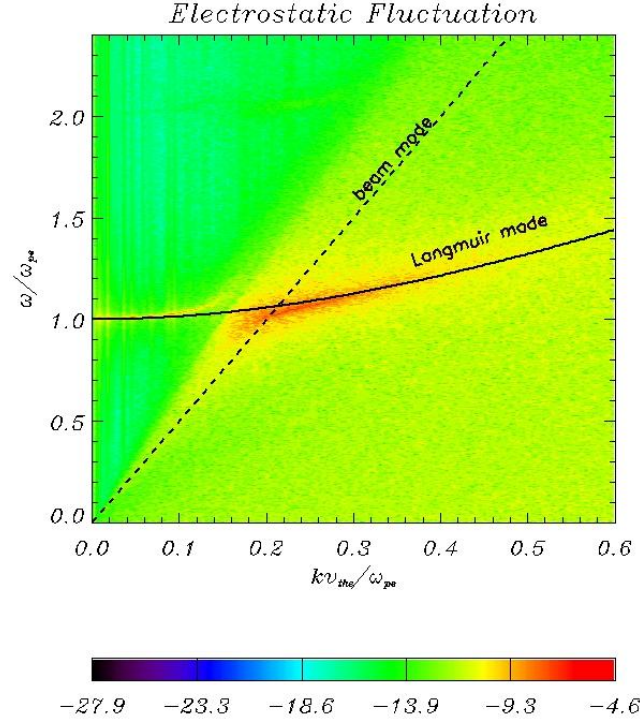


Figura 5.15 - Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da componente E_x do campo elétrico no instante final da simulação.

Em plasmas constituídos de elétrons o espectro de emissão segue ao longo do modo de Langmuir. O modo de Langmuir é um modo longitudinal eletrostático de alta frequência definido para $k^2 \lambda_{De}^2 \ll 1$ pela relação de dispersão de Bohm-Gross [35, 39],

$$\omega_L(k) \simeq (\omega_{pe}^2 + 3k^2 v_{the}^2)^{1/2}, \quad (5.9)$$

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

Para feixes de baixa intensidade é comum assumir-se, na literatura, que os desvios da distribuição feixe-plasma em relação à Maxwelliana não alteram significativamente os modos normais de propagação do plasma, de modo que a relação de dispersão (5.9) continua válida. Contudo, de acordo com O'Neil e Malmberg [36], ocorre uma mudança topológica na relação de dispersão com o crescimento do modo térmico (modo de Langmuir). Essa mudança na curva de dispersão surge quando o valor do parâmetro s , dado pela relação,

$$s = \frac{v_{the}}{v_b} \left(\frac{2n_e}{n_b} \right)^{1/3} \gtrsim 1,47, \quad (5.10)$$

for menor que 1,47.

Posteriormente, Cairns [37] formaliza condições ainda mais restritivas na validade da relação (5.10). De acordo com os resultados obtidos por Cairns, as características dispersivas das oscilações de alta frequência podem ser divididas em três intervalos do parâmetro s , que correspondem a diferentes escalas de característica ressonante ou não ressonante na interação feixe-plasma. Assim, para $s \lesssim 0,2$ a instabilidade é não ressonante (ou reativa); para $0,2 \lesssim s \lesssim 1,47$ a instabilidade é ressonante, porém, ocorre ao longo do modo feixe modificado, o qual apresenta uma relação linear do tipo $\omega \simeq kv_b$ para valores de k pequeno e, para valores de $s \gtrsim 1,47$, a instabilidade é fortemente ressonante e se aproxima assintoticamente do modo de Langmuir.

Da Equação (5.10) temos que, para $v_b \rightarrow 0$ e/ou $n_b \rightarrow 0$, o parâmetro $s \rightarrow \infty$ e o modo de propagação ocorre ao longo do modo de Langmuir. Para o caso que simulamos o valor do parâmetro é $s = 1,17$ estando, portanto, na região caracterizada pelo modo feixe modificado. Isso justifica o surgimento do modo feixe modificado no diagrama de dispersão das Figuras 5.14 e 5.15.

Uma das características do método de simulação por partículas consiste no fato de que é possível acompanhar o movimento individual das partículas durante todo o processo de simulação. Dessa forma, podemos obter a evolução temporal da FDV do feixe e do plasma ambiente separadamente para cada estágio da simulação. Esta evolução desacoplada é mostrada na Figura 5.16. Inicialmente as FDVs do plasma ambiente e do feixe são representadas pela linha em preto. A evolução da FDV do plasma ambiente é representada pela cor vermelha e a FDV do feixe pela cor azul.

Com este resultado observa-se que a população de partículas energéticas que formam a cauda supertérmica na FDV é majoritariamente composta pelas partículas do feixe. Esse fenômeno é condizente com a descrição da interação feixe-plasma, uma vez que as partículas do feixe trocam mais energia com as ondas no processo de instabilidade, pois ocupam a região de maior ressonância na função de distribuição.

Outra característica na Figura 5.16 é em relação a região de dispersão na distribuição do plasma ambiente entre $4 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 7$. Esse comportamento pode estar relacionado com aumento na energia cinética das partículas desta região e ocorre proporcionalmente com a redução da energia das ondas, conforme estabelece a Equação (5.7). Esta dispersão surge na região de maior derivada negativa da FDV de equilíbrio ($\partial f_{e0}/\partial v < 0$), indicando que no processo de interação entre as ondas e as partículas nesta região ocorre transferência líquida de energia das ondas para as partículas. Esse fenômeno, no qual o espectro das

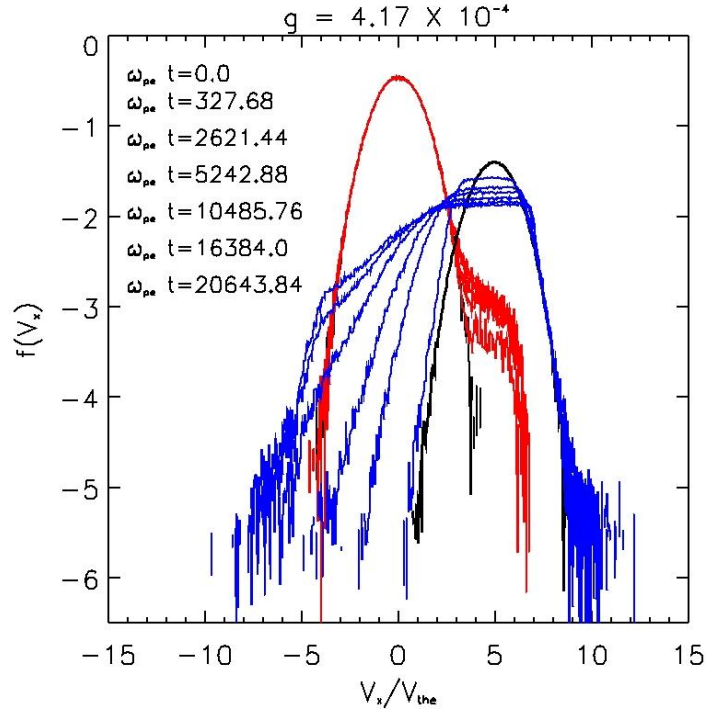


Figura 5.16 - Evolução da FDV do feixe e do plasma ambiente separadas para diferentes estágios da simulação.

ondas é absorvido pelas partículas, é chamado de amortecimento de Landau [34, 35, 43].

Após $\omega_{pe}t = 16384,0$ períodos de plasma, a evolução da FDV torna-se mais lenta em comparação com os estágios anteriores. Isso indica que o sistema está tendendo, lentamente, para o estado de equilíbrio estacionário.

De acordo com os resultados analíticos, essa população de partículas energéticas que formam a cauda supertérmica na FDV, conforme mostra as Figuras 5.1 e 5.16, fica melhor representada pelas FDV do tipo capa. Entretanto, há na literatura diferentes definições de funções capa para representar esta população de partículas supertérmicas. Assim, optamos por utilizar duas funções capa diferentes para representar a FDV final das nossas simulações.

A Figura 5.17 mostra a FDV ao final do processo de simulação representada pela função capa [13],

$$f_{\kappa,1}(v) = \left[\pi v_T^2 \left(\kappa - \frac{1}{2} \right) \right]^{-1/2} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa + 1/2)} \left[1 + \left(\frac{1}{\kappa - 1/2} \right) \frac{v^2}{v_T^2} \right]^{-(\kappa+1)} \quad (5.11)$$

com índice capa $\kappa = 2,35$.

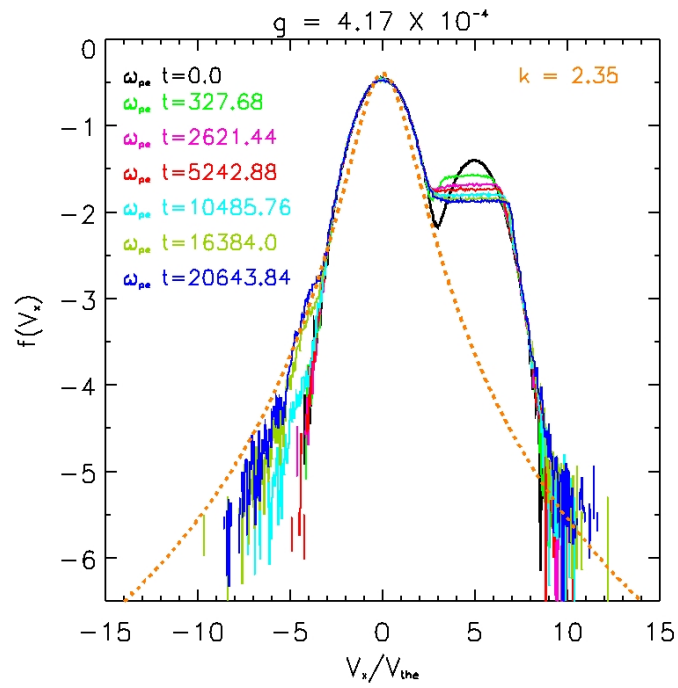


Figura 5.17 - Distribuição das partículas ao final do processo de simulação representada por uma função do tipo capa com índice capa $\kappa = 2,35$.

A Figura 5.18 mostra a FDV ao final do processo de simulação representada pela função capa [12],

$$f_{\kappa}(v) = \frac{1}{(\pi v_{the} \kappa)^{1/2}} \frac{\Gamma(\kappa)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa v_{the}^2} \right)^{-\kappa}, \quad (5.12)$$

com índice capa $\kappa = 3,25$.

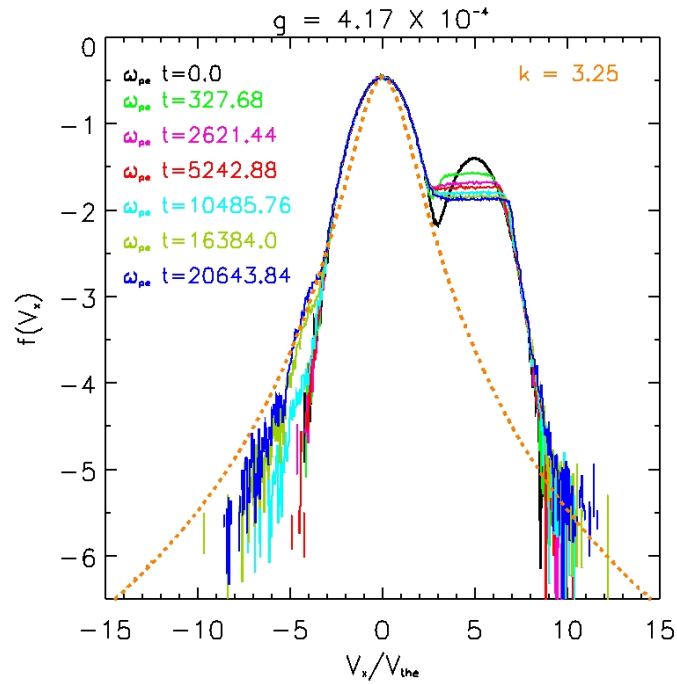


Figura 5.18 - Distribuição das partículas ao final do processo de simulação representadas por uma função do tipo capa com índice capa $\kappa = 3.25$.

Fazendo a regressão dos valores na FDV ao final do processo de simulação utilizando uma lei de potência, obtivemos com mais precisão o valor do índice de potência que melhor se ajusta aos resultados da simulação² (Fig.5.19). A Figura 5.19 à esquerda mostra o ajuste realizado na região de velocidades negativas da FDV no instante final da simulação, e a Figura 5.19 à direita mostra o ajuste realizado na região de velocidades positivas da FDV para o mesmo instante.

Na região de velocidades negativas (Fig. 5.19 à esquerda), a linha azul mostra o ajuste realizado na região entre $0 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 8,0$ e a linha vermelha mostra o ajuste realizado na região da cauda da FDV entre $3,5 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 7,0$ (para fazer os ajustes na região de velocidades negativas da FDV consideramos o módulo da velocidade). Verificamos que para ambos os intervalos onde realizamos os ajustes, o comportamento da FDV é caracterizado por uma lei de potência com índices $-6,1007$ e $-8,7182$, respectivamente.

Considerando a variação de lei de potência da Equação (5.11), $f(v) \propto v^{-2(\kappa+1)}$, e da Equação (5.12), $f(v) \propto v^{-2\kappa}$, obtemos que os valores do índice capa que melhor se ajustam ao resultado da simulação, na região de velocidades negativas da FDV para essas duas

²Para realizar os ajustes utilizamos o programa xmgrace.

funções são $\kappa = 2,05035$ (Eq. (5.11)) e $\kappa = 3,05035$ (Eq. (5.12)) para região $0 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 8,0$; e $\kappa = 3,3591$ (Eq. (5.11)) e $\kappa = 4,3591$ (Eq. (5.12)) para a região $3,5 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 7,0$.

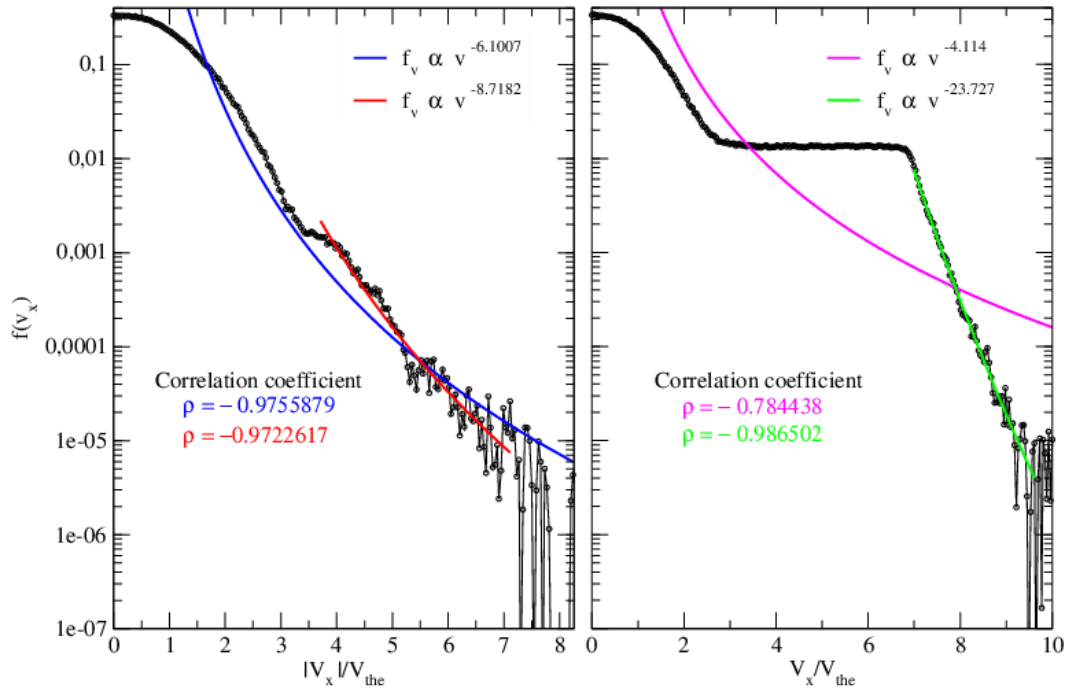


Figura 5.19 - Ajuste do resultado de simulação utilizando uma função lei de potência. A figura à esquerda mostra o ajuste realizado na região de velocidades negativas da FDV, apresenta em módulo, e a figura à direita mostra o ajuste realizado na região de velocidades positivas da FDV.

Para região de velocidades positivas da FDV (Fig. 5.19 à direita), os valores dos índices de potência que ajustam melhor o resultado da simulação com uma função do tipo lei de potência são $-4,114$ para região $0 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 10,0$ (linha rosa) e $-23,727$ para a região $6,5 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 10,0$ (linha verde).

Considerando a variação de lei de potência das Equações (5.11) e (5.12), verificamos que para Equação (5.11), o valor do índice capa na região $0 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 10,0$, $\kappa = 1,057$, é menor que o valor crítico $\kappa < \kappa_c = 3/2$, portanto, não pode ser considerado para esta equação; e para Equação (5.12) o valor do índice capa é $\kappa = 2,057$. Já na região $6,5 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 10,0$ o valor do índice capa tanto para Equação (5.11), $\kappa = 10,8635$, quanto para Equação (5.12), $\kappa = 11,8635$, são considerados altos, fazendo com que a declividade na variação da FDV tende para uma FDV do tipo Maxwelliana.

Assim, para esta simulação observamos que a FDV ao final da simulação é melhor descrita por funções do tipo capa, embora a região de velocidades negativas da FDV final apresente um melhor ajuste em comparação com a região de velocidades positivas.

De acordo com o resultado analítico da referência [31], o valor do índice capa correspondente ao estado de equilíbrio é $\kappa = 3,25$. A consistência do resultado obtido por estes autores é também confirmada comparando o valor obtido analiticamente com os dados observacionais, medidos em períodos de vento solar calmo. Embora nossos resultados apresentem uma pequena discrepância com o valor analítico da referência [31], os valores obtidos na simulação estão contidos no intervalo $v^{-5,0} \lesssim f(v) \lesssim v^{-8,7}$ medidos *in situ* [66].

Segundo caso

Para o segundo caso simulado, foi inserido um feixe de elétrons com 4% da densidade do plasma ambiente, $\rho = 0,04$. A razão entre a velocidade de deriva do feixe, v_b , e a velocidade térmica, v_{the} , é $v_b/v_{the} = 7,5$, e o parâmetro s calculado através da relação (5.10) é $s \approx 0,5$, de forma que a instabilidade é ressonante. Porém, isso ocorre na região caracterizada pelo modo feixe modificado. Os demais parâmetros foram mantidos os mesmos da simulação anterior.

A evolução espaço-temporal da FDV para este caso é apresentada na Figura 5.20. A Figura 5.20 à esquerda, mostra a evolução da FDV para os instantes iniciais da simulação e a Figura 5.20 à direita mostra a evolução a partir do estágio da formação do platô que, neste caso, ocorre em aproximadamente $\omega_{pe}t \approx 322,56$ períodos de plasmas, conforme mostra a Figura 5.20 à esquerda. Isso indica que a intensificação das ondas devido aos processos de interação com as partículas ocorre em um intervalo de tempo ainda menor do que na simulação anterior.

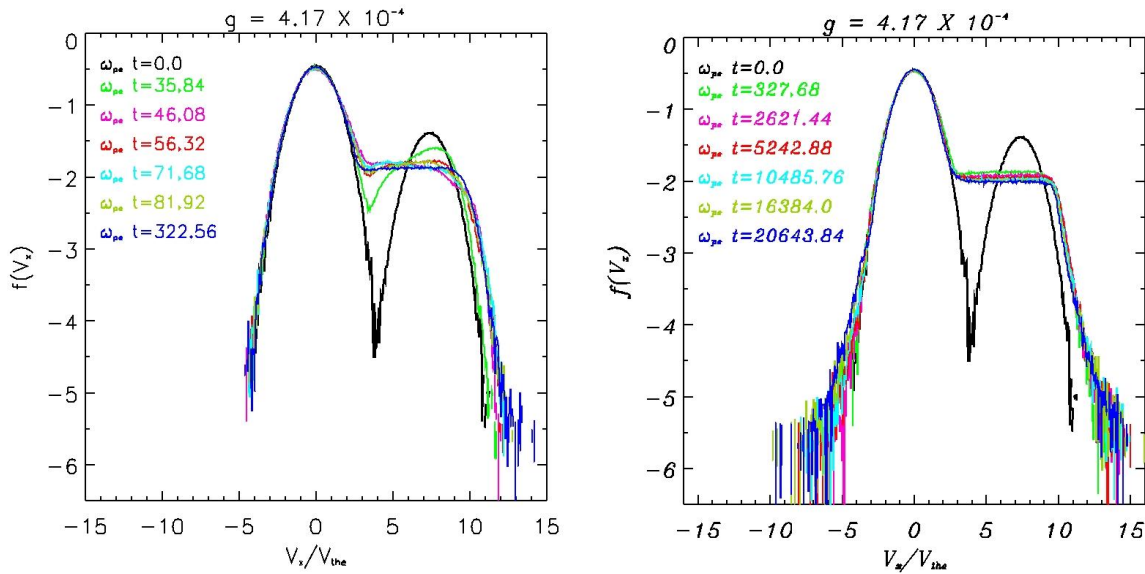


Figura 5.20 - Evolução da FDV da interação feixe-plasma mostrando o comportamento da FDV para diferentes estágios da simulação.

As evoluções temporais das energias elétrica, cinética, magnética e total para esta simulação são apresentadas na Figura 5.21. Podemos observar que a energia elétrica cresce às custas da energia cinética a partir de $\omega_{pe}t = 25,6$ apresentando três picos de energia em $\omega_{pe}t = 46,08$ ($W_E = 0,1210$), $\omega_{pe}t = 71,68$ ($W_E = 0,0974$) e em $\omega_{pe}t = 92,16$ ($W_E = 0,0831$). A taxa de crescimento da energia elétrica até $\omega_{pe}t = 46,08$ é de $\gamma_{W_e} = 0,2465$. Do instante $\omega_{pe}t = 25,6$ até $\omega_{pe}t = 46,08$ a energia elétrica teve uma variação de 2980,21%, e de $\omega_{pe}t = 46,08$ à $\omega_{pe}t = 322,56$ (instante da formação do platô) teve um decréscimo de 60,96%, em relação ao pico máximo, de forma que a variação total da energia elétrica do instante $\omega_{pe}t = 25,6$ até $\omega_{pe}t = 322,56$ foi de 1102,42%. Durante o estágio de crescimento das ondas ($\omega_{pe}t = 25,6$ à $\omega_{pe}t = 46,08$), a energia cinética das partículas decresce 4,12% atingindo um valor mínimo em $\omega_{pe}t = 46,08$. A partir deste instante a energia aumenta 2,45%, de forma que a variação da energia cinética das partículas até $\omega_{pe}t = 322,56$ é de $-1,76\%$. Esse comportamento, de certa forma inesperado, pode estar relacionado à intensificação do modo feixe-modificado (Fig 5.33) que varia linearmente para valores pequenos de \mathbf{k} . A energia magnética apresenta um decréscimo de 12,64% e a energia total mantém-se praticamente constante, com uma pequena variação comum para simulações de longa duração.

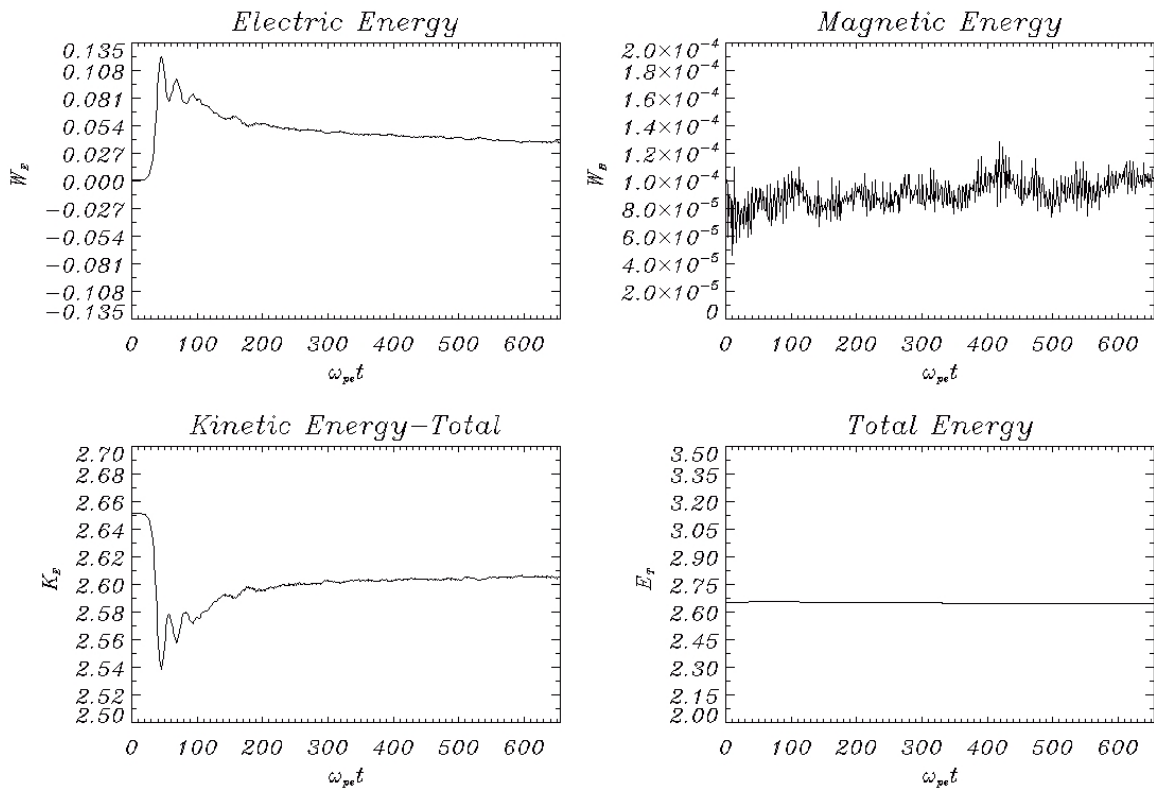


Figura 5.21 - Evolução temporal das energias elétrica, magnética, cinética e total.

A evolução espaço-temporal das partículas é apresentada no espaço de fase, Figuras 5.22 a 5.31. Podemos observar que os vórtices começam se formar em $\omega_{pe}t = 25,6$ (Fig 5.23) e tornam-se completos em $\omega_{pe}t = 46,08$ (Fig 5.24), esse instante é determinado pelo primeiro pico na energia elétrica, (Fig 5.21), os demais picos no gráfico de energia estão associados a sub-vórtices que ocorrem dentro dos primeiros vórtices, nos instantes $\omega_{pe}t = 71,78$ (Fig 5.25) e $\omega_{pe}t = 92,16$ (Fig 5.26). A partir de aproximadamente $\omega_{pe}t = 327,68$, o sistema passa para a fase turbulenta (Fig 5.28). A Figura 5.31 mostra o espaço de fase das partículas ao final da simulação.

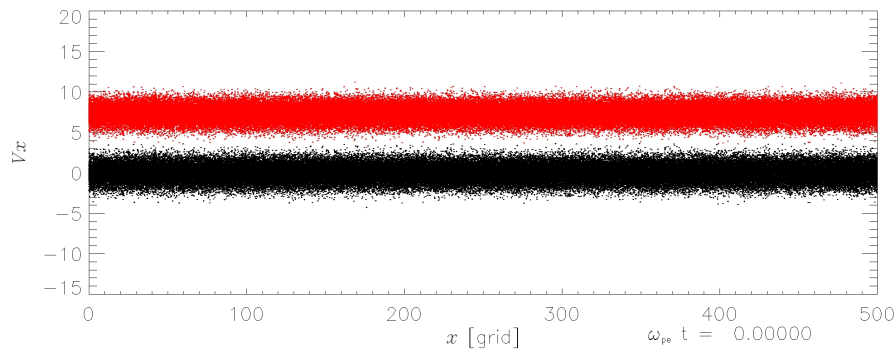


Figura 5.22 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 0,0$.

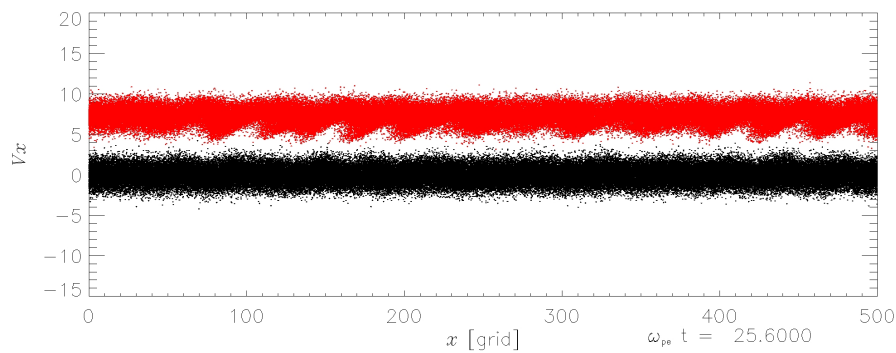


Figura 5.23 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe}t = 25,6$.

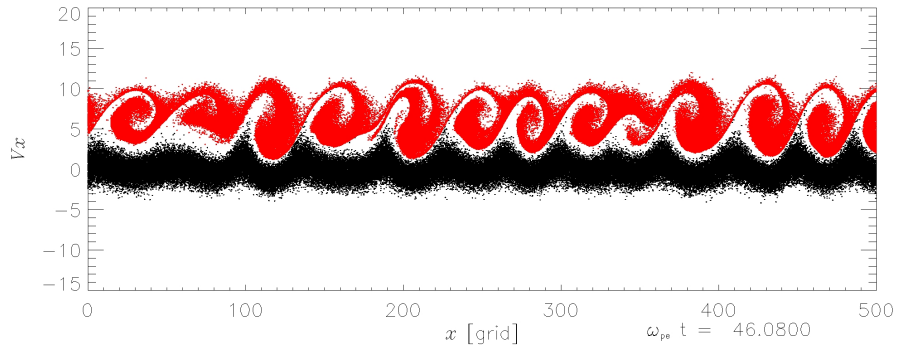


Figura 5.24 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 46,08$.

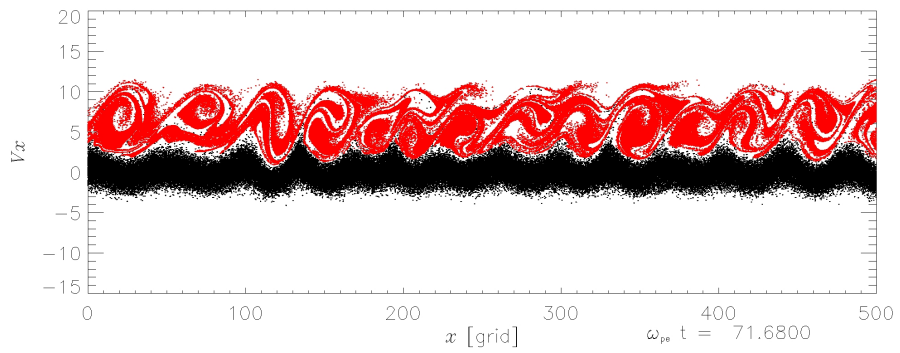


Figura 5.25 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 71,78$.

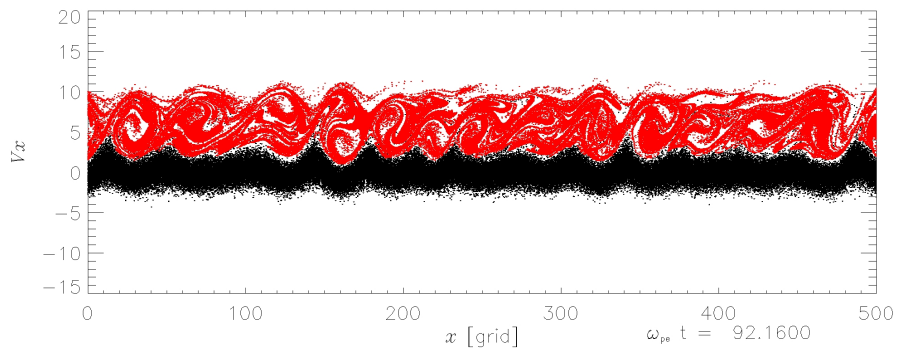


Figura 5.26 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 92,16$.

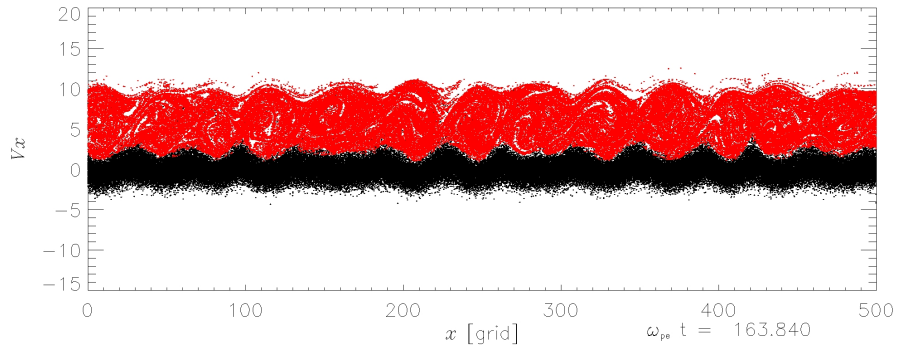


Figura 5.27 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 163,84$.

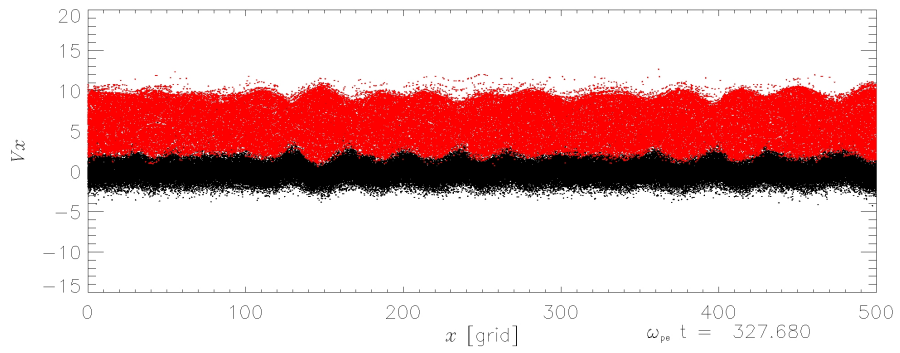


Figura 5.28 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 327,68$.

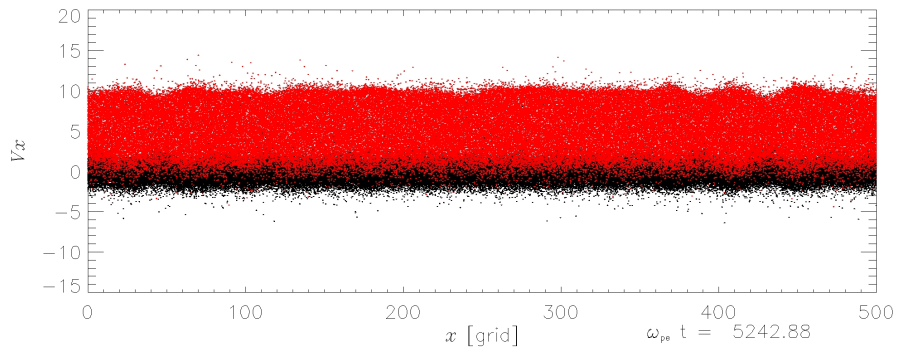


Figura 5.29 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 5242,88$.

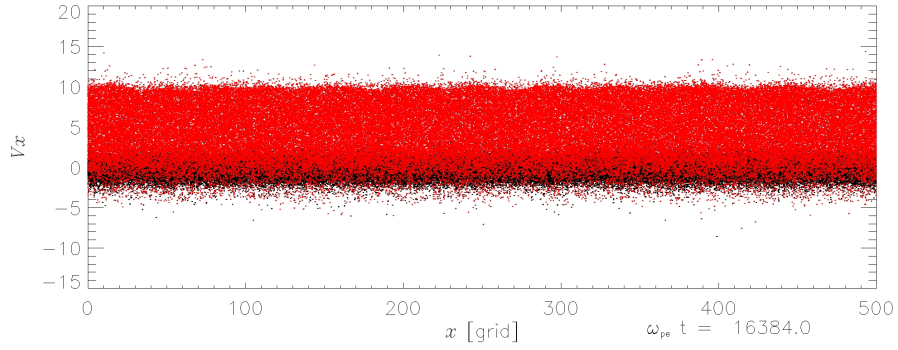


Figura 5.30 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 16384,0$.

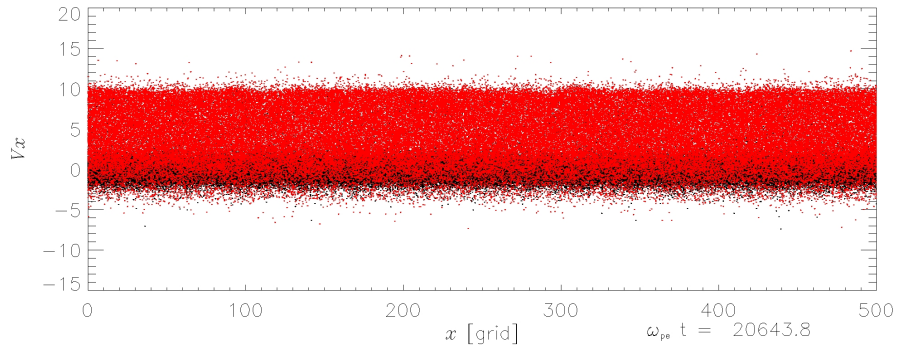


Figura 5.31 - Espaço de fase das partículas $\omega_{pe} t = 20643,8$.

O diagrama de dispersão $\omega \times \mathbf{k}$ para o instante $\omega_{pe} t = 327,68$ e para o instante final da simulação $\omega_{pe} t = 20971,52$ são apresentados nas Figuras 5.32 e 5.33, respectivamente. A Figura 5.32 apresenta os espectros das ondas emitidos durante a fase linear, que são mais intensos do que os modos no instante final da simulação (Fig. 5.33). Observa-se ainda a presença do primeiro harmônico da frequência de plasma em $\omega \approx 2\omega_{pe}$ tanto para o instante $\omega_{pe} t = 327,68$ quanto no instante final da simulação. Ainda, podemos observar que os harmônicos são absorvidos durante a fase turbulenta, como pode ser observado na Figura 5.33

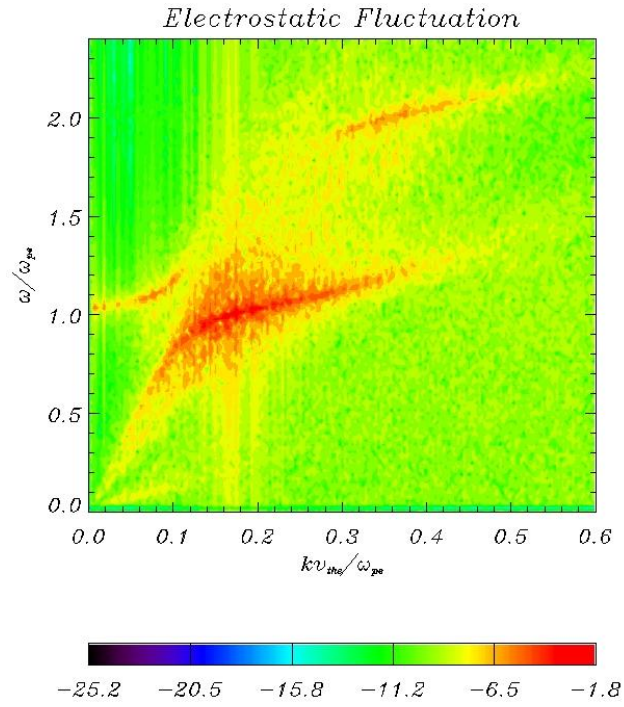


Figura 5.32 - Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da componente E_x do campo elétrico para o tempo de simulação $\omega_{pe}t = 327,68$.

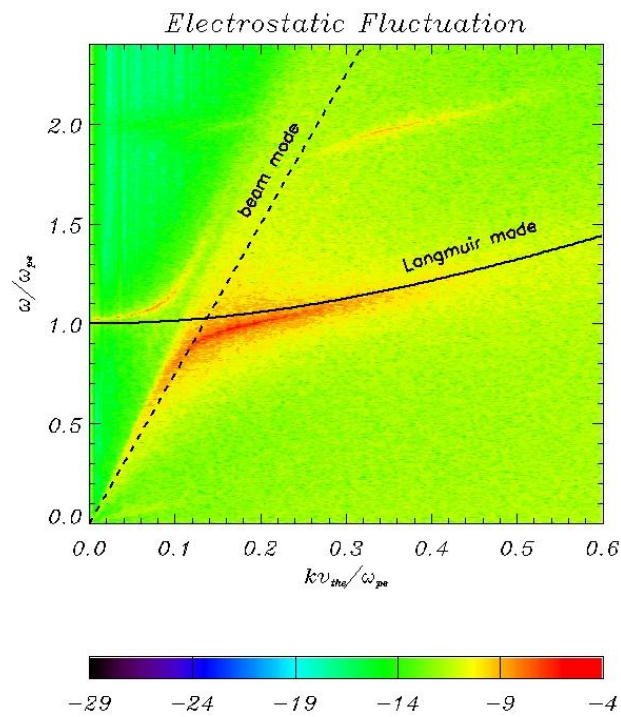


Figura 5.33 - Diagrama $\omega \times k$ obtido a partir da componente E_x do campo elétrico no instante final da simulação.

A evolução espaço-temporal da FDV do plasma ambiente e do feixe de elétrons são apresentadas separadas na Figura 5.34. Inicialmente as FDVs do plasma ambiente e do feixe são representadas pela linha em preto. A evolução da FDV do plasma ambiente é representada pela cor vermelha e a FDV do feixe pela cor azul.

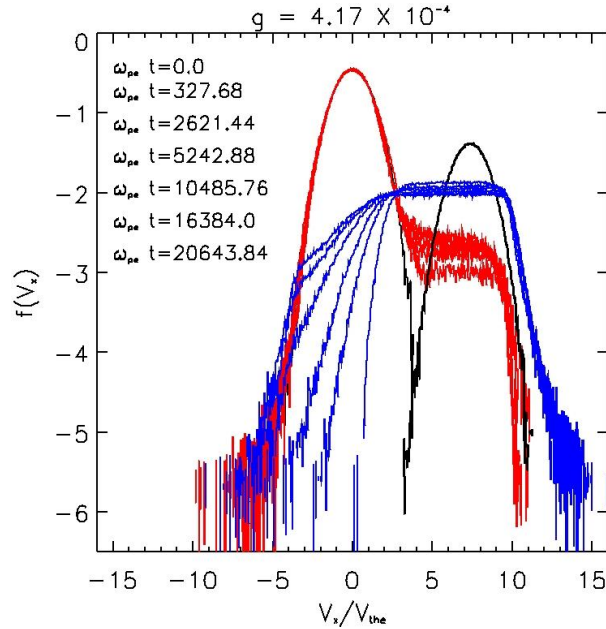


Figura 5.34 - Evolução da FDV do feixe e do plasma ambiente plotadas separadas para diferentes estágios da simulação.

A partir da Figura 5.34 observa-se uma dispersão na FDV do plasma ambiente entre $4 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 10$. Isto indica que os espectros das ondas são absorvidos pelas partículas desta região. O aumento da energia cinética das partículas desta região ocorre proporcionalmente com a redução da energia das ondas.

Em acordo com as previsões teóricas para este tipo de interação, as partículas do feixe predominam na formação da cauda supertérmica da FDV ao final da simulação, visto que as partículas do feixe ocupam a região de maior ressonância na FDV e conseqüentemente ganham mais energia das ondas mesmo após a saturação do processo de interação onda-partícula quase linear.

Nas Figuras 5.35 e 5.36 apresentamos a FDV ao final do processo de simulação representadas pelas funções capa (5.11) e (5.12), respectivamente.

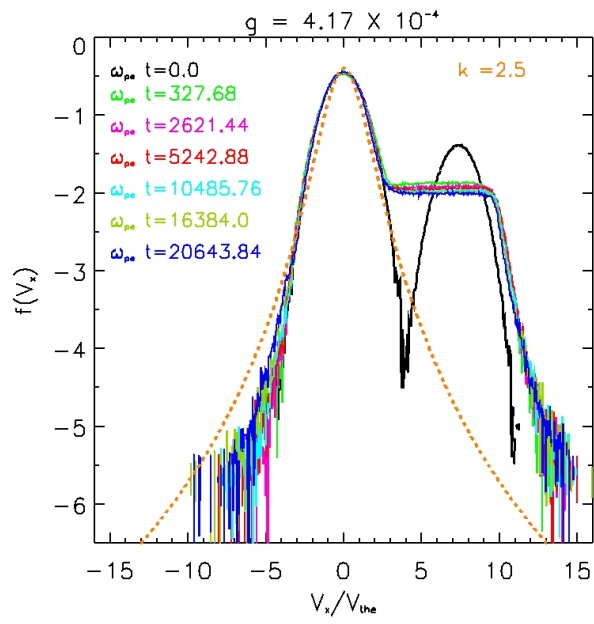


Figura 5.35 - Distribuição da partículas ao final da simulação cujo ajuste é realizado utilizando a função capa (5.11).

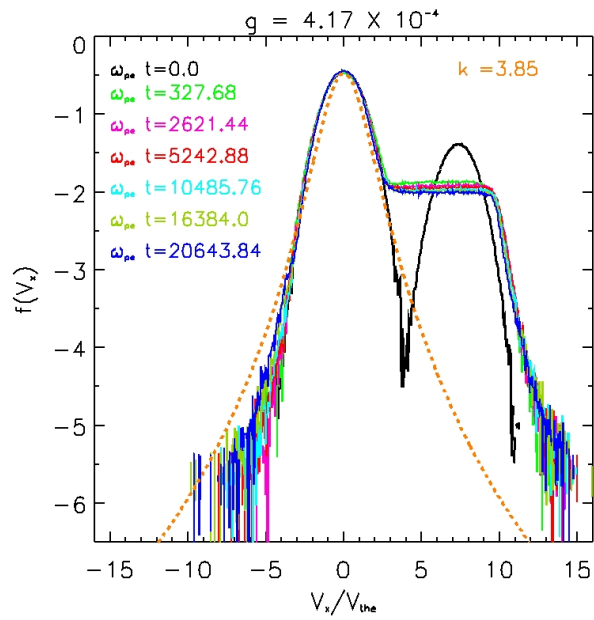


Figura 5.36 - Distribuição da partículas ao final da simulação cujo ajuste é realizado utilizando a função capa (5.12).

A Figura 5.37 à esquerda mostra o ajuste realizado na região de velocidades negativas da FDV no instante final da simulação, utilizando a regressão de valores, e a Figura 5.37 à direita mostra o ajuste realizado na região de velocidades positivas da FDV para o mesmo instante e utilizando o mesmo método de ajuste dos valores.

Na região de velocidades negativas da FDV (Fig. 5.37 à esquerda) verificamos que para Equação (5.11), o valor do índice capa, $\kappa = 1,49055$, na região $0 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 7,5$ é menor que o valor crítico $\kappa < \kappa_c = 3/2$, portanto, não pode ser considerado para esta equação; e para Equação (5.12) o valor do índice capa é $\kappa = 2,49055$. Já na região da cauda da FDV $3,5 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 7,5$ o valor do índice capa tanto para Equação (5.11), $\kappa = 4,2382$, quanto para Equação (5.12), $\kappa = 3,2382$, apresentam boa correlação com o valor analítico $\kappa = 3,25$ da referência [15] e está contido no intervalo $v^{-5,0} \lesssim f(v) \lesssim v^{-8,7}$ medidos *in situ* [66].

Na região de velocidades positivas da FDV (Fig. 5.37 à direita) verificamos que para Equação (5.11) o valor do índice capa na região $0 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 14,5$, $\kappa = 0,66815$, é menor que o valor crítico $\kappa < \kappa_c = 3/2$, portanto, não pode ser considerado para essa Equação, e para Equação (5.12) o valor do índice capa é $\kappa = 1,66815$. Para o ajuste realizado na região $10 \lesssim v_x/v_{the} \lesssim 14,5$ os valores do índice capa são $\kappa = 8,7875$ e $\kappa = 9,7875$, considerando as Eq. (5.11) e Eq. (5.12), respectivamente.

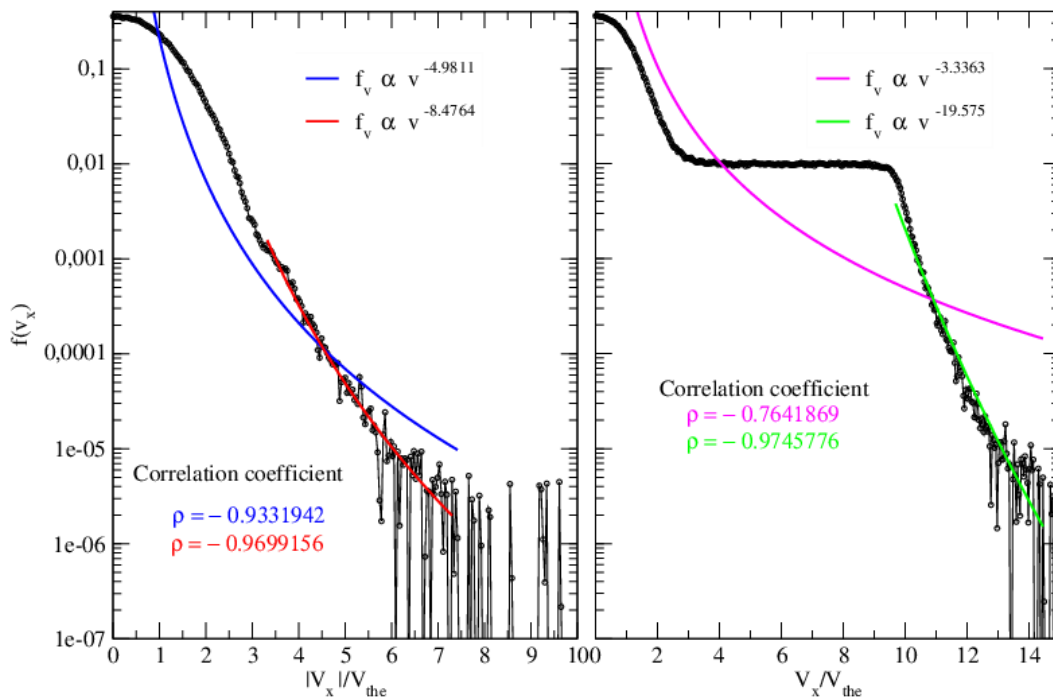


Figura 5.37 - Ajuste do resultado de simulação utilizando uma função lei de potência. A figura à esquerda mostra o ajuste realizado na região de velocidades negativas da FDV, apresenta em módulo, e a figura à direita mostra o ajuste realizado na região de velocidades positivas da FDV.

Para esta simulação, podemos observar que o ajuste do índice s que melhor representa a distribuição de partículas supertérmicas ao final da simulação, para ambas as funções s consideradas, não apresenta grandes divergências em relação aos valores utilizados no ajuste da FDV final da simulação anterior. Esse comportamento é aparentemente contraditório, uma vez que, com mais energia no sistema as partículas seriam mais aceleradas, como esperado. Este comportamento pode estar relacionado à intensidade do feixe, que para esta simulação é caracterizado como um feixe de alta intensidade com parâmetro $s \approx 0,5$, de forma que a instabilidade ocorre na região caracterizada pelo modo feixe-modificado. Isto indica que para feixes muito intensos, isto é, com grandes velocidades de deriva e densos, outro mecanismo físico que não está associado ao regime de turbulência fraca passa desempenhar um papel importante que, aparentemente, contribui para o processo de energização das partículas. É difícil definir precisamente que tipo mecanismo pode ser o responsável, uma vez que, todos os processos tradicionais de interação onda-partícula não linear, como decaimento espontâneo, espalhamento induzido e outros estão associados a teoria de turbulência fraca perturbativa [32]. De acordo com os resultados das referências [36, 37] para feixes de alta intensidade, a teoria de turbulência fraca deve ser modificada.

6 CONSIDERAÇÕES FINAIS E TRABALHOS FUTUROS

A presença de partículas com componentes de velocidades supertérmicas são continuamente detectadas em diferentes regiões da heliosfera e na magnetosfera terrestre, sendo sua existência caracterizada pelo surgimento de uma população de partículas mais energéticas que formam uma cauda supertérmica na FDV [1, 2]. Essa mudança observada na distribuição das partículas carregadas do vento solar é melhor representada pelas FDV do tipo kappa [11].

Diversas teorias foram propostas para explicar o comportamento de lei de potência na distribuição das partículas do vento solar [12, 16–20, 23–27]. Dentre essas formulações foi demonstrado por Yoon et al. (2005) [28], Rhee et al. (2006) [29], Gaelzer et al. (2008) [30] e Yoon et al. (2012) [31] de forma auto-consistente, a partir do formalismo da teoria de turbulência fraca que os processos de interação onda-partícula via turbulência de Langmuir dão origem a formação das caudas supertérmicas na FDV. Considerando os resultados obtidos por esses autores, neste trabalho estudamos os processos físicos relacionados à aceleração de elétrons supertérmicos devido as instabilidades ocasionadas na interação de um sistema feixe-plasma, utilizando o método de simulação por partículas PIC (*particle-in-cell*).

A partir dos resultados da evolução espaço-temporal da função de distribuição de velocidades dos elétrons, (Fig.5.1) e (Fig.5.20), verificamos que, em ambos os casos simulados ocorre formação das caudas supertérmicas ao final do processo de simulação. Os resultados apresentam um comportamento morfológico semelhante as distribuições observadas *in situ* no vento solar [7] e aos resultados analíticos e de simulação presentes na literatura [31, 32].

Nas simulações PIC não é possível separar precisamente os tipos de interações que ocorrem em cada estágio da evolução, uma vez que, durante as simulações, o sistema evolui mediante a solução das equações de Maxwell e como consequência todos os tipos de interação (onda-partícula linear, quase linear e não linear) podem acontecer simultaneamente. No entanto, é possível estimar, com base no formalismo da teoria de turbulência fraca quais processos de interação são mais significativos para os diferentes estágios da simulação.

De acordo com a teoria quase linear, até o momento da formação do platô entre a FDV do plasma ambiente e do feixe, ocorre predominantemente transferência de energia das partículas que ocupam a região de maior ressonância na FDV para as ondas [34, 43]. Esse comportamento é confirmado nos resultados das simulações através dos resultados que mostram a evolução temporal das energias elétrica das ondas e cinética das partículas (Fig.5.3) e (Fig.5.21). Para ambos os casos simulados, observa-se que até o

momento da formação do platô, ocorre um aumento da energia elétrica e um decréscimo na energia cinética das partículas.

A partir dos diagramas da relação de dispersão $\omega \times \mathbf{k}$ para a componente E_x do campo elétrico obtivemos que os modos eletrostáticos emitidos na simulação são os modos de Langmuir e o modo feixe modificado (Fig.5.15) e (Fig.5.33). Observa-se ainda que esses modos de propagação são intensificados durante a fase linear e/ou quase linear (formação do platô) da interação e tem sua intensidade reduzida ao final da simulação, quando o sistema encontra-se na fase de turbulência.

Para o primeiro caso simulado observa-se a presença do primeiro harmônico da frequência de plasma emitido durante os estágios iniciais da simulação (Fig.5.14), sendo completamente absorvido após o sistema passar para a fase turbulenta (Fig.5.15). Para o segundo caso simulado, observa-se que o harmônico da frequência de plasma emitido durante os estágios iniciais, (Fig.5.32), tem sua intensidade reduzida quando o sistema encontra-se na fase turbulenta. Porém, ainda é possível visualizá-lo no diagrama relação de dispersão obtido ao final da simulação (Fig.5.33).

A partir dos diagramas do espaço de fase das partículas verifica-se que os instantes de formação dos vórtices (aprisionamento das partículas) coincidem com os instantes de crescimento da energia elétrica e conseqüentemente diminuição na energia cinética das partículas. Para ambos os casos observa-se ainda que após a formação do platô, quando o sistema passa para a fase turbulenta, as partículas do feixe começam se espalhar ocupando uma região na FDV oposta a região em que o feixe é inserido. Assim, podemos apontar que o surgimento das partículas supertérmicas na FDV ocorre após o sistema atingir a fase turbulenta, quando as interações onda-partícula não linear começam ganhar importância.

A partir dos resultados da evolução espaço-temporal da FDV apresentadas separadamente para o plasma ambiente e para o feixe, é possível observar que a população de partículas que formam a cauda supertérmica na FDV é basicamente composta pelas partículas do feixe (Fig.5.16) e (Fig.5.34). Esse resultado é condizente com as previsões teóricas para este tipo de sistema, visto que as partículas do feixe ocupam a região de maior ressonância na FDV e dessa forma podem ganhar mais energia das ondas.

Para ambos os casos simulados verificamos que as FDV ao final do processo de simulação ficam bem representadas pelas funções kappa, apresentando boa correlação com os valores dos índices capa medidos *in situ* e com os resultados analíticos, contudo, para ambos os casos, a região de velocidades negativas da FDV final apresenta um melhor ajuste em comparação com a região de velocidades positivas. Observamos também que para feixes

intensos (segundo caso simulado), o índice espectral da função kappa que se ajusta à distribuição ao final do processo de simulação não apresenta grandes variações em relação aos valores obtidos para o primeiro caso simulado, onde o feixe possui intensidade menor. Isto pode ser um indício que, para feixes de alta intensidade, outros mecanismos de interação que não são contemplados na teoria de turbulência fraca desempenham um papel importante na interação. Para maior compreensão deste fenômeno é preciso verificar como a intensificação do modo feixe-modificado influencia na interação das partículas e consequentemente na FDV. Nesse sentido, esse resultado torna-se uma informação relevante para trabalhos futuros.

Como trabalhos futuros, serão realizadas simulações com feixes de baixa intensidade, variando os parâmetros físicos, tais como velocidade de deriva e densidade, para comparar com os resultados que já obtivemos. E considerar casos que incluem explicitamente a dinâmica dos íons na simulação para verificar se a dinâmica destas partículas mais massivas influenciam significativamente no comportamento geral da FDV.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] FELDMAN, W.; ASBRIDGE, J.; BAME, S.; MONTGOMERY, M.; GARY, S. Solar wind electrons. **Journal of Geophysical Research**, Wiley Online Library, v. 80, n. 31, 1975. 21, 93
- [2] PIERRARD, V.; MAKSIMOVIC, M.; LEMAIRE, J. Electron velocity distribution functions from the solar wind to the corona. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 104, n. A8, 1999. 21, 93
- [3] LAZAR, M.; SCHLICKEISER, R.; POEDTS, S. **Suprathermal Particle Populations in the Solar Wind and Corona**. [S.l.]: INTECH Open Access Publisher, 2012. 21, 23, 25
- [4] PIERRARD, V.; LAZAR, M. Kappa distributions: Theory and applications in space plasmas. **Solar Physics**, Springer, v. 267, n. 1, 2010. 21, 22
- [5] LYON, J. G. The solar wind-magnetosphere-ionosphere system. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 288, n. 5473, p. 1987–1991, 2000. 21
- [6] PAVAN, J.; VIÑAS, A.; YOON, P. H.; ZIEBELL, L. F.; GAELZER, R. Solar wind strahl broadening by self-generated plasma waves. **The Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 769, n. 2, 2013. 21
- [7] MAKSIMOVIC, M.; ZOUGANELIS, I.; CHAUFRAY, J.-Y.; ISSAUTIER, K.; SCIME, E.; LITTLETON, J.; MARSCH, E.; MCCOMAS, D.; SALEM, C.; LIN, R. et al. Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 au. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 110, n. A9, 2005. 21, 22, 66, 93
- [8] MAKSIMOVIC, M.; PIERRARD, V.; RILEY, P. Ulysses electron distributions fitted with kappa functions. **Geophysical research letters**, Wiley Online Library, v. 24, n. 9, p. 1151–1154, 1997. 21
- [9] 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**, Wiley Online Library, v. 114, n. A5, 2009. 21
- [10] PIERRARD, V.; LAZAR, M.; POEDTS, S.; ŠTVERÁK, Š.; MAKSIMOVIC, M.; TRÁVNÍČEK, P. The electron temperature and anisotropy in the solar wind.

- comparison of the core and halo populations. **Solar Physics**, Springer, v. 291, n. 7, p. 2165–2179, 2016. 21
- [11] 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. 22, 23, 66, 93
- [12] LEUBNER, M. P. A nonextensive entropy approach to kappa-distributions. **Astrophysics and space science**, Springer, v. 282, n. 3, 2002. 22, 23, 24, 78, 93
- [13] LIVADIOTIS, G. Introduction to special section on origins and properties of kappa distributions: Statistical background and properties of kappa distributions in space plasmas. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 120, n. 3, p. 1607–1619, 2015. 22, 23, 24, 77
- [14] SUMMERS, D.; THORNE, R. M. The modified plasma dispersion function. **Physics of Fluids B: Plasma Physics**, AIP, v. 3, n. 8, p. 1835–1847, 1991. 22, 23
- [15] YOON, P.; ZIEBELL, L.; GAELZER, R.; LIN, R.; WANG, L. Langmuir turbulence and suprathermal electrons. **Space Science Reviews**, v. 173, n. 1-4, 2012. 22, 40, 64, 66, 90
- [16] LIVADIOTIS, G.; MCCOMAS, D. Beyond kappa distributions: Exploiting tsallis statistical mechanics in space plasmas. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 114, n. A11, 2009. 22, 24, 93
- [17] HASEGAWA, A.; MIMA, K.; DUONG-VAN, M. Plasma distribution function in a superthermal radiation field. **Physical Review Letters**, APS, v. 54, n. 24, 1985. 24
- [18] COLLIER, M. R. On generating kappa-like distribution functions using velocity space Lévy flights. **Geophysical research letters**, Wiley Online Library, v. 20, n. 15, 1993. 24, 93
- [19] _____. Are magnetospheric suprathermal particle distributions (κ functions) inconsistent with maximum entropy considerations? **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 33, n. 11, 2004. 24, 93
- [20] TREUMANN, R. A. Statistical mechanics of stable states far from equilibrium: Thermodynamics of turbulent plasmas. In: **Physics of Space: Growth Points and Problems**. [S.l.]: Springer, 2001. 24, 93
- [21] TREUMANN, R.; JAROSCHEK, C.; SCHOLER, M. Stationary plasma states far from equilibrium. **Physics of Plasmas**, AIP, v. 11, n. 4, p. 1317–1325, 2004. 24

- [22] TSALLIS, C. Non-extensive thermostatics: Brief review and comments. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, Elsevier, v. 221, n. 1, 1995. 24
- [23] LEUBNER, M. Core-halo distribution functions: A natural equilibrium state in generalized thermostatics. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 604, n. 1, 2004. 24, 93
- [24] LEUBNER, M.; VÖRÖS, Z. A nonextensive entropy approach to solar wind intermittency. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 618, n. 1, 2005. 24, 93
- [25] TREUMANN, R.; JAROSCHEK, C. Gibbsian theory of power-law distributions. **Physical Review Letters**, APS, v. 100, n. 15, 2008. 24, 93
- [26] VOCKS, C.; MANN, G. Generation of suprathermal electrons by resonant wave-particle interaction in the solar corona and wind. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 593, n. 2, 2003. 25, 93
- [27] VOCKS, C.; MANN, G.; RAUSCHE, G. Formation of suprathermal electron distributions in the quiet solar corona. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 480, n. 2, 2008. 25, 93
- [28] YOON, P. H.; RHEE, T.; RYU, C.-M. Self-consistent generation of superthermal electrons by beam-plasma interaction. **Physical Review Letters**, APS, v. 95, n. 21, 2005. 25, 64, 66, 93
- [29] RHEE, T.; RYU, C.-M.; YOON, P. H. Self-consistent formation of electron κ distribution: 2. further numerical investigation. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 111, n. A9, 2006. 25, 93
- [30] GAELZER, R.; ZIEBELL, L. F.; VINAS, A.; YOON, P. H.; RYU, C.-M. Asymmetric solar wind electron superthermal distributions. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 677, n. 1, 2008. 25, 93
- [31] YOON, P. H. Asymptotic equilibrium between langmuir turbulence and suprathermal electrons. **Physics of Plasmas**, AIP Publishing, v. 18, n. 12, 2011. 25, 40, 63, 81, 93
- [32] RYU, C.-M.; RHEE, T.; UMEDA, T.; YOON, P.; OMURA, Y. Turbulent acceleration of superthermal electrons. **Physics of Plasmas**, AIP Publishing, v. 14, n. 10, 2007. 25, 91, 93
- [33] LIN, R.; LEVEDAHL, W.; LOTKO, W.; GURNETT, D.; SCARF, F. Evidence for nonlinear wave-wave interactions in solar type III radio bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 308, 1986. 26

- [34] HASEGAWA, A. **Plasma Instabilities and Nonlinear Effects**. [S.l.]: Springer-Verlag, 1975. 26, 36, 38, 63, 64, 66, 67, 69, 77, 93
- [35] MELROSE, D. B. **Instabilities in Space and Laboratory Plasmas**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1986. 26, 64, 69, 75, 77
- [36] O'NEIL, T.; MALMBERG, J. Transition of the dispersion roots from beam-type to landau-type solutions. **Physics of Fluids**, AIP Publishing, v. 11, n. 8, 1968. 26, 74, 75, 91
- [37] CAIRNS, I. H. Electrostatic wave generation above and below the plasma frequency by electron beams. **Physics of Fluids B: Plasma Physics**, AIP Publishing, v. 1, n. 1, 1989. 26, 74, 76, 91
- [38] OMURA, Y.; MATSUMOTO, H. KEMPO1: Technical Guide to One-Dimensional Electromagnetic Particle Code. In: MATSUMOTO, H.; OMURA, Y. (Ed.). **Computer Space Plasma Physics: Simulation Techniques and Software**. [S.l.]: Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), 1993. 26, 51, 54, 55, 61, 62
- [39] BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of Plasma Physics**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2013. 29, 31, 33, 35, 36, 37, 38, 75
- [40] CHEN, F. F.; GOELER, S. E. von. **Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion volume 1: Plasma physics**. [S.l.: s.n.], 1985. 87 p. 29
- [41] GURNETT, D. A.; BHATTACHARJEE, A. **Introduction to Plasma Physics: With Space and Laboratory Applications**. [S.l.]: Cambridge university press, 2005. 30, 33
- [42] KALLENRODE, M.-B. **Space Physics: an Introduction to Plasmas and Particles in the Heliosphere and Magnetospheres**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2013. 31
- [43] KRALL, N. A.; TRIVELPIECE, A. W.; GROSS, R. A. **Principles of Plasma Physics**. [S.l.]: American Association of Physics Teachers, 1973. 1380–1381 p. 32, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 63, 64, 66, 67, 77, 93
- [44] LAGE, E. **Física Estatística**. [S.l.]: Fundação Calouste Gulbenkian, 1995. 33
- [45] ZIEBELL, L. F.; YOON, P. H.; GAELZER, R.; PAVAN, J. Plasma emission by weak turbulence processes. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 795, n. 2, 2014. 39, 40, 63

- [46] YOON, P. H.; RHEE, T.; RYU, C.-M. Self-consistent formation of electron κ distribution: 1. theory. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 111, n. A9, 2006. 40, 63
- [47] ZIEBELL, L. F.; GAELZER, R.; YOON, P. H. Nonlinear development of weak beam-plasma instability. **Physics of Plasmas**, v. 8, n. 9, 2001. 40
- [48] ZIEBELL, L.; GAELZER, R.; PAVAN, J.; YOON, P. Two-dimensional nonlinear dynamics of beam-plasma instability. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, IOP Publishing, v. 50, n. 8, 2008. 40
- [49] ZIEBELL, L. F.; GAELZER, R.; YOON, P. H. Dynamics of langmuir wave decay in two dimensions. **Physics of Plasmas**, AIP Publishing, v. 15, n. 3, 2008. 40
- [50] ZIEBELL, L.; YOON, P.; GAELZER, R.; PAVAN, J. Langmuir condensation by spontaneous scattering off electrons in two dimensions. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, IOP Publishing, v. 54, n. 5, 2012. 40
- [51] DAWSON, J. M. Particle simulation of plasmas. **Reviews of Modern Physics**, APS, v. 55, n. 2, p. 403, 1983. 43, 47, 49, 51
- [52] 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. 43, 44, 45
- [53] BIRDSALL, C. K.; LANGDON, A. B. **Plasma Physics via Computer Simulation**. 2. ed. Bristol: Institute of Physics Publishing, 1991. 479 p. 43, 44, 45, 46, 47, 50, 51, 52, 53, 54, 61
- [54] SIMÕES JR., F. J. R.; COSTA, J.; ALVES, M.; CARDOSO, F. Física de plasma espacial utilizando simulação computacional de partículas. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 33, n. 1, p. 1310, 2011. 45
- [55] ABREU, A. V. P. **Simulações Particle-in-Cell da interação entre fótons e plasmas de lítio**. Tese (Doutorado), 2015. 46
- [56] POTTER, D. **Computational Physics**. [S.l.]: Interscience Publication, 1973. 47
- [57] SIMÕES JR., F. J. R. **Simulação Computacional de Emissões Eletromagnéticas em Plasmas Espaciais**. Tese (Doutorado) — INPE - 15344-TDI/1380, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Maio 2008. 47

- [58] MATSUMOTO, H.; SATO, T. Computer simulation of space plasmas. In: **Computer Simulation of Space Plasmas**. [S.l.]: Terra Scientific, 1985. v. 1. 47, 50, 51, 61, 62
- [59] LAPENTA, G. Particle-in-cell method, a brief description of the pic method. **Centrum voor Plasma Astrofysica Katholieke Universiteit Leuven, unpublished**, 2006. 48
- [60] _____. Automatic Adaptation in Mono-and Multi-Dimensional PIC codes. In: **Proceedings of the 7th International School/Symposium for Space Simulation**. Kyoto: [s.n.], 2005. p. 23–26. 49
- [61] HOCKNEY, R. W.; EASTWOOD, J. W. **Computer Simulation Using Particles**. [S.l.]: CRC Press, 1988. 51
- [62] BARBOSA, M. V. G. **Ondas em plasmas espaciais representados por função de distribuição Kappa via simulação por partículas**. 83 p. Dissertação (Mestrado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2016. 57, 58, 59, 60
- [63] MARQUES, G. N.; PRETO, A. J.; STEPHANY, S.; PASSARO, A. Uma abordagem meshfree para simulação de plasmas nao-colisionais. In: **Proceedings of the XXVIII Iberian Latin American Congress on Computational Methods in Engineering Porto, Portugal, June 13-15**. [S.l.: s.n.], 2007. 61
- [64] PETRUZZELLIS, L. T. **Evolução não linear de ondas eletrostáticas e eletromagnéticas no contexto da teoria de turbulência fraca em plasmas**. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2014. 67
- [65] GAELZER, R.; YOON, P.; UMEDA, T.; OMURA, Y.; MATSUMOTO, H. Harmonic langmuir waves. ii. turbulence spectrum. **Physics of Plasmas (1994-present)**, AIP Publishing, v. 10, n. 2, 2003. 74
- [66] LIN, R.; CURTIS, D.; LARSON, D.; LUHMANN, J.; MCBRIDE, S.; MAIER, M.; MOREAU, T.; TINDALL, C.; TURIN, P.; WANG, L. The stereo impact suprathermal electron (ste) instrument. **Space Science Reviews**, Springer, v. 136, n. 1-4, p. 241–255, 2008. 81, 90