



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-12318-TDI/991

**DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA ENTRE OS MODOS EXCITADOS
POR ONDAS INDUTORAS DE LANGMUIR
CONTRAPROPAGANTES**

Fernando Jaques Ruiz Simões Júnior

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada
pela Dra. Maria Virgínia Alves, aprovada em 18 de maio de 2004.

INPE
São José dos Campos
2005

523.3

SIMÕES JÚNIOR, F. J. R.

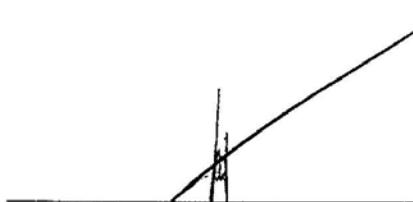
Distribuição de energia entre os modos excitados por ondas indutoras de Langmuir contrapropagantes / F. J. R. Simões Júnior. – São José dos Campos: INPE, 2004.

105p. – (INPE-12318-TDI/991).

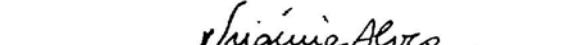
1.Ondas de Plasma. 2.Instabilidade. 3.Radiação eletromagnética. 4.Explosões solar de radiofreqüência.
5. Distribuição de energia. I.Título.

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

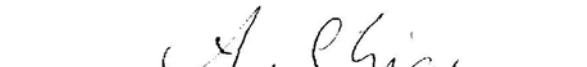
Dr. José Humberto Andrade Sobral


Presidente/INPE, SJCampos-SP

Dra. Maria Virgínia Alves


Orientadora/INPE, SJCampos-SP

Dr. Abraham Chian Long Chian


Membro da Banca/INPE, SJCampos-SP

Dr. José Augusto Bittencourt


Membro da Banca/INPE, SJCampos-SP

Dr. Felipe Barbedo Rizzato


Convidado/Univ. Fed. Do Rio Grande do Sul

Aluno: Fernando Jaques Ruiz Simões Júnior

São José dos Campos, 18 de maio de 2004.

“Quando a gente entende que não entende alguma coisa é que a gente está prestes a entender tudo...”. Do livro “O dia do Curinga”.

JØSTÆN GÅARDER

A minha querida esposa,

LETÍCIA PERLEBERG.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todas pessoas que me ajudaram a vencer mais esta etapa da vida.

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

À orientadora Profª. Drª. Maria Virgínia Alves pela orientação, apoio na realização deste trabalho e principalmente pela pessoa especial que demonstrou ser.

Ao Laboratório Associado de Plasma pela oportunidade de estudos e utilização de suas instalações.

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

Aos professores do INPE pelo conhecimento compartilhado.

Aos amigos do laboratório Associado de Plasma, Márcio de Moraes e Filipe Barbosa pela amizade e companheirismo demonstrados.

Aos meus amigos Mateus Teixeira, Reinaldo Knelb, Paulo Barbieri e André Nunes, e a todos os amigos e colegas que posso ter esquecido de citar.

À Letícia Perleberg pelo amor e compreensão nas diversas ocasiões em que estive ausente.

A meus pais por sempre acreditarem na importância do estudo.

RESUMO

Observação de ondas de plasma através de satélites evidenciam que interações não lineares envolvendo ondas de Langmuir, eletromagnéticas e íon-acústicas estão associadas a explosões de rádio solares do tipo III. Este trabalho tem como objetivo estudar a distribuição de energia entre os modos eletromagnéticos e eletrostáticos excitados a partir de duas ondas indutoras de Langmuir contrapropagantes partindo do modelo teórico de Alves et al. (2002). Começamos nosso trabalho apresentando algumas evidências das interações não lineares envolvendo ondas eletrostáticas de plasma, ondas íon-acústicas e ondas eletromagnéticas no vento solar. Apresentamos alguns conceitos necessários para o estudo de instabilidades em plasmas não magnetizados e as condições para sua ocorrência. Apresentamos a relação de dispersão geral envolvendo duas ondas indutoras de Langmuir que podem se acoplar com as duas ondas íon-acústicas “gratings” para dar origem as ondas de Langmuir filhas e ondas eletromagnéticas. Mostramos o formalismo matemático para estudarmos a distribuição de energia entre os modos anti-Stokes ($\omega_0 + \omega$) e Stokes ($\omega_0 - \omega$) eletrostático e eletromagnético. Resolvemos numericamente a relação de dispersão em função de k_T reproduzindo casos já estudados anteriormente e, a partir do valor de k_T para a maior taxa de crescimento da instabilidade resolvemos a relação de dispersão geral em função da energia total do sistema. Desenvolvemos uma rotina numérica que utiliza os resultados da solução da relação de dispersão em função da energia total do sistema e calculamos a razão entre as energias dos modos anti-Stokes e Stokes, para verificarmos quais os modos são dominante no processo de excitação das ondas eletromagnéticas e eletrostáticas. Utilizamos em nossos cálculos parâmetros observacionais de explosões solares tipo III no meio interplanetário (Thejappa e MacDowall, 1998), para dois regimes diferentes, de decaimento $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$ e modulacional $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$, previstos por modelos anteriores considerando apenas uma indutora. Os resultados obtidos mostram que as regiões de instabilidade dependem do vetor de onda das ondas indutoras, das amplitudes e da razão entre as amplitudes das mesmas.

ENERGY DISTRIBUTION BETWEEN EXCITED MODES BY A PAIR OF COUNTERPROPAGATING LANGMUIR PUMP WAVES

ABSTRACT

Results from plasma wave experiments in spacecraft give support to nonlinear interaction involving Langmuir waves, electromagnetic waves and ion-acoustic waves in association with type III solar radio bursts. This work has the objective of studying the energy distribution between the electromagnetic and electrostatic waves excited from counter-propagating Langmuir pump waves using the theoretical model of Alves et al. (2002). We start our work presenting some evidences of the non linear interactions involving electrostatic plasma waves, electromagnetic and ion-acoustics waves in the solar wind. We present some necessary concepts for the study of instabilities in no magnetized plasmas and the conditions for its occurrence. We present the general dispersion relation involving two Langmuir pump waves that can couple to two ion-acoustics waves “gratings” to give origin to Langmuir daughter waves and electromagnetic waves. We show the mathematical formalism to study the distribution of energy between the anti-Stokes ($\omega_0 + \omega$) to Stokes ($\omega_0 - \omega$) electrostatic and electromagnetic modes. We solve numerically the dispersion relation as a function of k_T reproducing the cases previously studied. From the value of k_T corresponding to the highest growth rate of the instability we solve the general relation dispersion as a function of the pump wave energy. We develop a numerical routine that uses the results of the solution of the general dispersion relation as a function of the energy pump and calculate the ratio between the anti-Stokes to Stokes amplitudes, and verify which of the modes are dominant in the process of excitement of the electromagnetic and electrostatic waves. In our calculation we use observational parameters of the type III solar radio bursts (Thejappa e MacDowall, 1998), for two different regimes, of decay-type $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$ and modulational $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$, previously predicted considering only one pump wave. The results we obtain show that regions of instability depend on the wave number of pump waves, on the amplitudes and on the ratio between the amplitudes of the pump waves.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO	21
CAPÍTULO 2 – OBSERVAÇÃO DAS EXPLOSÕES SOLARES TIPO III	27
2.1 – Introdução	27
2.2 – Explosões solares tipo III	27
2.2.1 – Características das Explosões Solares tipo III	31
2.3 – Dados Observacionais	31
CAPÍTULO 3 – INSTABILIDADES DE PLASMA	39
3.1 – Introdução	39
3.2 – Instabilidades Paramétricas	41
3.3 – Equações Generalizadas de Zakharov	48
3.4 – Derivação da Relação de Dispersão Generalizada	49
CAPÍTULO 4 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA	55
4.1 – Introdução	55
4.2 – Razão Entre os Modos Anti-Stokes e Stokes Eletrostáticos	55
4.3 – Razão Entre os Modos Anti-Stokes e Stokes Eletromagnéticos	58
CAPÍTULO 5 – SOLUÇÃO NUMÉRICA DA RELAÇÃO DE DISPERSÃO E RAZÃO ENTRE OS MODOS ANTI-STOKES E STOKES ELETROMAGNÉTICOS	65
5.1 – Introdução	65
5.2 – Descrição dos Métodos Para o Cálculo da Relação de Dispersão e Razão Entre os Modos Anti-Stokes e Stokes	65
5.3 – Solução Numérica da Relação de Dispersão e Razão Entre os Modos Anti-Stokes e Stokes	66
5.4 – Solução Numérica da Relação de Dispersão em 3D	87
5.4.1 – Introdução dos Resultados em 3D	87
5.4.2 – Solução Numérica da Relação de Dispersão em 3D	87
CAPÍTULO 6 – CONCLUSÕES	99

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Esquema do acoplamento Sol-Terra através do vento solar.	21
1.2 Esquema da trajetória do satélite Ulysses que foi lançado em 6 de outubro de 1990 com o objetivo de estudar as regiões de grande latitude do Sol.	22
2.1 Representação esquemática da geração de ondas de Langmuir e emissão de ondas de rádio do tipo III no meio interplanetário a partir de um feixe de elétrons energéticos de origem solar.	28
2.2 Esquema da variação da freqüência local do plasma no meio interplanetário como função da posição em unidades astronômicas (UA).	29
2.3 Fluxo de energia durante uma explosão de rádio tipo III. Parte da energia do feixe é transformada em radiação através da instabilidade feixe-plasma com freqüência da ordem de ω_{pe} e instabilidade onda-onda com freqüência $2\omega_{pe}$. A energia restante é transformada em ondas íon-acústicas e perdida para o plasma local.	30
2.4 Dados observacionais associados a uma explosão solar tipo III, onde se observa no topo o fluxo de elétrons com energias entre 2 e 62 keV, e na parte inferior os campos elétricos, com freqüências entre 17,8 Hz e 100 kHz, associadas a ondas eletromagnéticas, de Langmuir e íon-acústicas. A barra horizontal entre 11:15 e 11:45 horas indica o período onde se tem inclinação positiva da função de distribuição de velocidade dos elétrons e uma amplificação das ondas de Langmuir (17,8 e 10 kHz) e íon-acústicas (178 a 100 Hz).	33
2.5 Dados observacionais com alta resolução temporal (micro estruturas) para o mesmo evento da Figura 2.4 onde observa-se uma melhor correlação entre as ondas de Langmuir e ondas íon-acústicas..	34

2.6	Espectro dinâmico de uma explosão de rádio solar tipo III interplanetária e ondas associadas. A intensidade da onda é indicada pela escala de cores em dB acima do ruído de fundo. No painel superior são observadas duas explosões tipo III: o evento mais intenso mostra emissão de rádio em freqüência eletrônica de plasma local, ocorrendo em aproximadamente 23 kHz como indicado pelo ruído térmico dos elétrons. Ondas de Langmuir, de baixa freqüência (LF), e ondas eletromagnéticas de baixa freqüência (whistler) são detectadas quando associadas ao feixe de elétrons na região onde se encontra o satélite.	36
2.7	Espectograma freqüência - tempo que mostra uma explosão solar tipo III produzida em uma intensa emissão solar ocorrida no dia 28 de outubro de 2003.	37
2.8	Espectograma freqüência - tempo que mostra uma explosão solar tipo III produzida em uma intensa emissão solar ocorrida no dia 4 de novembro de 2003.	37
3.1	Ilustração de várias condições das instabilidades.	40
3.2	Relação de dispersão para as ondas eletromagnética, de Langmuir e íon-acústica em um plasma morno não magnetizado.	44
3.3	Diagramas de casamento de fase que mostram as condições de casamento no espaço ($\omega - \mathbf{k}$) para algumas instabilidades paramétricas de três ondas a) Espalhamento Raman estimulado, b) Espalhamento Brillouin estimulado, c) Instabilidade de decaimento de dois plasmons, d) Instabilidade paramétrica de decaimento, e) Instabilidade de Langmuir, e f) Instabilidade eletrônica de decaimento.	47
3.4	Esquema dos vetores de ondas: $k_0^{-(+)}$ estão relacionados com as ondas de Langmuir indutoras, $k_{1(2)}$ com as ondas íon-acústicas, $(k_0^{+(-)} - k_{1(2)})$ são as ondas eletrostáticas (oblíquas a $k_0^{+(-)}$) ou eletromagnéticas (\perp a $k_0^{+(-)}$) modo Stokes e $(k_0^{+(-)} + k_{1(2)})$ são as ondas eletrostáticas (oblíquas a $k_0^{+(-)}$) ou eletromagnéticas (\perp a $k_0^{+(-)}$) modo anti-Stokes.	50
4.1	Solução numérica para o modelo de uma onda indutora com o limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$; a) e c) para o modelo de Akimoto (1988), e b) e d) para o modelo de Abalde et al. (1998); a) e b) mostram a parte real da solução da relação de dispersão e c) e d) a taxa de crescimento em função de $k_T\lambda_D$	57

5.1	Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$, no limite de $r \rightarrow 0$ (uma única onda indutora). Neste caso adotamos $r = 0,001$, $k_0 = 0,0451$ satisfazendo o limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$	68
5.2	Solução numérica da relação de dispersão em função de W_{T0} . Para estes gráficos utilizamos $k_0 = 0,451$, $r = 0,001$, $k_T\lambda_D = 4,35 \times 10^{-4}$ satisfazendo o limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$	69
5.3	Razão entre os modos anti-Stokes e Stokes para o caso $r = 0,001$, caso limite de uma onda indutora, utilizando os mesmos valores da Figura 5.2.	70
5.4	Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$. Neste caso adotamos $r = 0,1$, $k_0 = 10^{-4}$ satisfazendo o limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$	72
5.5	Solução numérica da relação de dispersão em função de W_{T0} . Para esta solução adotamos o valor de $k_T\lambda_D$ da primeira região da Figura 5.4 para o qual obtem-se a maior taxa de crescimento adotando os seguintes parâmetros $r = 0,1$, $k_T\lambda_D = 8,09 \times 10^{-6}$ e $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$	73
5.6	Razão entre os modos anti-Stokes e Stokes para o caso estudado na Figura 5.5.	74
5.7	Solução numérica da relação de dispersão em função de W_{T0} . Utilizamos o valor de $k_T\lambda_D$ da segunda região da Figura 5.4 para maior taxa de crescimento. Para estes gráficos utilizamos $r = 0,1$, $k_T\lambda_D = 1,83 \times 10^{-5}$ satisfazendo o limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$	75
5.8	Razão entre os modos anti-Stokes e Stokes para o caso da Figura 5.7.	76
5.9	Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$ para $r = 0,5$, $k_0 = 10^{-4}$ e $W_0 = 1 \times 10^{-5}$ dentro do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$	77
5.10	Solução numérica da relação de dispersão em função de W_{T0} . Neste caso usamos o valor de $k_T\lambda_D$ equivalente ao ponto de maior taxa de crescimento para região de instabilidade puramente crescente da Figura 5.9. Para estes gráficos utilizamos $r = 0,5$, $k_T\lambda_D = 1,34 \times 10^{-5}$ dentro do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$	78
5.11	Razão entre os modos anti-Stokes e Stokes para o caso da Figura 5.10.	79

5.12 Solução numérica da relação de dispersão em função de W_{T0} . Neste caso adotamos o valor $k_T\lambda_D = 1,8 \times 10^{-5}$, representativo da região de instabilidade não ressonante para o caso da Figura 5.9. Para estes gráficos utilizamos $k_0 = 1 \times 10^{-4}$ fixo, $r = 0,5$, dentro do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.	80
5.13 Razão entre os modos anti-Stokes e Stokes para o caso da Figura 5.12.	81
5.14 Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$. Para este caso adotamos $r = 0,95$, $k_0 = 10^{-4}$ e $W_0 = 10^{-5}$ dentro do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.	82
5.15 Solução numérica da relação de dispersão em função de W_{T0} para um valor de $k_T\lambda_D$ correspondente a maior taxa de crescimento da Figura 5.14. Para estes gráficos utilizamos $r = 0,95$, $k_T\lambda_D = 1,52 \times 10^{-5}$ e $k_0 = 10^{-4}$ dentro do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.	83
5.16 Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$. Para este caso consideramos duas ondas indutoras de Langmuir com mesma amplitude e direções opostas $r = 1$ e adotamos $k_0 = 10^{-4}$, $W_0 = 10^{-5}$ dentro do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.	85
5.17 Solução numérica da relação de dispersão em função da energia total das ondas indutoras. Para este caso utilizamos o valor de $k_T\lambda_D = 1,53 \times 10^{-5}$ que corresponde a maior taxa de crescimento apresentada na Figura 5.16.	86
5.18 Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$ e k_0 . Consideramos $r = 0,5$ para o limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.	89
5.19 Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$ e k_0 . Consideramos $r = 0,95$ para o limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.	91
5.20 Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$ e k_0 . Para estes cálculos adotamos $r = 10^{-3}$ dentro do limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$.	93
5.21 Gráfico de contorno da taxa de crescimento apresentado na Figura 5.20(b). Podemos observar uma relação linear entre k_T e k_0 .	94
5.22 Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$ e r considerando o limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.	95
5.23 Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$ e r , para o limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$.	96

5.24 Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$ e k_0 , com os valores de k_0 englobando os dois limites $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$, $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$ e $r = 0, 5$.	98
---	----

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Nas últimas décadas um grande número de trabalhos científicos apresentam observações e modelos teóricos a respeito das emissões solares. A importância destes estudos está no fato de servirem para monitorar as atividades solares e consequentemente o acoplamento Sol-Terra. Este acoplamento se dá através do vento solar, um tênué plasma altamente condutor composto principalmente por elétrons e prótons, emitidos continuamente pelo Sol como resultado da expansão supersônica da coroa. A Figura 1.1 representa um esquema deste acoplamento entre o Sol e a Terra com o vento solar. Junto com a emissão de energia na forma de partículas o Sol libera energia na forma de ondas que muitas vezes podem ser detectadas pelos satélites que realizam o monitoramento do espaço interplanetário nas vizinhanças do planeta Terra e também a partir do solo.

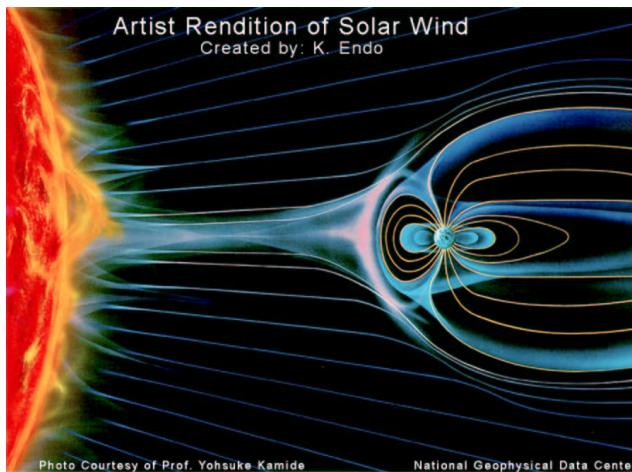


FIGURA 1.1 – Esquema do acoplamento Sol-Terra através do vento solar.
FONTE: Endo (2004).

Uma grande contribuição na área observational foi dada pelas missões espaciais Ulysses e Galileo, as quais, carregam a bordo um conjunto de instrumentos que possibilita a obtenção de dados com uma resolução espaço-temporal nunca antes conseguida e que permite verificar algumas características previstas em modelos teóricos de uma grande variedade de fenômenos.

O objetivo principal da missão Ulysses era observar a atividade solar em grandes latitudes. Ao longo de sua trajetória uma grande variedade de fenômenos, entre os quais ondas de plasma espacial, rádio explosões solares e variações de densidade eletrônica do plasma espacial, foram observados. Para que o satélite conseguisse seu principal objetivo

foi necessário que sua trajetória tivesse um vôo de assistência gravitacional no planeta Júpiter, permitindo assim, uma melhor observação das características desse planeta. A Figura 1.2 mostra o esquema da trajetória do satélite no sistema solar.

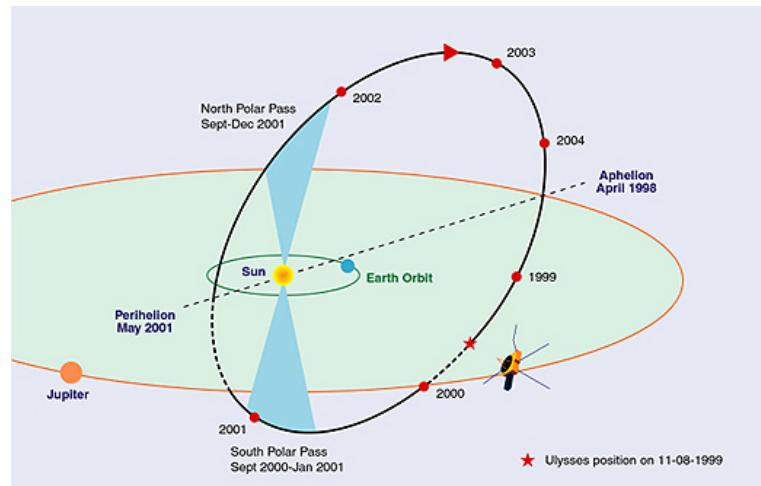


FIGURA 1.2 – Esquema da trajetória do satélite Ulysses que foi lançado em 6 de outubro de 1990 com o objetivo de estudar as regiões de grande latitude do Sol.
FONTE: Sedlacko (2003).

Explosões interplanetárias de rádio tipo III, são emissões solares de rádio que têm sua origem associada a correntes de elétrons energéticos acelerados a partir de explosões solares (solar flare) ou em regiões ativas do Sol que penetram na coroa solar e no meio interplanetário a distâncias maiores que 1 UA (Goldman et al., 1980). Os elétrons movem-se para fora do Sol e excitam ondas de Langmuir através de instabilidade feixe-plasma. Estas ondas de Langmuir, por sua vez, interagem com flutuações de densidade de baixa freqüência para gerar radiação fundamental próxima a freqüência local do através de um processo de decaimento, que pode ser representado por ($L \rightarrow L' + S$). A maior taxa de crescimento para este processo é obtida quando a onda de Langmuir gerada (L') se propaga na direção contrária a direção da onda que a gerou (Robinson, 1997), ou seja é retroespalhada. De forma alternativa, as ondas de Langmuir originais podem interagir com as ondas geradas para emitir radiação harmônica com freqüência aproximadamente duas vezes a freqüência local do plasma (Chian e Alves, 1988).

Estudos teóricos anteriores, usualmente, interpretam emissões de rádio tipo III de baixa freqüência (menores que $1MHz$,) como o segundo harmônico (Ginzburg e Zheleznyakov, 1958). No entanto, estas teorias não conseguem explicar o atraso entre o início da emissão da radiação local e as ondas de Langmuir, assim como o feixe de elétrons associado a elas. Esta inconsistência pode ser resolvida se a emissão de rádio de baixa freqüência

for interpretada como a radiação fundamental gerada em regiões muito próximas ao Sol. Experimentos observacionais indicam que a emissão interplanetária tipo III é, de fato, dominada pela radiação fundamental do início até o máximo da explosão (Dulk et al. (1984); Kellogg (1980)).

Vários mecanismos têm sido sugeridos para serem os geradores da radiação solar fundamental. Estes incluem, espalhamento induzido de ondas de Langmuir por nuvens de íons (Ginzburg e Zheleznyakov, 1958); conversão direta devida a propagação e tunelamento das ondas de Langmuir através das não homogeneidades do plasma (Ginzburg e Zheleznyakov, 1959); coalescência incoerente (fases aleatórias) de ondas de Langmuir com ondas de baixa freqüência (Kaplan e Tsytovich, 1968); colapso supersônico de pacotes de ondas de Langmuir fortemente turbulentos (Goldman et al., 1980); conversão de ondas de Langmuir pelas flutuações de densidade produzidas por forte turbulência do plasma (Kruchina et al., 1980); e instabilidade de decaimento eletromagnético.

Atualmente, aceita-se que o mecanismo gerador de emissão de rádio solar tipo III é constituído de duas etapas: feixes de elétrons energéticos emitidos pelo Sol excitam ondas eletrostáticas ou de Langmuir via interação feixe-plasma, com freqüências da ordem da freqüência local de plasma ω_{pe} , e número de onda k_0 da ordem de ω_{pe}/v_b , onde v_b é a velocidade do feixe de partículas. Estas ondas são então convertidas em radiação eletromagnética via interações onda-onda não lineares.

Vários processos têm sido sugeridos para explicar a segunda etapa do mecanismo gerador de radiação solar tipo III.

Numa referência clássica, Ginzburg e Zheleznyakov (1958) propuseram que uma onda eletromagnética com freqüência igual a freqüência fundamental de plasma poderia ser produzida por um processo de três ondas, envolvendo o acoplamento de uma onda indutora de Langmuir e uma onda filha íon-acústica. Akimoto (1988) e Abalde et al. (1998) estenderam o modelo de Ginzburg e Zheleznyakov (1958) para um modelo de quatro ondas baseando-se na instabilidade modulacional híbrida (eletromagnética - eletrostática) na qual os modos Stokes ou anti-Stokes eletromagnéticos e ondas de Langmuir filhas são excitados simultaneamente.

Lashmore-Davies (1974) foi o primeiro a mostrar que uma emissão eletromagnética fundamental ($\omega = \omega_{pe}$) poderia ser o resultado do acoplamento de dois triplets de ondas, considerando duas ondas de Langmuir indutoras se propagando em direção contrárias. Chian e Alves (1988), baseando-se na proposta de Lashmore-Davies (1974), formularam uma teoria para radiação solar tipo III para o caso de duas ondas indutoras de Langmuir

de mesma amplitude, e apenas um modo de baixa freqüência (íon-acústica). Rizzato e Chian (1992) melhoraram este modelo de duas indutoras introduzindo uma segunda onda íon-acústica (2° grating) que garantia a simetria da cinemática das ondas. Além disto, esses autores consideraram a geração simultânea de ondas eletromagnéticas e de Langmuir filhas. Podemos considerar o modelo de Chian e Rizzato como uma extensão dos modelos de Akimoto (1988) e Abalde et al. (1998).

Glanz et al. (1993) modificaram o modelo de Chian e Alves (1988), permitindo assim, amplitudes diferentes para as indutoras de Langmuir e incluindo a segunda onda íon-acústica.

Mais recentemente, Alves et al. (2002) consideraram a emissão de radiação eletromagnética gerada por duas ondas de Langmuir de diferentes amplitudes se propagando em direções opostas. Neste tratamento, os autores consideraram a presença de duas ondas íon-acústicas e a geração dos modos Stokes e anti-Stokes eletromagnéticos e de Langmuir filhas. Alves et al. (2002) obtiveram a relação de dispersão e a resolveram numericamente para dois casos específicos, utilizando como parâmetros dados observacionais do vento solar (Thejappa e MacDowall, 1998).

Os resultados apresentados por esses autores mostram que a relação de dispersão por eles obtida engloba os modelos propostos anteriormente. Mostraram ainda, que a presença de indutoras de amplitudes diferentes leva ao aparecimento de regiões de instabilidade convectiva, não existentes quando as indutoras têm amplitudes iguais.

O objetivo deste trabalho de mestrado é explorar melhor a relação de dispersão geral obtida por Alves et al. (2002), obtendo soluções para valores diferentes entre as amplitudes das ondas indutoras r , energia das ondas indutoras W_0 e número de onda k_0 . Obter a razão entre as energias dos modos anti-Stokes e Stokes eletromagnéticos e eletrostáticos que são excitados a partir das ondas indutoras de Langmuir associadas às explosões solares tipo III.

No segundo capítulo apresentamos algumas evidências para as interações não lineares envolvendo ondas eletrostáticas, ondas íon-acústicas e ondas eletromagnéticas que podem ser associadas às observações das explosões solares tipo III, e discutimos alguns fatores que caracterizam estes fenômenos.

No terceiro capítulo apresentamos alguns conceitos necessários para o estudo das instabilidades, assim como o formalismo matemático necessário para realiza-lo.

No quarto capítulo descrevemos o método utilizado para obtermos a razão entre a energia

dos modos anti-Stokes e Stokes, eletrostáticos e eletromagnéticos, excitados pelas ondas indutoras de Langmuir contrapropagantes.

O quinto capítulo é destinado a apresentação das soluções numéricas da relação de dispersão e da razão entre os modos anti-Stokes e Stokes eletromagnéticos.

No sexto capítulo apresentamos as conclusões deste trabalho e discutimos algumas propostas para trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2

OBSERVAÇÃO DAS EXPLOSÕES SOLARES TIPO III

Resumo

Neste capítulo vamos apresentar algumas evidências observacionais da ocorrência de interações não lineares envolvendo ondas eletrostáticas de plasma (Langmuir), ondas íon-acústicas e ondas eletromagnéticas no vento solar, associadas ao fenômeno das explosões solares tipo III.

2.1 Introdução

As explosões solares tipo III foram umas das primeiras formas de rádio emissão solar descobertas, tornando-se um dos aspectos mais característicos da atividade solar. Esta classe de fenômenos e suas variantes são talvez o tipo de rádio emissão mais estudado, visto que, várias investigações têm sido feitas para fornecer um entendimento de seus aspectos teóricos e observacionais, a partir do momento que foram reconhecidas como uma classe de fenômenos solares de rádio. Desde então, sua observação e interpretação tem despertado o interesse de muitos pesquisadores (Ginzburg e Zheleznyakov (1958); Goldman (1984); Dulk et al. (1984); Kellogg (1980); Goldman et al. (1981); Hafizi et al. (1982); Chian e Alves (1988); McKinstrie e Bingham (1989); Luther e McKinstrie (1990); McKinstrie e Goldman (1992); Li (1993b); Li (1993a); Chian e Abalde (1999); Alves et al. (2002); Li et al. (2003) e outros) contribuindo para o aprimoramento da física de plasma, do entendimento de processos de emissão e propagação da radiação eletromagnética, facilitando o estudo das propriedades da cromosfera e da coroa solar.

2.2 Explosões solares tipo III

Para a identificação das características destas complexas emissões de rádio a partir do Sol, foi necessário seu estudo num amplo e contínuo intervalo de freqüência. Com o rádio espectógrafo dinâmico (1949) foi possível o registro da intensidade da emissão solar como função contínua da freqüência e do tempo, permitindo que a primeira classificação da emissão solar fosse feita (Wild e Mccready, 1950)

Os rádios espectógrafos foram muito úteis na pesquisa da natureza física das emissões, mas não auxiliaram na detecção da origem da radiação. No estudo deste fenômeno foi necessária a obtenção de dados direcionais usando interferômetros como o de Nançay na França em 1956. Os progressos nas técnicas espectrais e na observação direcional, isto é, rádio desenho em duas dimensões com adequada resolução temporal e espacial, têm auxiliado no delineamento das estruturas das fontes de emissão e de seu desenvolvi-

mento; uma grande contribuição foi dada com o radioheliógrafo de Culgoora (Austrália), operacional de 1967 a 1986 (McLean e Labrum, 1985).

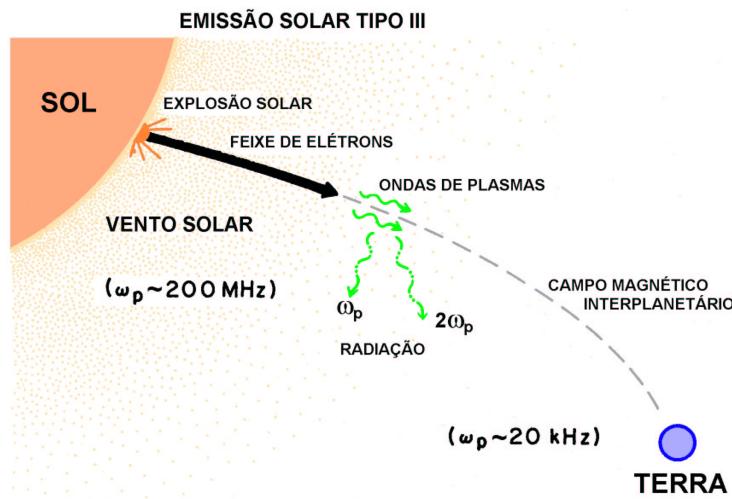


FIGURA 2.1 – Representação esquemática da geração de ondas de Langmuir e emissão de ondas de rádio do tipo III no meio interplanetário a partir de um feixe de elétrons energéticos de origem solar.

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

O cenário associado com as emissões solares tipo III é mostrado na Figura 2.1. O feixe de elétrons é gerado na superfície do Sol, possivelmente como resultado da reconexão magnética que ocorre durante uma emissão solar (Goldman, 1984). O resultado deste evento é um feixe de elétrons propagando-se ao longo das linhas abertas de campo magnético na direção radial a partir do Sol. Quando estes elétrons são produzidos, passam pelo plasma denso próximo ao Sol, e à medida que se afastam encontram regiões onde a densidade vai tornando-se progressivamente menor e consequentemente, com freqüência de plasma menor (veja Figura 2.2).

As ondas de plasma são convertidas não linearmente em radiação próxima a freqüência local do plasma e seus harmônicos. Como a freqüência diminui com a densidade, a freqüência da radiação observada em um determinado ponto no meio interplanetário

diminui com uma função do tempo, de altos valores (≈ 200 MHz), quando a onda é gerada próxima a superfície do Sol, até valores bem pequenos (dezenas de kHz), quando a onda é gerada próxima a Terra.

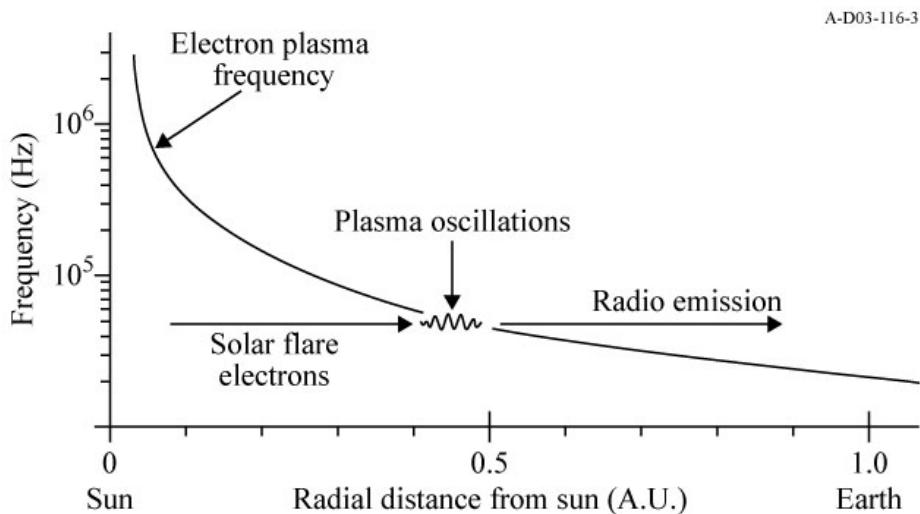


FIGURA 2.2 – Esquema da variação da freqüência local do plasma no meio interplanetário como função da posição em unidades astronômicas (UA).

FONTE: Gurnett (2004).

As observações com alta resolução temporal indicam que as ondas de Langmuir associadas aos eventos tipo III ocorrem em largos picos com escala espacial ≤ 40 km, superpostos por intensos picos de milisegundos com escala espacial da ordem de 20 comprimentos de Debye e com densidades de energia bem acima do limiar de forte turbulência. Estes picos de milisegundos são interpretados em termos de sólitons de Langmuir aparecendo como resultado da instabilidade modulacional, instabilidade de dois feixes, formação de sólitons de Langmuir e processos de colapso de ondas de Langmuir (Thejappa et al., 1993).

Um resumo do mecanismo de colapso de ondas de Langmuir pode ser representado por um diagrama de fluxo de energia apresentado na Figura 2.3. Grande parte da energia do feixe de elétrons permanece intacta durante o processo de ejeção a partir do Sol, uma pequena parte desta energia é transformada em ondas de Langmuir através de instabilidade feixe de plasma. Os pacotes de ondas de Langmuir restantes entram em colapso devido às interações onda-onda não lineares. Durante este colapso uma pequena

fração de energia das ondas de Langmuir é irradiada, principalmente com freqüências da ordem de $2\omega_{pe}$. Grande parte desta energia é dissipada pelo acoplamento entre íons e elétrons neste último estágio do colapso (Goldman et al., 1980).

As emissões tipo III foram primeiramente observadas por estações localizadas na superfície da Terra, mas, como a ionosfera terrestre reflete as radiações abaixo de 5 MHz, somente as emissões que ocorriam mais próximas ao Sol podiam ser observadas. Com o advento dos satélites (Helios 1 e 2 em uma órbita intermediária entre o Sol e a Terra e ISEE-3 e IMP 6,8 em órbita próxima a Terra), que forneceram dados importantes a respeito do espectro de radiação das ondas de Langmuir e dos feixes de elétrons, foi possível observar as emissões de baixa freqüência que ocorrem mais próximas à Terra (Goldman, 1984).

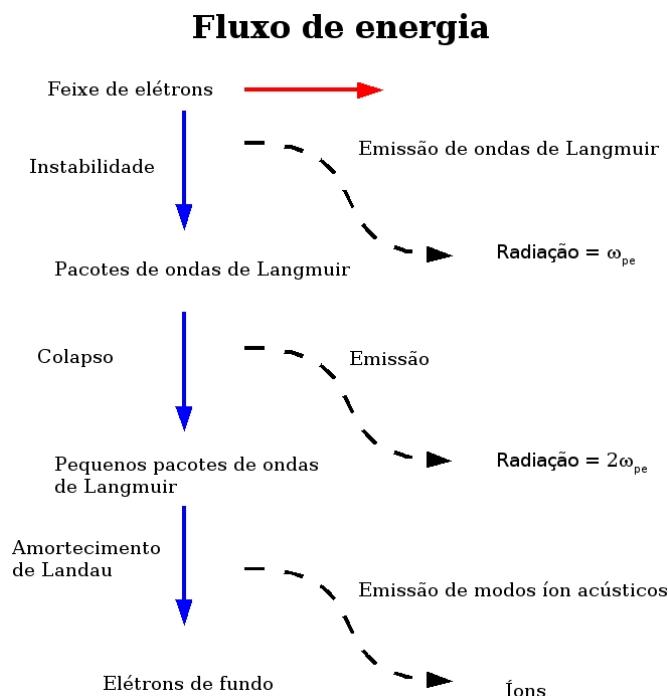


FIGURA 2.3 – Fluxo de energia durante uma explosão de rádio tipo III. Parte da energia do feixe é transformada em radiação através da instabilidade feixe-plasma com freqüência da ordem de ω_{pe} e instabilidade onda-onda com freqüência $2\omega_{pe}$. A energia restante é transformada em ondas íon-acústicas e perdida para o plasma local.

FONTE: Adaptado de Goldman et al. (1980, p. 393)

2.2.1 Características das Explosões Solares tipo III

A seguir, algumas das principais características das explosões solares tipo III são enumeraadas (Vlahos e Raoult (1995); Wiehl et al. (1985); Elgaroy e Lyngstad (1972); Simnett e Benz (1986)):

- 1- as explosões do tipo III ocorrem em um amplo intervalo de freqüências de 10 kHz a 8 GHz, correspondendo a alturas que vão desde a cromosfera até o meio interplanetário;
- 2- a taxa de deriva em freqüências diminui com o decréscimo da freqüência, e com a velocidade correspondente dos elétrons emitidos da ordem de $0,2c$ a $0,6c$, onde c é a velocidade da luz no vácuo;
- 3- explosões do tipo III ocorrem em grupos de 10 ou mais explosões, podendo, raramente haver explosões isoladas. Grupos intensos ocorrem freqüentemente na fase impulsiva dos “flares”, apesar de 15% dos “flares” impulsivos não apresentarem explosões tipo III entre 100 e 1000 MHz;
- 4- a duração é inversamente proporcional à freqüência; a duração (em segundos) à meia potência é da ordem de $220/f$ (MHz);
- 5- os tempos de excitação são mais curtos que os tempos de decaimento e o decaimento é exponencial;
- 6- a temperatura de brilho é da ordem de $10^8 - 10^{10} K$;
- 7- a polarização circular varia de $\sim 50\%$ a 100% ;
- 8- as alturas típicas, onde são observadas, variam de 10 a 200 R_\odot (raios Terrestres) para configuração de linhas de campo magnético abertas.

2.3 Dados Observacionais

O espectro dinâmico de uma explosão solar tipo III se distingue das outras formas de explosões ativas pela rápida deriva de freqüência que vai de centenas de MHz na coroa solar (onde ocorrem normalmente duas bandas espectrais, com uma razão de freqüências da ordem de 2) a dezenas de kHz no meio interplanetário (Thejappa e MacDowall, 1998).

Dados observacionais mostram que os processos não lineares do tipo acoplamento onda-onda estão presentes nas explosões solares tipo III. A Figura 2.4 apresenta dados observacionais do satélite ISEE-3 durante eventos de emissão de rádio tipo III onde se observa

uma correlação entre o fluxo de elétrons energéticos (parte superior da figura), e a amplificação de ondas eletromagnéticas com freqüências da ordem de 100, 56,2 e 31,6 kHz, ondas de Langmuir com freqüências da ordem de 17,8 e 10 kHz e ondas íon-acústicas de 178 e 100 Hz no período das 11:15 às 11:45 horas, indicado pela barra horizontal que aparece na parte superior da figura que corresponde à região de emissão de ondas. Nesta figura, observa-se um gradiente positivo na função de distribuição das velocidades dos elétrons neste período, condição necessária para ocorrer a interação feixe-plasma que gera as ondas de Langmuir; é clara a correlação entre as ondas eletrostáticas de baixa freqüência (ondas íon-acústicas), e de alta freqüência (ondas de Langmuir) que ao interagirem entre si através de instabilidade onda-onda podem gerar ondas eletromagnéticas que reforçam as emissões geradas anteriormente, mais próximas ao Sol (100, 56,2 e 31,6 kHz). Nesta figura, observa-se que as ondas eletromagnéticas foram geradas em regiões mais próximas do Sol, em processos anteriores, por terem seu início antes das 11:15 horas. Pode-se notar que para freqüências maiores este início ocorre mais cedo.

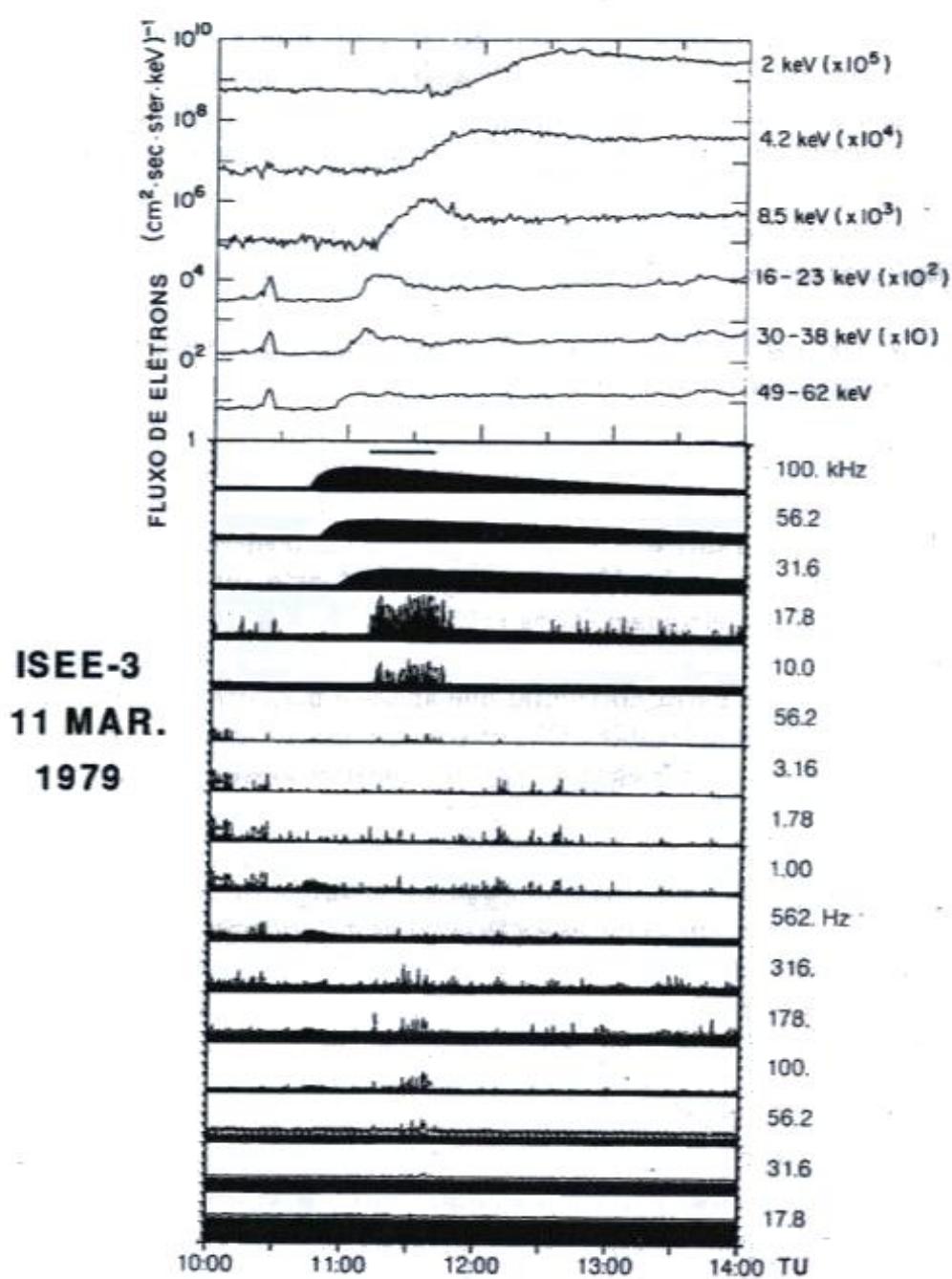


FIGURA 2.4 – Dados observacionais associados a uma explosão solar tipo III, onde se observa no topo o fluxo de elétrons com energias entre 2 e 62 keV, e na parte inferior os campos elétricos, com freqüências entre 17,8 Hz e 100 kHz, associadas a ondas eletromagnéticas, de Langmuir e íon-acústicas. A barra horizontal entre 11:15 e 11:45 horas indica o período onde se tem inclinação positiva da função de distribuição de velocidade dos elétrons e uma amplificação das ondas de Langmuir (17,8 e 10 kHz) e íon-acústicas (178 a 100 Hz).

FONTE: Lin et al. (1986, p. 956).

A Figura 2.5 apresenta as micro estruturas, ou seja, as observações com alta resolução temporal que são muito importantes para o estudo da correlação entre as ondas de Langmuir e as ondas íon-acústicas. Nesta figura, observam-se as micro variações nas freqüências de 100 Hz (ondas íon-acústicas) e 17,8 kHz (ondas de Langmuir), num curto intervalo de tempo.

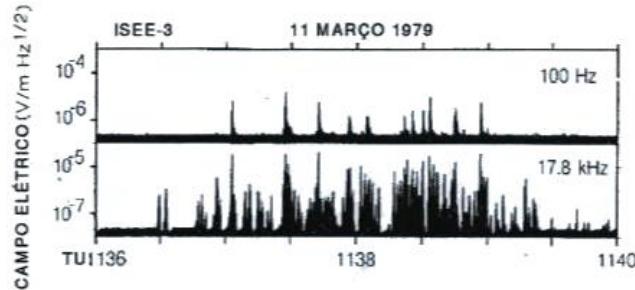


FIGURA 2.5 – Dados observacionais com alta resolução temporal (micro estruturas) para o mesmo evento da Figura 2.4 onde observa-se uma melhor correlação entre as ondas de Langmuir e ondas íon-acústicas..
FONTE: Lin et al. (1986, p. 958)

A Figura 2.6 apresenta alguns dados do Experimento Unificado de Rádio e Ondas de Plasma (URAP) (Stone et al., 1992) a bordo do satélite Ulysses. Durante estas observações o satélite se encontrava a aproximadamente 1,34 UA do Sol e 2,31 UA da Terra. A parte superior da figura mostra os dados do RAR¹ o qual apresenta as características do campo elétrico, banda superior (52 – 940 kHz), assim como, a banda inferior (1, 25 – 48,5 kHz). A rápida deriva de freqüência que se estende de ~ 940 kHz até a freqüência local de plasma $\omega_{pe} \sim 23$ kHz é uma característica das explosões solares de rádio tipo III. A sobreposição que as ondas de Langmuir fazem com a linha de plasma (região de fronteira entre as emissões e o ruído térmico) indicam que as ondas são geradas na vizinhança do satélite (Thejappa e MacDowall, 1998).

No terceiro painel são apresentadas as medidas do campo elétrico com o censor PRF². As flutuações do campo nos períodos de $\sim 6 : 00$ até $\sim 10 : 00$ UT, com uma banda de freqüência próxima a freqüência de plasma, são ondas de Langmuir; os sinais aleatórios

¹Receptor Astronômico de Rádio, que mede os campos elétricos de ondas de 1 a 940 kHz com uma resolução temporal de 128 s.

²Receptor de Freqüência de Plasma, que mede o campo elétrico das ondas de 0,5 a 35 kHz e resolução temporal de 16 s.

que são vistos com freqüências de ~ 1 a ~ 10 kHz são as chamadas ondas íon-acústicas de alta freqüência (Thejappa e MacDowall, 1998). Nos painéis quatro, cinco e seis são apresentados as medidas dos instrumentos WFA³, que mostram as variações dos campos elétricos e magnéticos associados às ondas de Langmuir.

Um outro exemplo pode ser observado nas Figuras 2.7 e 2.8. Estas figuras mostram o espectro de freqüências para as explosões solares tipo III produzidas nas intensas emissões solares de 28 de outubro de 2003 e 4 de novembro de 2003. Estas emissões foram observadas pelo satélite Cassini que está localizado a uma distância radial do Sol de aproximadamente 8,67 UA. Como as ondas eletromagnéticas se propagam a velocidade da luz, levam em torno de 8 minutos para percorrer 1 UA, estas emissões de rádio chegam até o satélite em aproximadamente 68 minutos quando são detectados pelos instrumentos RPWS (Radio and Plasma Wave Science). Podemos observar que a freqüência diminui de 10^7 Hz para aproximadamente 10^4 Hz em três a quatro horas. Este fato ocorre devido a variação da freqüência local de plasma, que diminui conforme aumenta a distância a partir do Sol.

³Analisador de Forma de Onda que mede tanto o campo elétrico quanto o campo magnético com sinais de 0,08 até 448 Hz e resolução temporal de 64 s.

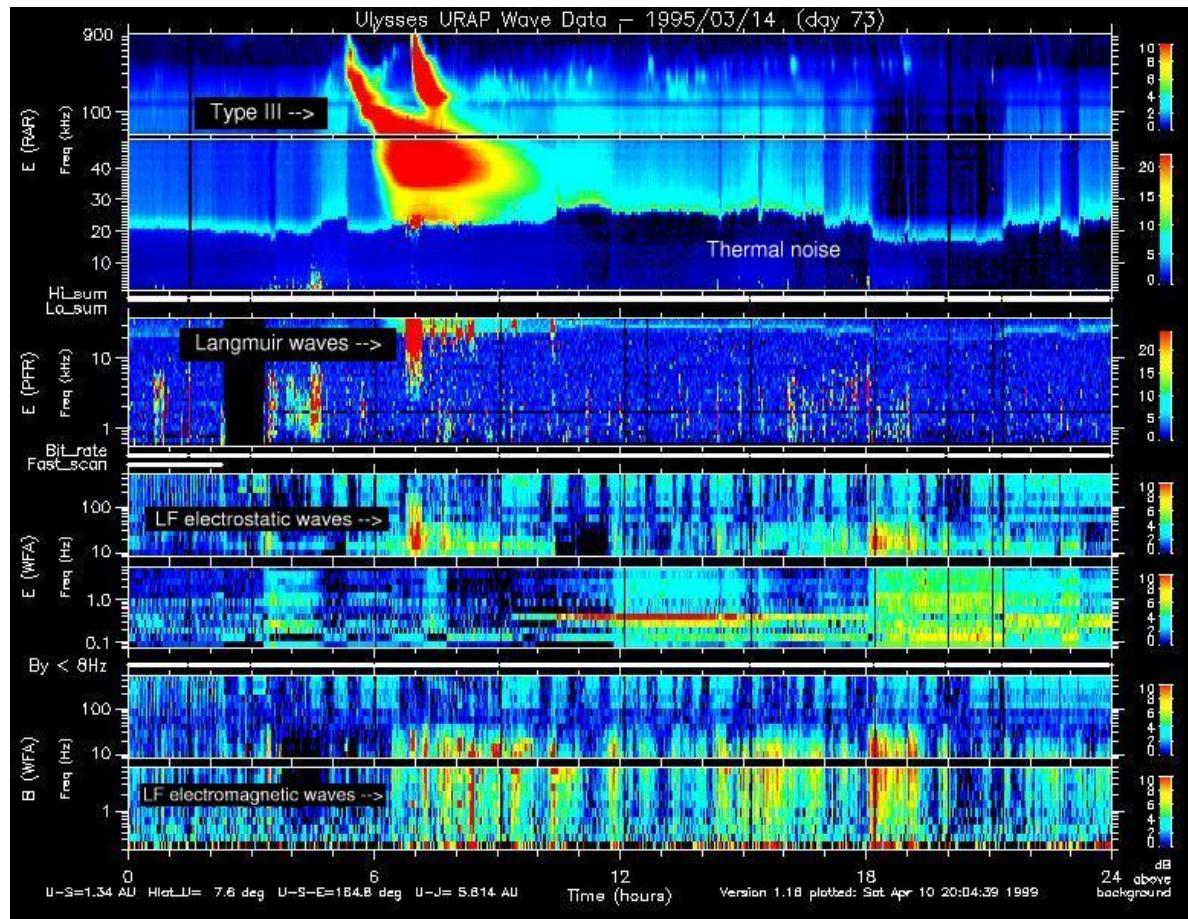


FIGURA 2.6 – Espectro dinâmico de uma explosão de rádio solar tipo III interplanetária e ondas associadas. A intensidade da onda é indicada pela escala de cores em dB acima do ruído de fundo. No painel superior são observadas duas explosões tipo III: o evento mais intenso mostra emissão de rádio em freqüência eletrônica de plasma local, ocorrendo em aproximadamente 23 kHz como indicado pelo ruído térmico dos elétrons. Ondas de Langmuir, de baixa freqüência (LF), e ondas eletromagnéticas de baixa freqüência (whistler) são detectadas quando associadas ao feixe de elétrons na região onde se encontra o satélite.

FONTE: Adaptado de URAP (2004).

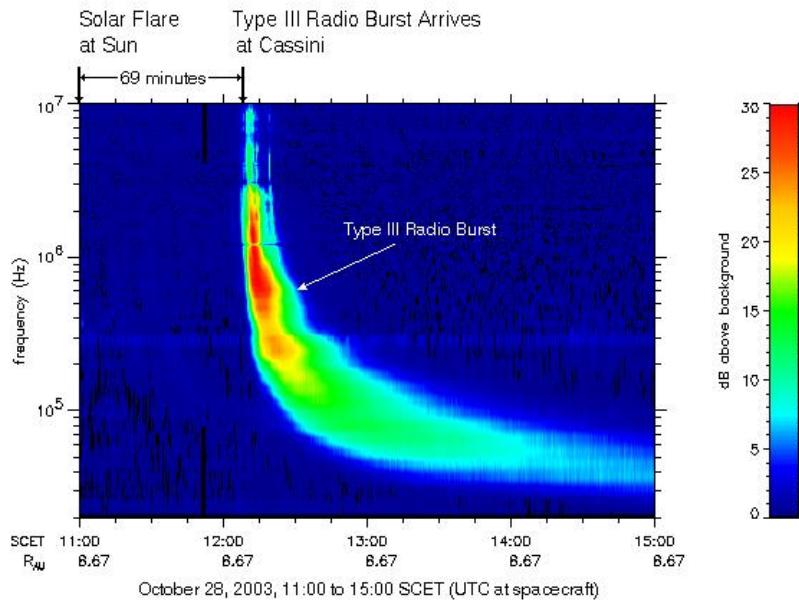


FIGURA 2.7 – Espectograma freqüência - tempo que mostra uma explosão solar tipo III produzida em uma intensa emissão solar ocorrida no dia 28 de outubro de 2003.

FONTE: Gurnett (2004).

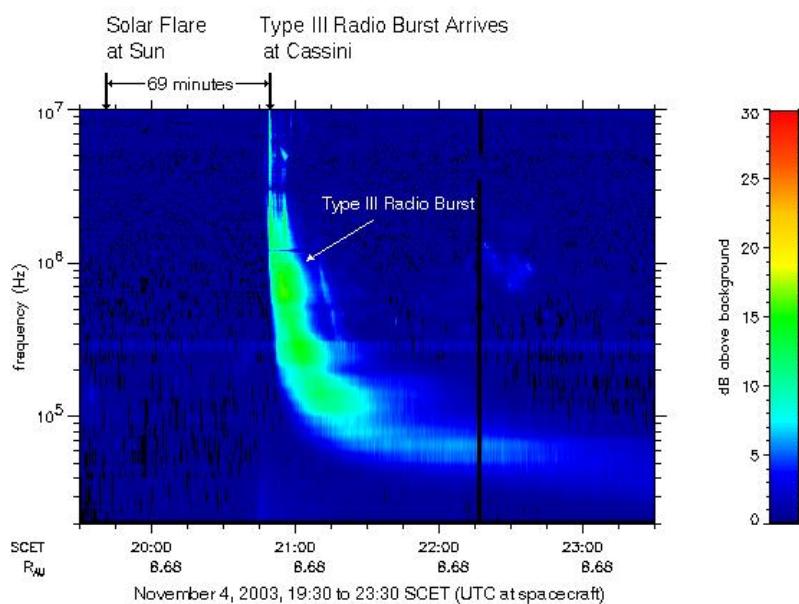


FIGURA 2.8 – Espectograma freqüência - tempo que mostra uma explosão solar tipo III produzida em uma intensa emissão solar ocorrida no dia 4 de novembro de 2003.

FONTE: Gurnett (2004).

CAPÍTULO 3

INSTABILIDADES DE PLASMA

Resumo

Neste capítulo, serão abordados alguns conceitos necessários para o estudos das instabilidades de plasma, apresentando algumas condições que são necessárias para que surjam instabilidades em plasmas não magnetizados, assim como, o formalismo matemático necessário para este estudo.

3.1 Introdução

As partículas em plasmas espaciais geralmente possuem um grande caminho livre médio que está relacionado com as colisões entre as partículas. Por exemplo, o caminho livre médio entre os elétrons do vento solar pode chegar a aproximadamente 1 UA próximo a Terra. Em termos do tempo médio livre, significa dizer que a partícula colide somente uma vez em alguns dias. Além disso, podemos notar que o tempo de eqüipartição de energia é maior que o tempo de colisão entre as partículas, sendo este último relacionado com a diferença entre as massas dos prótons e dos elétrons. Assim, podemos esperar que o plasma espacial, ambos interplanetário e magnetosférico, não estejam em equilíbrio termodinâmico. No entanto, estes plasmas podem, em muitos casos, serem considerados sob equilíbrio dinâmico: as forças atuando no plasma tendem para zero. Isto ocorre, porque a escala de tempo para a resposta dinâmica do plasma é dada por $\sim \omega_{pe}^{-1}$ ou Ω_c^{-1} onde ω_{pe} e Ω_c são as freqüências angular de plasma e ciclotrônica respectivamente. Por exemplo, para o vento solar estes valores são de aproximadamente 10^{-5} e 10^{-3} segundos para os elétrons, e 10^{-2} e 1 segundos para os prótons (Hasegawa, 1975).

O fato de não estar em equilíbrio termodinâmico gera como consequência o armazenamento de certas quantidades de energia pelo plasma: esta energia pode ser convertida em movimentos violentos do plasma ou em radiação eletromagnética. Instabilidade em plasma é um processo semelhante onde a conversão de energia se dá de forma coletiva: essa idéia está no fato de que pequenas variações a partir do equilíbrio dinâmico se transformam em grandes perturbações. Matematicamente, se escrevermos uma variação como x , a frase acima diz que a taxa de variação temporal de x , dx/dt , é proporcional ao próprio x , ou seja, $dx/dt = \gamma x$. Resolvendo esta equação, obtemos $x = e^{\gamma t}$, mostrando que a perturbação cresce exponencialmente com o tempo. A constante γ é chamada de taxa de crescimento da instabilidade.

Existem basicamente duas maneiras sob as quais o plasma pode mudar a partir do

equilíbrio termodinâmico. Uma forma é pela localização espacial de flutuação de densidade, temperatura, pressão ou outra quantidade termodinâmica; quando estes fatores dão origem a uma instabilidade, o plasma como um todo muda seus parâmetros característicos devido ao processo externo, chamado portanto de instabilidade macroscópica.

A outra forma é quando o plasma apresenta uma distribuição de velocidades diferente da distribuição Maxwell-Boltzmann; as instabilidades causadas por este motivo, relacionada a processos internos, são chamadas de instabilidades microscópicas.

As instabilidades de plasma podem ser ilustradas por uma bolinha situada no topo de uma montanha (Figura 3.1). Vamos utilizar este modelo para mostrar alguns exemplos onde as instabilidades podem se desenvolver. Notamos que, em todos os casos a bolinha está em um equilíbrio dinâmico.

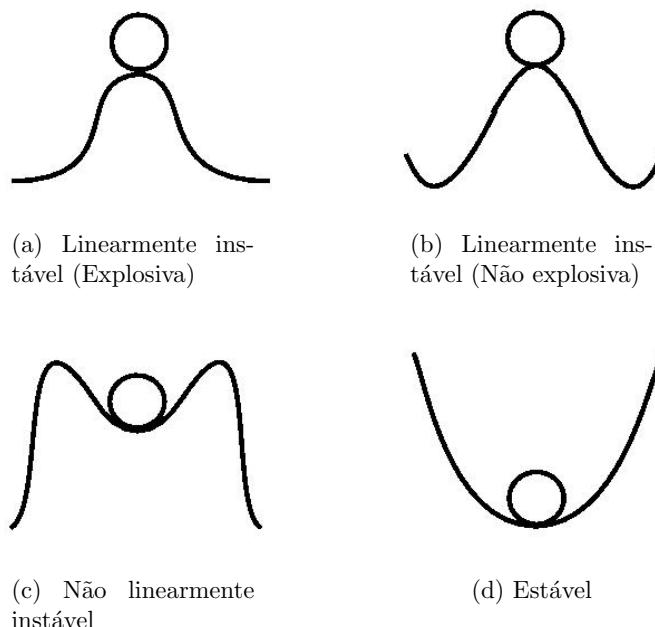


FIGURA 3.1 – Ilustração de várias condições das instabilidades.
FONTE: Adaptado de Hasegawa (1975, p. 2).

A Figura 3.1(a) representa uma situação linearmente instável¹, porque uma perturbação infinitesimal da posição da bolinha a derrubará do topo da montanha, sem que ela tenha

¹Na verdade a Figura 3.1(a) não representa uma instabilidade linear. Para ser uma instabilidade linear, a taxa de variação temporal da posição da bola deveria aumentar, proporcionalmente com a variação da sua própria posição. Para isso devemos levar em conta a variação espacial da gravidade.

condições de voltar à posição original. O caso a) é chamado de instável e explosiva porque um pequeno deslocamento da bola fará com que ela não retorne mais a situação de equilíbrio; já no caso b) a bola pode sofrer uma perturbação finita (diferente de zero) de forma que ela possa ser refletida em algum ponto da curva e consiga voltar para a posição de equilíbrio. No caso c) podemos dizer que ela está em uma situação estável, mas, se uma grande perturbação for aplicada na bola, o equilíbrio torna-se instável, devido a este motivo ele é chamado de *não linearmente instável*. O caso d) representa uma situação de estabilidade “absoluta”, porque qualquer perturbação que a bola sofra, ela sempre retornará para a posição de equilíbrio.

A instabilidade explosiva é definida como sendo uma instabilidade onde a taxa de crescimento γ aumenta em função do tempo; podemos ver que o caso da Figura 3.1(a) representa corretamente uma instabilidade explosiva (Hasegawa, 1975).

A importância do estudo das instabilidades em plasmas está no fato de que elas servem para dissipar a energia livre do plasma de forma a tentar deixá-lo em equilíbrio termodinâmico. A taxa de variação é determinada pela escala de tempo necessária para a resposta dinâmica do plasma, que é muito mais rápida que a taxa de variação devido aos processos colisionais. Desta maneira, uma instabilidade de plasma, devido aos efeitos coletivos, pode formar um grande coeficiente de transporte anômalo (comparado com os processos colisionais aleatórios) das quantidades termodinâmicas, como o número de partículas, temperatura, pressão ou resistividade elétrica. De fato, as instabilidades podem ser causadas por todas as formas de desequilíbrio termodinâmico. Os transportes “anômalos” são muito comuns em plasmas. Já os transportes clássicos gerados pelos efeitos colisionais são mais raros (Hasegawa, 1975).

Um outro aspecto importante das instabilidades em plasmas é que algumas delas podem gerar vários tipos de ondas; exceto para alguns casos especiais (como o mostrado na Figura 3.1(a)), as instabilidades de plasma são causadas por perturbações que oscilam em torno de uma freqüência particular. Em geral a instabilidade é capaz de excitar os modos naturais do plasma. Devido a natureza das instabilidades, a taxa de aumento da amplitude da onda é proporcional a sua amplitude instantânea.

3.2 Instabilidades Paramétricas

Talvez o fenômeno mais estudado dentre as interações onda-onda não lineares sejam as *instabilidades paramétricas*. Este termo é usado, geralmente, para designar o fenômeno de amplificação dos modos de um sistema em consequência da modulação periódica de um dos parâmetros que caracterizam esse sistema. Este fenômeno é conhecido há muito

tempo, sendo que, a primeira investigação de instabilidade paramétrica foi realizada por Rayleigh em 1883.

Como exemplo de instabilidade paramétrica, têm-se os experimentos produzidos em 1934 por Mandelstam e Papalexí com um circuito oscilante especialmente projetado para este fim. Os experimentos mostraram que se o circuito usado, chamado de gerador paramétrico, tinha uma resistência pequena (um circuito linear), consequentemente a amplitude das oscilações crescia indefinidamente até que a isolação dos elementos do circuito fosse destruída por voltagem excessiva. Se, entretanto, um condutor não linear fosse inserido em série no circuito, uma condição de estado estacionário seria atingida, o que mostraria tratar-se de um fenômeno não linear.

Um tratamento linear de uma instabilidade prevê um crescimento exponencialmente no tempo; na prática isto não ocorre, e a saturação é devido aos fenômenos não lineares. Em um regime não-linear uma instabilidade pode crescer até atingir um ponto de saturação. Numa instabilidade paramétrica a amplitude cresce até atingir um ponto máximo a partir do qual a oscilação é estacionária.

O plasma responde a um campo eletromagnético interno ou externo como um meio dielétrico ativo. Quando a amplitude do campo é pequena, a teoria linear descreve corretamente o processo de dissipaçāo de energia e momentum do campo. No caso de uma amplitude grande, a resposta não linear do plasma desempenha um papel importante. Por exemplo, um campo eletromagnético externamente excitado se acopla não linearmente com os modos naturais do plasma, convertendo a energia externa em energia interna do plasma.

Vamos considerar uma onda, de amplitude finita, excitada num plasma. Esta onda, que chamaremos de onda indutora, pode causar uma modulação periódica dos parâmetros que caracterizam os modos naturais do plasma. Quando a onda indutora excede um certo valor limiar, necessário para compensar as dissipações, os modos naturais começam a crescer a partir do nível de ruído, absorvendo energia e momentum da onda indutora. Tal tipo de instabilidade é chamada de instabilidade paramétrica.

O tipo mais simples de instabilidade paramétrica num plasma é a instabilidade de decaimento, na qual a onda indutora decai em dois modos naturais do plasma. As freqüências ω_j e os números de onda k_j ($j = 1, 2, 3$) da onda indutora ($j = 1$) e dos modos naturais ($j = 2, 3$) devem satisfazer às condições de casamento:

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3 \quad \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3. \quad (3.1)$$

Estas condições de casamento requerem que as três ondas, quando representadas como vetores no espaço (ω, k) , satisfaçam às regras de adição vetorial. Para o plasma, além das condições de acoplamento, a freqüência e o número de onda para cada modo devem satisfazer à relação de dispersão linear apropriada ($\omega = \omega(k)$). Assim, as relações de dispersão lineares mais as condições de casamento decidem quais modos podem ser excitados, pois os pontos finais dos vetores que representam os modos devem situar-se nas curvas de dispersão das respectivas ondas. A instabilidade é dita ressonante, e o modo de baixa freqüência deve satisfazer à relação de dispersão linear, tal tipo de instabilidade ocorre mesmo para indutoras de amplitudes relativamente pequenas.

As relações de dispersão para os modos naturais presentes num plasma térmico não magnetizado são:

ondas eletromagnéticas (T)

$$\omega_T^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k_T^2, \quad (3.2)$$

onda eletrônica de plasma ou onda de Langmuir (L)

$$\omega_L^2 = \omega_{pe}^2 + \gamma_e v_{th}^2 k_L^2, \quad (3.3)$$

e onda íon-acústica (S)

$$\omega^2 = v_s^2 k_S^2, \quad (3.4)$$

onde $\omega_{pe} = (ne^2/\varepsilon_0 m_e)^{1/2}$ é a freqüência eletrônica de plasma, T_e é a temperatura dos elétrons, m_e e m_i são as massas dos elétrons e dos íons respectivamente, γ_e é a razão dos calores específicos dos elétrons, $v_{th} = k_B T_e / m_e$ é a velocidade térmica dos elétrons, $v_s = k_B T_e / m_i$ é a velocidade íon-acústica, k_B é a constante de Boltzmann, ε_0 é a permissividade dielétrica do vácuo, “ $-e$ ” é a carga do elétron e n a densidade do plasma. A Figura 3.2 mostra os gráficos das relações de dispersão para os modos eletromagnético, de Langmuir e íon-acústico para um plasma morno não magnetizado.

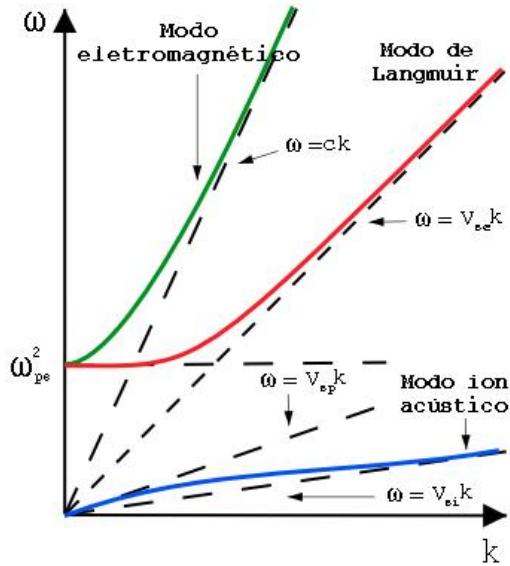


FIGURA 3.2 – Relação de dispersão para as ondas eletromagnética, de Langmuir e íon-acústica em um plasma morno não magnetizado.
FONTE: Adaptado de Bittencourt (1995, p. 460).

Então, das condições de casamento, Equação 3.1, e das relações de dispersão dos modos num plasma não magnetizado, Equações 3.2 a 3.4, pode-se construir os seguintes conjuntos de triplets de modos naturais que satisfazem às condições de casamento para o caso de instabilidades de decaimento ressonante (Mima, 1984).

- a) *Espalhamento Raman estimulado* - para uma onda indutora eletromagnética com freqüência $\omega_1 > 2\omega_p$, esta pode decair em uma onda eletrônica de plasma e uma outra onda eletromagnética.

$$T \rightarrow T' + L \quad \omega_1 = \omega_T + \omega_L \quad \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_T + \mathbf{k}_L$$

- b) *Espalhamento de Brillouin estimulado* - para $\omega_1 > \omega_p$ a onda indutora eletromagnética pode decair em uma onda íon-acústica e uma outra onda eletromagnética.

$$T \rightarrow T' + S \quad \omega_1 = \omega_T + \omega_S \quad \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_T + \mathbf{k}_S$$

- c) *Instabilidade de decaimento de “dois plasmons”* - para $\omega_1 = 2\omega_p$ a onda eletromagnética pode decair em duas ondas eletrônicas de plasma.

$$T \rightarrow L + L' \quad \omega_1 = \omega_L + \omega_{L'} \quad \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_L + \mathbf{k}_{L'}$$

- d) *Instabilidade de decaimento eletromagnético* - quando a freqüência da onda indutora é aproximadamente igual à freqüência de plasma, ela pode decair em uma onda eletrônica de plasma e uma onda íon-acústica.

$$T \rightarrow L + S \quad \omega_1 = \omega_L + \omega_S \quad \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_L + \mathbf{k}_S$$

- e) *Instabilidade de decaimento híbrida* - quando a onda indutora é uma onda de Langmuir, ela pode decair em uma onda eletromagnética e em uma onda íon-acústica.

$$L \rightarrow T + S \quad \omega_1 = \omega_T + \omega_S \quad \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_T + \mathbf{k}_S$$

- f) *Instabilidade de decaimento de Langmuir* - quando a onda indutora é uma onda de Langmuir, ela pode decair em outra onda eletrônica de plasma e em uma íon-acústica.

$$L \rightarrow L' + S \quad \omega_1 = \omega_{L'} + \omega_S \quad \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_{L'} + \mathbf{k}_S$$

Os processos a), b) e f) podem ser considerados como um espalhamento estimulado por um outro modo de plasma. Os processos c) e d) são considerados efetivos em transformar energia externa em energia interna do plasma, enquanto que o processo e) contribui para a perda por radiação da energia do plasma.

A Figura 3.3 apresenta os diagramas de Peierls, ou de casamento de fase, que mostra as condições de ressonância no espaço ($\omega - \mathbf{k}$) para os três modos presentes num plasma térmico e as condições de casamento para os processos citados anteriormente. A partir destas relações vemos que uma onda eletromagnética não pode decair em duas outras ondas eletromagnéticas; nem pode uma onda de Langmuir decair em duas outras ondas de Langmuir.

Conhecem-se pelo menos quatro mecanismos para a conversão das ondas de Langmuir em ondas eletromagnéticas:

- a) *interação onda-onda* envolvendo a fusão de ondas de Langmuir com ondas de baixa freqüência para produzir ondas eletromagnéticas ou, alternativamente, o decaimento de ondas de Langmuir em ondas de baixa freqüência e ondas eletromagnéticas,
- b) *interação onda-partícula* envolve espalhamento induzido ou espontâneo de ondas de

Langmuir para radiação eletromagnética por íons térmicos,

- c) *forte turbulência* com emissão de ondas eletromagnéticas por sólitons de Langmuir ou emissão incoerente devido ao espalhamento de ondas de Langmuir de longo comprimento de onda em cavitons de Langmuir colapsados,
- d) *acoplamento direto* entre ondas de Langmuir e ondas eletromagnéticas devido a gradientes, em grande escala, na densidade dos elétrons ou a não homogeneidades locais do plasma.

A equação que descreve quais os modos de propagação de ondas no plasma e como eles se comportam é a relação de dispersão. Para o caso do acoplamento de ondas de Langmuir, ondas eletromagnéticas e ondas íon-acústicas, presentes num plasma térmico não magnetizado, esta equação é derivada a partir das equações generalizadas de Zakharov (Zakharov, 1984).

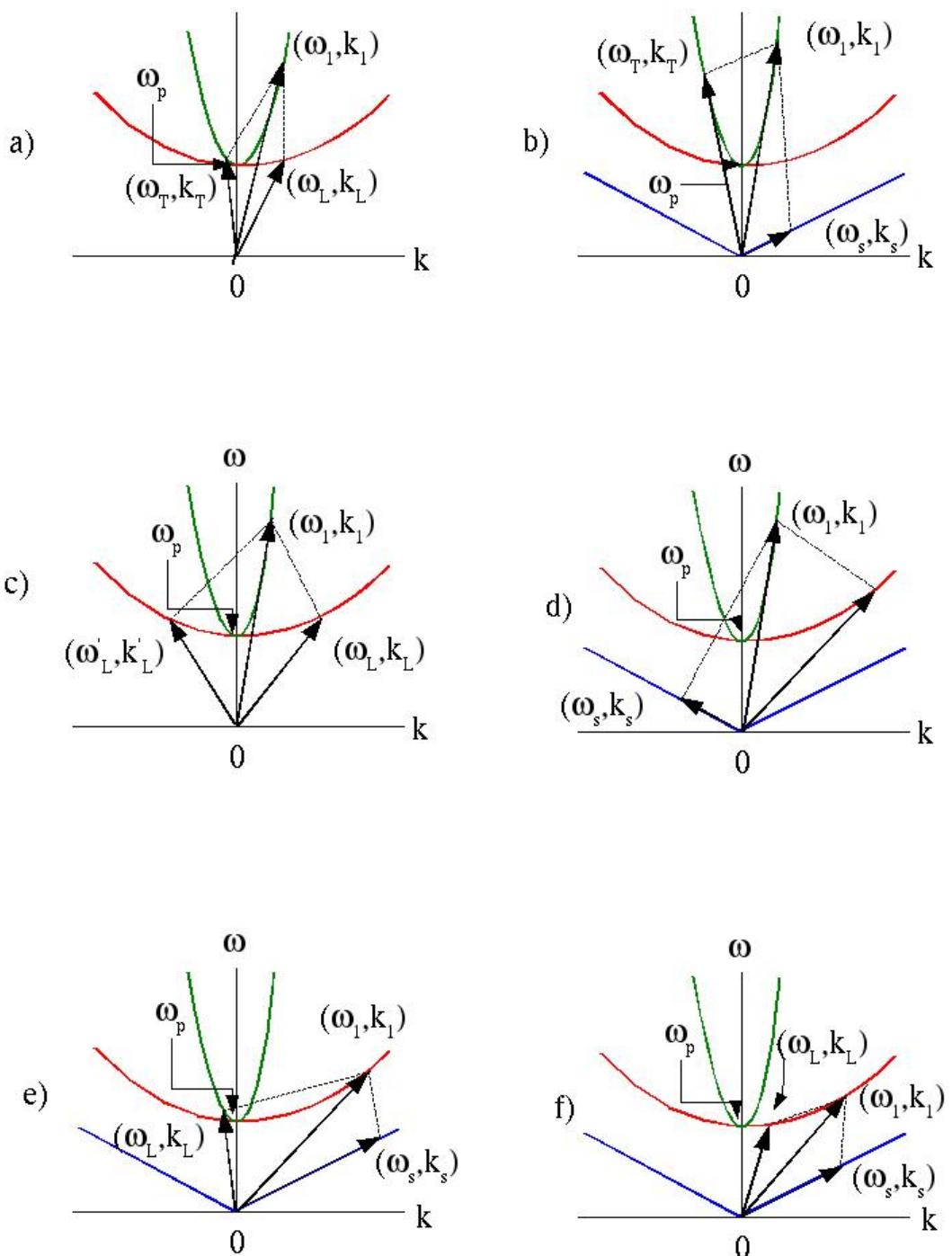


FIGURA 3.3 – Diagramas de casamento de fase que mostram as condições de casamento no espaço $(\omega - k)$ para algumas instabilidades paramétricas de três ondas
a) Espalhamento Raman estimulado, b) Espalhamento Brillouin estimulado, c) Instabilidade de decaimento de dois plasmons, d) Instabilidade paramétrica de decaimento, e) Instabilidade de Langmuir, e f) Instabilidade eletrônica de decaimento.

FONTE: adaptada de Guede (1995, p. 25).

3.3 Equações Generalizadas de Zakharov

Os processos de acoplamento paramétrico de ondas de Langmuir, ondas eletromagnéticas e ondas íon-acústicas num plasma podem ser descritos em termos do modelo hidrodinâmico de dois fluidos, onde o movimento do plasma apresenta duas escalas de tempo: uma escala lenta caracterizada por tempos $\tau_i \geq \omega_{pi}^{-1}$, e uma escala rápida com tempos $\tau_e \leq \omega_{pe}^{-1}$, onde $\omega_{pj} = (en_0/\varepsilon_0 m_j)^{1/2}$ com $j = e, i$ (elétrons e íons respectivamente). Considerando estas duas escalas de tempo as densidades dos elétrons e dos íons podem ser escritas da seguinte forma:

$$n_e = n_0 + n_l + n_h, \quad n_i = n_0 + n_l \quad \text{e} \quad n_e \approx n_i,$$

onde, (n_e) é a densidade total de elétrons, (n_0) é a densidade de elétrons no equilíbrio, (n_l) é a densidade total de íons e os sub índices representam a variação de escala lenta (l) e de escala rápida (h). Conseqüentemente, as velocidades, densidade de corrente e campos elétricos são escritos na forma

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_l + \mathbf{v}_h, \quad \mathbf{J} = \mathbf{J}_l + \mathbf{J}_h, \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_l + \mathbf{E}_h \quad \text{e} \quad \mathbf{v}_i \approx \mathbf{v}_l.$$

As equações básicas utilizadas para estudar o processo de conversão de ondas de Langmuir em eletromagnéticas são: a equação da continuidade, equação de movimento e as equações de Maxwell,

$$\partial_t n_j + \nabla \cdot (n_j \mathbf{v}_j) = 0 \quad (3.5)$$

$$\partial_t \mathbf{v}_j + (\mathbf{v}_j \cdot \nabla) \mathbf{v}_j = \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_j \times \mathbf{B}) - \nu_j \mathbf{v}_j - \frac{\gamma_j k_B T_j \nabla n_j}{n_j m_j} \quad (3.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{B}, \quad (3.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \partial_t \mathbf{E}, \quad (3.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho / \varepsilon_0, \quad (3.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.10)$$

onde \mathbf{E} é o campo elétrico, \mathbf{B} é o campo magnético induzido, c é a velocidade da luz, μ_0 é a permeabilidade magnética, ν é a taxa de amortecimento e ρ a densidade de carga. Das equações de Maxwell obtém-se a equação de onda:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \partial_t \mathbf{J}. \quad (3.11)$$

Considerando as equações da continuidade 3.5 e do movimento 3.6 para os elétrons ($j = e$), a Lei de Gauss, Equação 3.9, e as relações da densidade de carga e corrente elétrica com a densidade e a velocidade

$$\rho = e(n_i - n_e), \quad \mathbf{J} = e(n_i \mathbf{v}_i - n_e \mathbf{v}_e), \quad (3.12)$$

junto com a equação de onda, Equação 3.11, e lembrando que $\omega_{pe}^2 = n_0 e^2 / (\epsilon_0 m_e)$ é a freqüência de plasma e $v_{th}^2 = k_B T_e / m_e$ a velocidade térmica, obtemos a equação para o acoplamento não linear dos componentes na escala rápida

$$(\partial_t^2 + \nu_e \partial_t + c^2 \nabla \times (\nabla \times) - \gamma_e v_{th}^2 \nabla (\nabla \cdot) + \omega_{pe}^2) \mathbf{E} = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathbf{E}. \quad (3.13)$$

A Equação 3.13 é a primeira equação de Zakharov eletromagnética (Zakharov, 1984). Notemos que, ν_e é o fator de amortecimento para as ondas de alta freqüência. A primeira equação de Zakharov mostra como as flutuações de densidade afetam as ondas de Langmuir e ondas transversas (Robinson, 1997).

Semelhante ao procedimento realizado para a escala rápida, obtemos a segunda equação de Zakharov, que é uma relação não linear para a onda íon-acústica de baixa freqüência

$$(\partial_t^2 + \nu_i \partial_t - v_s^2 \nabla^2) n = \frac{\epsilon_0}{2m_i} \nabla^2 \langle \mathbf{E}^2 \rangle. \quad (3.14)$$

As Equações 3.13 e 3.14 são as conhecidas equações generalizadas de Zakharov (Zakharov, 1984), onde \mathbf{E} é o campo elétrico de alta freqüência e $\langle \rangle$ significa a média temporal.

3.4 Derivação da Relação de Dispersão Generalizada

Para derivar a relação de dispersão a partir das Equações 3.13 e 3.14 vamos seguir o procedimento adotado por Alves et al. (2002). Considera-se a existência de duas ondas indutoras de Langmuir, de diferentes amplitudes, se propagando em direções opostas. Matematicamente o campo elétrico das ondas indutoras pode ser representado por

$$\mathbf{E}_0 = \frac{1}{2} \left(\mathbf{E}_0^+ \exp[i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)] + \mathbf{E}_0^- \exp[i(-\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)] \right) + c.c.. \quad (3.15)$$

A Equação 3.15 representa duas ondas propagando-se em direções contrárias com freqüências iguais e vetores de ondas opostos; a amplitude destas duas ondas indutoras podem ser diferentes tal que $|\mathbf{E}_0^-|^2 = r |\mathbf{E}_0^+|^2$, com $0 \leq r \leq 1$. Cada uma destas duas ondas

indutoras podem gerar os modos Stokes ($\omega_0 - \omega^*$) e anti-Stokes ($\omega_0 + \omega$), eletrostático ou eletromagnético, como sabido nos processos de três ondas. Vamos considerar um acoplamento de quatro tripletos, sendo que, os tripletos têm em comum uma onda de Langmuir indutora (para frente ou para trás) e uma das gratings com densidades independentes, $n_{1(2)}$, dados por

$$n = \frac{1}{2} n_{1(2)} \exp[i(\mathbf{k}_{1(2)} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] + c.c.,$$

com $|\mathbf{k}_1| = |\mathbf{k}_2|$. Os campos elétricos das ondas filhas obedecem à relação

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \mathbf{E}_\omega^{+(-)} \exp[i(\mathbf{k}_\omega^{+(-)} \cdot \mathbf{r} - \omega_\omega^{+(-)} t)] + c.c., \quad (3.16)$$

onde o índice subscrito ω representa as ondas filhas, eletromagnética (T) ou Langmuir (L), respectivamente; o índice sobreescrito representa os modos anti-Stokes (+) e Stokes (-). A Figura 3.4 mostra o acoplamento dos vetores de ondas usado em nosso tratamento.

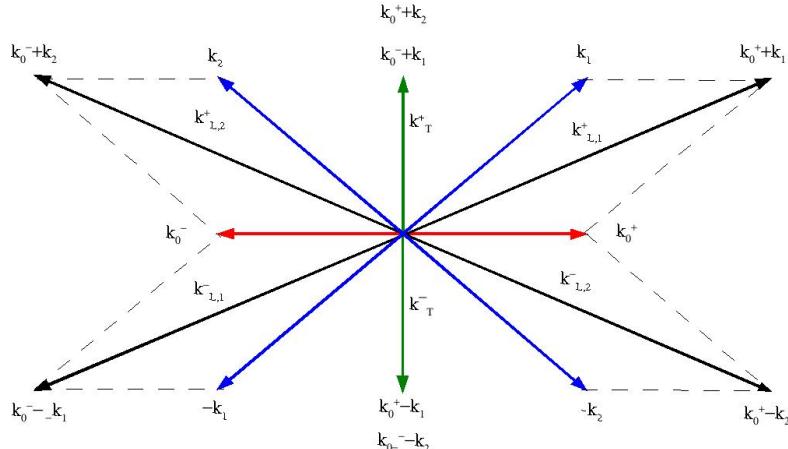


FIGURA 3.4 – Esquema dos vetores de ondas: $k_0^{-(+)}$ estão relacionados com as ondas de Langmuir indutoras, $k_{1(2)}$ com as ondas íon-acústicas, $(k_0^{+(-)} - k_{1(2)})$ são as ondas eletrostáticas (oblíquas a $k_0^{+(-)}$) ou eletromagnéticas (\perp a $k_0^{+(-)}$) modo Stokes e $(k_0^{+(-)} + k_{1(2)})$ são as ondas eletrostáticas (oblíquas a $k_0^{+(-)}$) ou eletromagnéticas (\perp a $k_0^{+(-)}$) modo anti-Stokes.
FONTE: Alves et al. (2002, p. 352).

O fato de termos considerado duas ondas indutoras propagando-se em direções contrárias implica na existência de um processo que gere uma onda eletrostática retroespalhada (Alves et al., 2002). Dados de alta resolução temporal do campo elétrico medidos pela

sonda Galileo mostraram que as ondas de Langmuir associadas com as explosões solares de rádio tipo III têm um batimento padrão característico (Gurnett et al., 1993). Este batimento padrão é produzido por duas componentes espaçadas de banda estreita. Uma destas componentes acredita-se que seja um grupo excitado de ondas de Langmuir, E_0^+ , e a outra, acredita-se que sejam ondas de Langmuir propagando-se na direção oposta, geradas por decaimento paramétrico de E_0^+ .

O modelo cinemático escolhido implica que as duas ondas de Langmuir propagando-se em direções opostas ao longo do eixo “ x ”, produzem duas ondas eletromagnéticas induzidas, opostas, ao longo do eixo “ y ”, e também, modos induzidos de Langmuir que se propagam principalmente ao longo do eixo “ x ”. A escolha desta geometria para os vetores de onda baseia-se no fato de que o acoplamento entre as ondas é maior quando os campos elétricos das ondas têm a mesma direção (Glanz et al., 1993).

Escrevendo os campos de flutuação de alta freqüência em termos das componentes transversais e longitudinais, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_L + \mathbf{E}_T$, impondo \mathbf{k} adequado e usando as condições cinemáticas mostradas na Figura 3.4 na Equação 3.13, podemos escrever as variações para as ondas induzidas como

$$\mathcal{D}_{L1}^- E_{L1}^- = \frac{\omega_p^2}{n_0} n_1^* E_0^-, \quad (3.17)$$

$$\mathcal{D}_{L1}^+ E_{L1}^+ = \frac{\omega_p^2}{n_0} n_1 E_0^+, \quad (3.18)$$

$$\mathcal{D}_{L2}^- E_{L2}^- = \frac{\omega_p^2}{n_0} n_2^* E_0^+, \quad (3.19)$$

$$\mathcal{D}_{L2}^+ E_{L2}^+ = \frac{\omega_p^2}{n_0} n_2 E_0^-, \quad (3.20)$$

$$\mathcal{D}_T^+ E_T^+ = \frac{\omega_p^2}{n_0} (n_1 E_0^- + n_2 E_0^+), \quad (3.21)$$

$$\mathcal{D}_T^- E_T^- = \frac{\omega_p^2}{n_0} (n_1^* E_0^+ + n_2^* E_0^-), \quad (3.22)$$

onde os sub índices $L1(2)$ se referem às ondas de Langmuir filhas, dependendo da grating envolvida. As ondas íon-acústicas são dadas por

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{s1} n_1 = \frac{\varepsilon_0 k_1^2 \omega_p^2}{2m_i n_0} & \left(\frac{n_1 |E_0^+|^2}{\mathcal{D}_{L1}^+} + \frac{n_1 |E_0^-|^2}{\mathcal{D}_{L1}^{-*}} + \frac{n_1 |E_0^-|^2}{\mathcal{D}_T^+} + \frac{n_2 E_0^+ E_0^{-*}}{\mathcal{D}_T^+} \right. \\ & \left. + \frac{n_1 |E_0^+|^2}{\mathcal{D}_T^{-*}} + \frac{n_2 E_0^+ E_0^{-*}}{\mathcal{D}_T^{-*}} \right), \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\mathcal{D}_{s2}n_2 = \frac{\varepsilon_0 k_2^2 \omega_p^2}{2m_i n_0} \left(\frac{n_2 |E_0^+|^2}{\mathcal{D}_{L2}^{-*}} + \frac{n_2 |E_0^-|^2}{\mathcal{D}_{L2}^+} + \frac{n_2 |E_0^+|^2}{\mathcal{D}_T^+} + \frac{n_1 E_0^{+*} E_0^-}{\mathcal{D}_T^+} + \frac{n_2 |E_0^-|^2}{\mathcal{D}_T^{-*}} + \frac{n_1 E_0^{+*} E_0^-}{\mathcal{D}_T^{-*}} \right). \quad (3.24)$$

Nas Equações 3.23 e 3.24 temos:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{s1(2)} &= \omega^2 + i\nu_i \omega - v_s^2 k_{1(2)}^2, \\ \mathcal{D}_T^\pm &= [(\omega_0 \pm \omega)^2 + i\nu_T (\omega_0 \pm \omega) - c^2 k_T^{\pm 2} - \omega_p^2], \\ \mathcal{D}_{L1(2)}^\pm &= [(\omega_0 \pm \omega)^2 + i\nu_L (\omega_0 \pm \omega) - v_{th}^2 k_{L1(2)}^{\pm 2} - \omega_p^2]. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Notemos que $|\mathbf{k}_{L1}^\pm| = |\mathbf{k}_{L2}^\pm|$, e $|\mathbf{k}_T^+| = |\mathbf{k}_T^-|$ conforme a Figura 3.4, e que a geometria escolhida implica em $|k_T^\pm| \ll |k_0|, |k_{L1(2)}^\pm|, |k_{1(2)}|$.

Usando a aproximação de alta freqüência $\mathcal{D}_T^\pm \cong \pm 2\omega_p(\omega \pm (\omega_0 - \omega_T) + i\nu_T/2)$, $\mathcal{D}_{L1(2)}^\pm \cong \pm 2\omega_p(\omega \pm (\omega_0 - \omega_L) + i\nu_L/2)$ com $\omega_{L(T)}$ representando a relação de dispersão linear para a onda de Langmuir (eletromagnética), $|\mathbf{k}_1| = |\mathbf{k}_2|$, e normalizando ω por ω_s e k por $1/\lambda_D$ onde λ_D é o comprimento de Debye, obtemos as Equações 3.25 já normalizadas e levando em conta a relação de dispersão linear para ω_L , ω_T e ω_s ,

$$\begin{aligned} D_s &= \omega^2 - 1 \\ D_T^\pm &= \omega \pm \frac{3}{2} \frac{k_0}{(\mu\tau)^{1/2}} \mp \frac{1}{2} \frac{c^2}{v_{th}^2} \frac{k_T^2}{(\mu\tau)^{1/2} k_0} \\ D_L^\pm &= \omega \mp \frac{9}{2} \frac{k_0}{(\mu\tau)^{1/2}} \end{aligned} \quad (3.26)$$

onde $\mu = m_e/m_i$, e $\tau = (\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)/T_e$. Finalmente, supondo que $|\mathbf{E}_0^-|^2 = r|\mathbf{E}_0^+|^2$, e definindo $W_0 = \varepsilon_0 |\mathbf{E}_0^+|^2 / (2n_0 k_B T_e)$, e $W_{T0} = (1+r)W_0$, obtemos a relação de dispersão geral (Alves et al., 2002)

$$\begin{aligned} D_s^2 - \frac{W_{T0}}{4\tau(\mu\tau)^{1/2} k_0} D_s \left(\frac{1}{D_L^+} - \frac{1}{D_L^-} + \frac{1}{D_T^+} - \frac{1}{D_T^-} \right) + \frac{W_{T0}^2}{16\mu\tau^3 k_0^2 (1+r)^2} \left[\frac{-(1-r)^2}{D_T^+ D_T^-} \right. \\ \left. + (1+r^2) \left(\frac{1}{D_T^+ D_L^+} - \frac{1}{D_L^+ D_L^-} + \frac{1}{D_T^- D_L^-} \right) - 2r \left(\frac{1}{D_L^+ D_T^-} + \frac{1}{D_T^+ D_L^-} \right) \right. \\ \left. + r \left(\frac{1}{D_L^{+2}} + \frac{1}{D_L^{-2}} \right) \right] = 0. \end{aligned} \quad (3.27)$$

Esta relação de dispersão não leva em conta o fator de amortecimento, e descreve as interações que envolvem os modos Stokes e anti-Stokes eletrostático e eletromagnético.

A Equação 3.27 foi resolvida numericamente por Alves et al. (2002) para dois valores distintos de k_0 , $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$ para o caso de uma onda indutora, regime de decaimento ($\omega_r = \omega_s$) e para o modelo de quatro ondas no limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$ para o regime modulacional ($\omega_r \neq \omega_s$). A relação de dispersão foi resolvida numéricamente com base em dados observacionais (Thejappa e MacDowall, 1998). Neste trabalho, após recuperarmos os resultados de Alves et al. (2002), analisaremos a influência da energia da onda indutora e como a mesma se distribui entre os modos Stokes e anti-Stokes eletromagnéticos.

CAPÍTULO 4

DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA

Resumo

Neste capítulo apresentamos o método utilizado para obtermos a razão entre os modos anti-Stokes e Stokes eletrostático e eletromagnético para os modos excitados por ondas de Langmuir contrapropagantes.

4.1 Introdução

Trabalhos anteriores apresentam resultados e teorias sobre o processo de conversão de ondas de Langmuir em ondas eletromagnéticas e íon-acústicas (Lashmore-Davies (1974); Chian e Alves (1988); Rizzato e Chian (1992); Abalde et al. (1998); Alves et al. (2002); e outros). Nesses trabalhos os autores tratam a relação de dispersão sem analisar como ocorre a distribuição de energia entre os distintos modos excitados.

Em seu trabalho, Glanz et al. (1993) calculam a razão entre os modos anti-Stokes e Stokes para o caso de duas ondas indutoras e duas gratings sem considerar a excitação das ondas de Langmuir filhas. Nesta dissertação vamos incluir duas ondas indutoras com duas “gratings” considerando que sejam excitadas as ondas de Langmuir filhas que engloba o caso mais geral no processo de conversão de ondas de Langmuir em ondas eletromagnéticas e eletrostáticas.

A idéia da distribuição de energia está baseada nas relações de Manley-Rowe que dão a proporção de energia convertida para cada onda parametricamente excitada. Estas condições relacionam a conservação de momentum para as ondas que satisfazem as condições de casamento para \mathbf{k} e ω (Lashmore-Davies, 1981).

4.2 Razão Entre os Modos Anti-Stokes e Stokes Eletrostáticos

Adotando o modelo cinemático utilizado por Alves et al. (2002) temos dois modos eletrostáticos excitados, um anti-Stokes e outro Stokes, e também dois modos eletromagnéticos sendo um anti-Stokes e outro Stokes. Nesta sessão, vamos obter uma expressão para a razão entre as energias dos modos eletrostáticos; verificamos que é possível obter esta razão independentemente das emissões eletromagnéticas e que a distribuição de energia entre os modos eletrostáticos anti-Stokes e Stokes depende apenas do parâmetro r . Este resultado é interessante no sentido em que mesmo para $r \neq 1$, parece que os modos eletrostáticos não estão acoplados aos modos eletromagnéticos. Este aspecto já havia sido apontado por Rizzato e Chian (1992) que obtiveram para $r = 1$, equações desacopladas

para $(n_1 + n_2)$ e $(n_1 - n_2)$ com os modos eletromagnéticos presentes apenas em $(n_1 - n_2)$ (Equações 18 e 19 de Rizzato e Chian (1992)).

Lembrando que o modo anti-Stokes é dado por $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ e $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ e o modo Stokes é dado por $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ e $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$, para o caso de duas ondas indutoras temos que os modos eletrostáticos poderão ser representados pelas Equações 3.17 a 3.20 sendo $E_{L1(2)}^+$ e $E_{L1(2)}^-$ os modos anti-Stokes e Stokes, respectivamente. Vamos considerar freqüências positivas, com o modo anti-Stokes representando uma conversão para frequência acima da onda indutora (up conversion) e o modo Stokes com uma conversão para frequência abaixo da onda indutora (down conversion).

A partir da Equação 3.17

$$D_{L1}^- E_{L1}^- = \frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n_1^* E_0^- \quad (4.1)$$

obtemos

$$D_{L1}^- D_{L1}^{-*} |E_{L1}^-|^2 = \frac{\omega_{pe}^4}{n_0^2} |n_1|^2 |E_0^-|^2. \quad (4.2)$$

Para a Equação 3.18

$$D_{L1}^+ E_{L1}^+ = \frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n_1 E_0^+ \quad (4.3)$$

temos

$$D_{L1}^+ D_{L1}^{+*} |E_{L1}^+|^2 = \frac{\omega_{pe}^4}{n_0^2} |n_1|^2 |E_0^+|^2. \quad (4.4)$$

Dividindo a Equação 4.4 pela Equação 4.2 chegamos à equação abaixo

$$\frac{|E_{L1}^+|^2}{|E_{L1}^-|^2} = \frac{D_{L1}^- D_{L1}^{-*} |E_0^-|^2}{D_{L1}^+ D_{L1}^{+*} |E_0^+|^2} \quad (4.5)$$

lembrando que $|E_0^-|^2 = r |E_0^+|^2$ a equação acima se reduz a

$$\frac{|E_{L1}^+|^2}{|E_{L1}^-|^2} = \frac{D_{L1}^- D_{L1}^{-*}}{D_{L1}^+ D_{L1}^{+*} r}. \quad (4.6)$$

Utilizando o mesmo procedimento para as equações que estão relacionadas com $E_{L2}^{-(+)}$

chegamos a seguinte equação

$$\frac{|E_{L2}^+|^2}{|E_{L2}^-|^2} = \frac{D_{L2}^- D_{L2}^{-*} r}{D_{L2}^+ D_{L2}^{+*}}. \quad (4.7)$$

Observamos que as Equações 4.6 e 4.7 só são válidas para o caso de duas indutoras. No caso de uma única indutora, instabilidade híbrida, o modo Stokes é eletromagnético e o anti-Stokes eletrostático que é o caso tratado por Akimoto (1988) e vice-versa para o caso tratado por Abalde et al. (1998). Na prática, Alves et al. (2002) mostraram que ambos modelos são equivalentes, já que a instabilidade ocorre para $\omega_r > 0$ no modelo de Akimoto (1988) e $\omega_r < 0$ no modelo de Abalde et al. (1998). Ou seja, para o caso de uma única indutora, instabilidade híbrida, a onda eletromagnética excitada tem sempre freqüência menor que a freqüência da onda indutora.

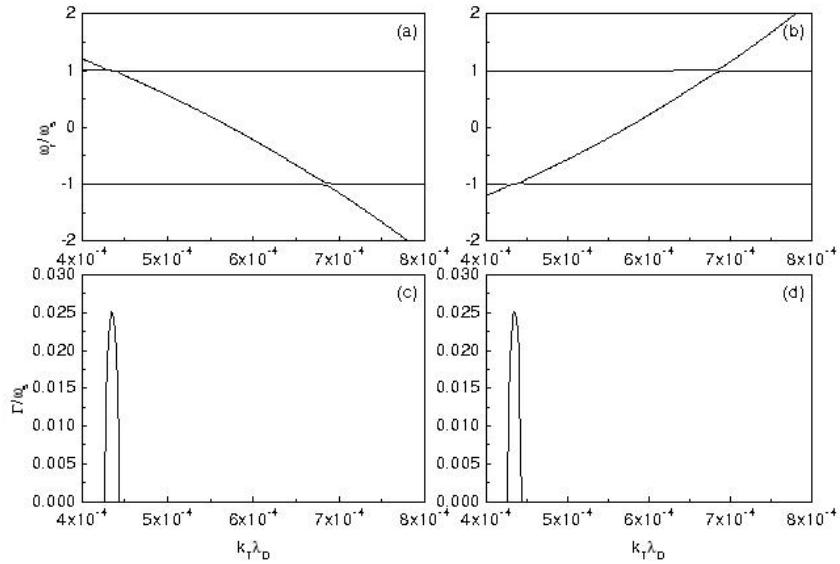


FIGURA 4.1 – Solução numérica para o modelo de uma onda indutora com o limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$; a) e c) para o modelo de Akimoto (1988), e b) e d) para o modelo de Abalde et al. (1998); a) e b) mostram a parte real da solução da relação de dispersão e c) e d) a taxa de crescimento em função de $k_T \lambda_D$.

FONTE: Alves et al. (2002, p. 355).

Na Figura 4.1 podemos notar que a instabilidade ocorre para o mesmo intervalo de $k_T \lambda_D$ com a mesma taxa de crescimento para ambos os modelos. Notamos que a parte real das freqüências é > 0 para o modelo de Akimoto (1988) (4.1(a) e (c)) e < 0 para o modelo

de Abalde et al. (1998) (4.1(b) e (d)). No entanto, para o modelo de Abalde et al. (1998) a freqüência para a onda eletromagnética é dada por $\omega_0 + \omega_r$ (modo anti-Stokes) e no trabalho de Akimoto (1988) a freqüência para o modo eletromagnético é dada por $\omega_0 - \omega_r$ (modo Stokes), com resultado final idêntico para os dois casos. Este fato já foi apontado por Bárta e Karlický (2000).

Após a normalização das Equações 3.25, que possuem explicitamente as relações com os sub-índices $(1, 2)$ $D_{L1(2)}^\pm$, elas tornam-se as Equações 3.26 que não possuem os sub-índices $(1, 2)$ devido as condições impostas ($|k_1| = |k_2| = k$, $\nu_{e(i)} = 0$, $D_{L2}^- = D_{L2}^{-*}$, $D_{L1}^- = D_{L1}^{-*}$, $D_{L2}^+ = D_{L2}^{+*}$, $D_{L1}^+ = D_{L1}^{+*}$ e $D_s = D_s^*$) para obtermos a relação de dispersão Equação 3.27.

É fácil observar que nas Equações 4.6 e 4.7 tanto o numerador quanto o denominador variam com a mesma taxa em função de $k_T \lambda_D$, de forma que o parâmetro que determina a distribuição de energia para os modos eletrostáticos é simplesmente a razão entre as amplitudes das ondas indutoras, representado por “ r ”. Este resultado para as ondas eletrostáticas pode ser intuído através de uma análise da Figura 3.4. Observe que o modo anti-Stokes excitado pela onda indutora que se propaga para frente tem como grating k_1 , enquanto que o modo Stokes tem como grating k_2 . O oposto ocorre para os modos anti-Stokes e Stokes excitados pela indutora retropropagante. Estas condições de casamento para os vetores de ondas se refletem nas Equações 4.6 e 4.7.

4.3 Razão Entre os Modos Anti-Stokes e Stokes Eletromagnéticos

Seguindo o mesmo procedimento adotado por Glanz et al. (1993), vamos obter a razão entre as energias dos modos eletromagnéticos anti-Stokes e Stokes. Observe através da Figura 3.4 que neste caso contribuem para cada um dos modos eletromagnéticos as duas ondas indutoras, as duas gratings e consequentemente as duas ondas de Langmuir filhas.

Para este procedimento vamos utilizar,

$$\mathcal{D}_{L1}^- E_{L1}^- = \frac{\omega_p^2}{n_0} n_1^* E_0^-, \quad (4.8)$$

$$\mathcal{D}_{L1}^+ E_{L1}^+ = \frac{\omega_p^2}{n_0} n_1 E_0^+, \quad (4.9)$$

$$\mathcal{D}_{L2}^- E_{L2}^- = \frac{\omega_p^2}{n_0} n_2^* E_0^+, \quad (4.10)$$

$$\mathcal{D}_{L2}^+ E_{L2}^+ = \frac{\omega_p^2}{n_0} n_2 E_0^-, \quad (4.11)$$

$$\mathcal{D}_T^+ E_T^+ = \frac{\omega_p^2}{n_0} (n_1 E_0^- + n_2 E_0^+), \quad (4.12)$$

$$\mathcal{D}_T^- E_T^- = \frac{\omega_p^2}{n_0} (n_1^* E_0^+ + n_2^* E_0^-), \quad (4.13)$$

$$\mathcal{D}_{S1} n_1 = \frac{\varepsilon_0 k_1^2}{2m_i} [E_0^+ E_T^{-*} + E_0^- E_{L1}^{-*} + E_{L1}^+ E_0^{+*} + E_T^+ E_0^{-*}], \quad e \quad (4.14)$$

$$\mathcal{D}_{S2} n_2 = \frac{\varepsilon_0 k_2^2}{2m_i} [E_0^+ E_{L2}^{-*} + E_0^- E_T^{-*} + E_{L2}^+ E_0^{+*} + E_T^+ E_0^{+*}]. \quad (4.15)$$

Partindo das Equações 4.14 e 4.15 juntamente com as Equações 4.8 até 4.11 e escrevendo explicitamente em função de n_1 e n_2 temos

$$n_1 = \frac{\frac{\varepsilon_0 k_1^2}{2m_i}}{\mathcal{D}_{S1} - \frac{\varepsilon_0 k_1^2}{2n_0 m_i} \omega_{pe}^2 \left(\frac{E_0^- E_{L1}^{-*}}{\mathcal{D}_{L1}^{-*}} + \frac{E_{L1}^+ E_0^{+*}}{\mathcal{D}_{L1}^+} \right)} [E_0^+ E_T^{-*} + E_T^+ E_0^{-*}], \quad (4.16)$$

$$n_2 = \frac{\frac{\varepsilon_0 k_2^2}{2m_i}}{\mathcal{D}_{S2} - \frac{\varepsilon_0 k_2^2}{2n_0 m_i} \omega_{pe}^2 \left(\frac{E_0^+ E_{L2}^{+*}}{\mathcal{D}_{L2}^{+*}} + \frac{E_0^- E_T^{-*}}{\mathcal{D}_{L2}^{-*}} \right)} [E_0^- E_T^{-*} + E_T^+ E_0^{+*}]. \quad (4.17)$$

As expressões para n_1^* e n_2^* podem ser obtidas a partir das Equações 4.14 e 4.15.

Substituindo as equações para n_1 , n_2 , n_1^* e n_2^* nas Equações 4.12 e 4.13 obtemos

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_T^+ E_T^+ &= \frac{\omega_p^2}{n_0} \left(\frac{\frac{\varepsilon_0 k_1^2}{2m_i}}{\mathcal{D}_{S1} - \frac{\varepsilon_0 k_1^2}{2n_0 m_i} \omega_{pe}^2 \left(\frac{E_0^- E_0^{-*}}{\mathcal{D}_{L1}^{-*}} + \frac{E_0^+ E_0^{+*}}{\mathcal{D}_{L1}^+} \right)} [E_0^+ E_T^{-*} + E_T^+ E_0^{-*}] E_0^- \right. \\ &\quad \left. + \frac{\frac{\varepsilon_0 k_2^2}{2m_i}}{\mathcal{D}_{S2} - \frac{\varepsilon_0 k_2^2}{2n_0 m_i} \omega_{pe}^2 \left(\frac{E_0^+ E_0^{+*}}{\mathcal{D}_{L2}^+} + \frac{E_0^- E_0^{-*}}{\mathcal{D}_{L2}^-} \right)} [E_0^- E_T^{-*} + E_T^+ E_0^{+*}] E_0^+ \right) \end{aligned} \quad (4.18)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_T^- E_T^- &= \frac{\omega_p^2}{n_0} \left(\frac{\frac{\varepsilon_0 k_1^2}{2m_i}}{\mathcal{D}_{S1}^* - \frac{\varepsilon_0 k_1^2}{2n_0 m_i} \omega_{pe}^2 \left(\frac{E_0^{-*} E_0^-}{\mathcal{D}_{L1}^-} + \frac{E_0^{+*} E_0^+}{\mathcal{D}_{L1}^+} \right)} [E_0^{+*} E_T^- + E_T^{+*} E_0^-] E_0^+ \right. \\ &\quad \left. + \frac{\frac{\varepsilon_0 k_2^2}{2m_i}}{\mathcal{D}_{S2}^* - \frac{\varepsilon_0 k_2^2}{2n_0 m_i} \omega_{pe}^2 \left(\frac{E_0^{+*} E_0^+}{\mathcal{D}_{L2}^+} + \frac{E_0^{-*} E_0^-}{\mathcal{D}_{L2}^-} \right)} [E_0^{-*} E_T^- + E_T^{+*} E_0^+] E_0^- \right). \end{aligned} \quad (4.19)$$

Para trabalharmos a Equação 4.18 devemos lembrar que $|E_0^-|^2 = r|E_0^+|^2$ e como não estamos considerando os termos de amortecimento para as ondas $\nu_e = \nu_i = 0$, de forma que podemos supor $\mathcal{D}_T^+ = \mathcal{D}_T^{+*}$, $\mathcal{D}_T^- = \mathcal{D}_T^{-*}$, $\mathcal{D}_L^+ = \mathcal{D}_L^{+*}$, $\mathcal{D}_L^- = \mathcal{D}_L^{-*}$ e $\mathcal{D}_S = \mathcal{D}_S^*$. Devido a cinemática adotada (Figura 3.4) temos $|k_1| = |k_2| = k$, podemos reescrever a Equação 4.18 da seguinte maneira

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_T^+ &- \frac{\frac{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}}{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ \mathcal{D}_S n_0 - \frac{\mathcal{D}_L^+ k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i} - \frac{r \mathcal{D}_L^- k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}} \\ &\quad - \frac{\frac{r \mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}}{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ \mathcal{D}_S n_0 - \frac{\mathcal{D}_L^- k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i} - \frac{r \mathcal{D}_L^+ k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}} \Bigg) E_T^+ \\ &= \left(\frac{\frac{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ k^2 E_0^+ E_0^- \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}}{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ \mathcal{D}_S n_0 - \frac{\mathcal{D}_L^+ k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i} - \frac{r \mathcal{D}_L^- k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\frac{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ k^2 E_0^+ E_0^- \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}}{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ \mathcal{D}_S n_0 - \frac{\mathcal{D}_L^- k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i} - \frac{r \mathcal{D}_L^+ k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}} \right) E_T^{-*}. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Podemos definir $G(\omega, k_T)$ e $F(\omega, k_T)$ como as expressões abaixo

$$\begin{aligned} G(\omega, k_T) &= \mathcal{D}_T^+ - \frac{\frac{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}}{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ \mathcal{D}_S n_0 - \frac{\mathcal{D}_L^+ k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i} - \frac{r \mathcal{D}_L^- k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}} \\ &\quad - \frac{\frac{r \mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}}{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ \mathcal{D}_S n_0 - \frac{\mathcal{D}_L^- k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i} - \frac{r \mathcal{D}_L^+ k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}} \end{aligned} \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned} F(\omega, k_T) &= \frac{\frac{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ k^2 E_0^+ E_0^- \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}}{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ \mathcal{D}_S n_0 - \frac{\mathcal{D}_L^+ k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i} - \frac{r \mathcal{D}_L^- k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}} \\ &\quad + \frac{\frac{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ k^2 E_0^+ E_0^- \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}}{\mathcal{D}_L^- \mathcal{D}_L^+ \mathcal{D}_S n_0 - \frac{\mathcal{D}_L^- k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i} - \frac{r \mathcal{D}_L^+ k^2 |E_0^+|^2 \omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{2m_i}} \end{aligned} \quad (4.22)$$

e reescrever a Equação 4.20 como:

$$G(\omega, k_T) E_T^+ = F(\omega, k_T) E_T^{-*}. \quad (4.23)$$

A seguir usaremos as normalizações adotadas anteriormente para ω e k de forma a escrevermos a Equação 4.23 apenas em função de parâmetros conhecidos.

Vamos começar lembrando que $|E_0^-|^2 = r|E_0^+|^2$, com isso, podemos escrever,

$$\begin{aligned} |E_0^+ E_0^-| &= (E_0^+ E_0^{+*} E_0^- E_0^{-*})^{1/2} \\ &= (|E_0^+|^2 |E_0^-|^2)^{1/2} \\ &= r^{1/2} |E_0^+|. \end{aligned} \quad (4.24)$$

A densidade de energia de uma onda eletromagnética é dada por $\frac{1}{2}\varepsilon_0|\mathbf{E}|^2$ onde ε_0 é a permissividade dielétrica no vácuo e \mathbf{E} é o campo elétrico da onda. A densidade de energia térmica do plasma é dada por $n_0 k_B T_e$. Definimos anteriormente $W_0 = \varepsilon_0 |\mathbf{E}|^2 / 2n_0 k_B T_e$ assim podemos definir a energia total do sistema como

$$\begin{aligned} W_{T0} &= \frac{\varepsilon_0 |\mathbf{E}_0^+|^2}{2n_0 k_B T_e} + \frac{\varepsilon_0 |\mathbf{E}_0^-|^2}{2n_0 k_B T_e} \\ W_{T0} &= (1+r)W_0. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Escrevendo as relações de dispersão lineares para as ondas íon-acústicas, eletromagnéticas e Langmuir já normalizadas, e lembrando que para esta normalização consideramos $|k_1| = |k_2| = k$, obtemos

$$\begin{aligned} D_s &= (\omega^2 - 1) \\ D_T^\pm &= \omega \pm \frac{3}{2} \frac{k_0}{(\mu\tau)^{1/2}} \mp \frac{1}{2} \frac{c^2}{v_{th}^2} \frac{k_T^2}{(\mu\tau)^{1/2} k_0} \\ D_L^\pm &= \omega \mp \frac{9}{2} \frac{k_0}{(\mu\tau)^{1/2}}. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Utilizando as Equações 4.24, 4.25 e 4.26 podemos reescrever $G(\omega, k_T)$ já normalizada e simplificada da seguinte maneira

$$|G(\omega, k_T)| = \left| D_T^+ - \frac{W_{T0}}{\tau^2 \mu k_0^2 (1+r)} \left(\frac{D_L^- D_L^+}{D_L^+ D_L^- D_S - \frac{D_L^+ W_{T0}}{\tau^2 \mu k_0^2 (1+r)} - \frac{r D_L^- W_{T0}}{\tau^2 \mu k_0^2 (1+r)}} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{r D_L^- D_L^+}{D_L^+ D_L^- D_S - \frac{D_L^- W_{T0}}{\tau^2 \mu k_0^2 (1+r)} - \frac{r D_L^+ W_{T0}}{\tau^2 \mu k_0^2 (1+r)}} \right) \right| \quad (4.27)$$

e de forma semelhante a expressão para $F(\omega, k_T)$ torna-se

$$|F(\omega, k_T)| = \frac{r^{1/2} W_{T0}}{\tau^2 \mu k_0^2 (1+r)} \left| \left(\frac{D_L^- D_L^+}{D_L^+ D_L^- D_S - \frac{D_L^+ W_{T0}}{\tau^2 \mu k_0^2 (1+r)} - \frac{r D_L^- W_{T0}}{\tau^2 \mu k_0^2 (1+r)}} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{D_L^- D_L^+}{D_L^+ D_L^- D_S - \frac{D_L^- W_{T0}}{\tau^2 \mu k_0^2 (1+r)} - \frac{r D_L^+ W_{T0}}{\tau^2 \mu k_0^2 (1+r)}} \right) \right|. \quad (4.28)$$

A razão entre os modos Anti-Stokes e Stokes será obtida levando as Equações 4.27 e 4.28 na Equação 4.23, e assim, teremos portanto,

$$\left| \frac{E_T^+}{E_T^{-*}} \right| = \frac{|F(\omega, k_t)|}{|G(\omega, k_t)|} \quad (4.29)$$

onde $\tau = (\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)/T_e$ e $\mu = m_e/m_i$.

A Equação 4.29 estabelece a razão entre as amplitudes dos modos eletromagnéticos anti-Stokes e Stokes, e consequentemente entre as energias dos mesmos.

Esta equação será tratada numericamente. Primeiramente obteremos as raízes da relação de dispersão geral, Equação 3.27, para valores determinados de k_0 e W_0 em função de $k_T \lambda_D$. As raízes encontradas serão então usadas para obter a razão $|E_T^+|/|E_T^{-*}|$. Observe

que nos interessam apenas as soluções com $\omega_r \geq 0$ e $\Gamma > 0$, casos em que há instabilidade e o modo anti-Stokes representa uma conversão para freqüência acima ou igual a ω_0 . Quando $\omega_r = 0$ e $\Gamma > 0$, a instabilidade é dita puramente crescente, não sendo possível fazer uma distinção entre os modos anti-Stokes e Stokes. Os resultados obtidos serão apresentados no capítulo seguinte.

CAPÍTULO 5

SOLUÇÃO NUMÉRICA DA RELAÇÃO DE DISPERSÃO E RAZÃO ENTRE OS MODOS ANTI-STOKES E STOKES ELETROMAGNÉTICOS

Resumo

Este capítulo é destinado a apresentar as soluções numéricas da relação de dispersão e análise das diferentes regiões onde as instabilidades ocorrem. Obtemos também a razão entre os modos anti-Stokes e Stokes. Realizamos uma breve discussão, comparando os resultados obtidos com alguns trabalhos anteriores que estudam os mecanismos de geração de ondas eletromagnéticas a partir de ondas de Langmuir via instabilidade de plasma.

5.1 Introdução

Neste capítulo vamos apresentar alguns resultados da solução numérica da relação de dispersão obtida por Alves et al. (2002). Resolvemos a relação de dispersão de duas maneiras distintas, a primeira maneira fixamos a energia da onda indutora e verificamos para quais valores de $k_T \lambda_D$ encontramos a maior taxa de crescimento; na segunda maneira, adotamos o valor $k_T \lambda_D$ equivalente a maior taxa de crescimento como parâmetro fixo e resolvemos a relação de dispersão variando a energia total do sistema.

5.2 Descrição dos Métodos Para o Cálculo da Relação de Dispersione e Razão Entre os Modos Anti-Stokes e Stokes

A relação de dispersão, Equação 3.27, obtida por Alves et al. (2002) é um polinômio de grau dez com raízes reais e complexas. Para calcular a razão entre os modos anti-Stokes e Stokes realizamos basicamente três passos: o primeiro passo é calcular a relação de dispersão da forma tradicional, adotando parâmetros fixos para os valores de energia, k_0 e variando os valores de $k_T \lambda_D$.

O segundo passo é resolver a relação de dispersão de forma semelhante a realizada por Glanz et al. (1993). Este procedimento consiste em adotar como parâmetro o valor de $k_T \lambda_D$ para a maior taxa de crescimento e fazer uma varredura na energia total do sistema, obtendo assim os gráficos para as freqüências reais e a taxa de crescimento da relação de dispersão.

Para o terceiro passo, desenvolvemos uma rotina numérica que lê os resultados da solução da relação de dispersão em função da energia total do sistema. De posse destes resultados, a rotina utiliza simultaneamente os valores para a freqüência real, taxa de crescimento e energia total do sistema para calcular a razão entre os modos eletromagnéticos excitados.

Este procedimento é adotado para garantir que a razão entre os modos anti-Stokes e Stokes seja uma reprodução fiel da informação contida na solução da relação de dispersão.

A rotina numérica joga na Equação 4.26 a energia total do sistema e as raízes reais e imaginárias da relação de dispersão que foram obtidas para cada valor de energia, seguindo este procedimento para todos os valores de energia utilizados para calcular a relação de dispersão no segundo passo. Nas seções seguintes apresentamos os resultados da solução da relação de dispersão e a razão entre os modos anti-Stokes e Stokes eletromagnéticos.

5.3 Solução Numérica da Relação de Dispersão e Razão Entre os Modos Anti-Stokes e Stokes.

Os resultados numéricos apresentados neste capítulo foram obtidos utilizando os parâmetros mais relevantes das emissões solares tipo III (Thejappa e MacDowall, 1998).

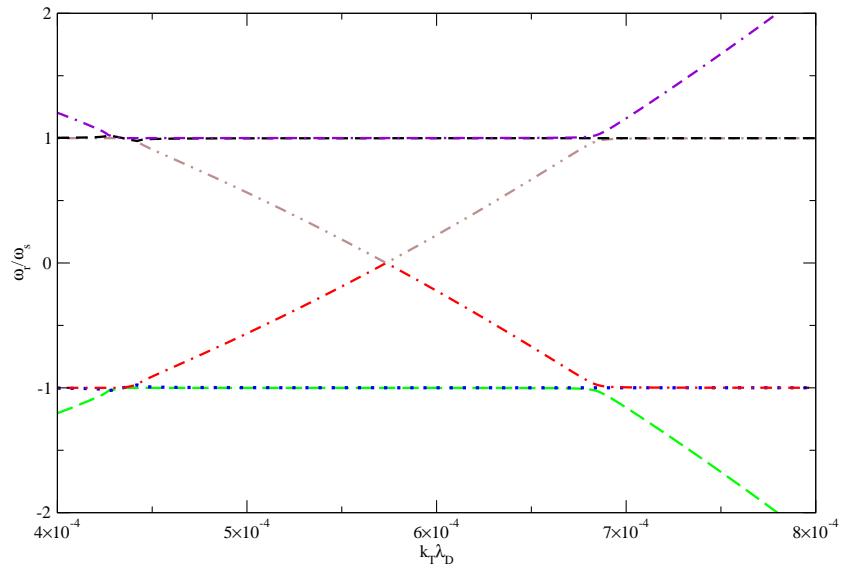
Para as soluções da relação de dispersão (Equação 3.27) utilizamos os seguintes valores fixos $\mu = 1/1836$, $\tau = 1,520$, $v_{th} = 2,2 \times 10^6 m/s$, $T_e = 1,6 \times 10^5 K$ e $T_i = 5 \times 10^4 K$. Para simplificar o tratamento consideramos as taxas de amortecimento nulas.

Consideramos o processo ressonante aquele em que a freqüência da onda de baixa freqüência é da ordem da freqüência íon-acústica ($|\omega| \approx \omega_s$), e não ressonante quando esta condição não é satisfeita ($|\omega| \neq \omega_s$). No caso não ressonante, quando a freqüência da onda de baixa freqüência tem somente parte imaginária ($\omega = \omega_R + i\Gamma$, onde $\omega_R = 0$), diz-se que a instabilidade é absoluta ou puramente crescente. Define-se de processo convectivo aquele em que ocorre para os valores de $\omega_r \neq 0$ (Gude (1995); Abalde et al. (1998)).

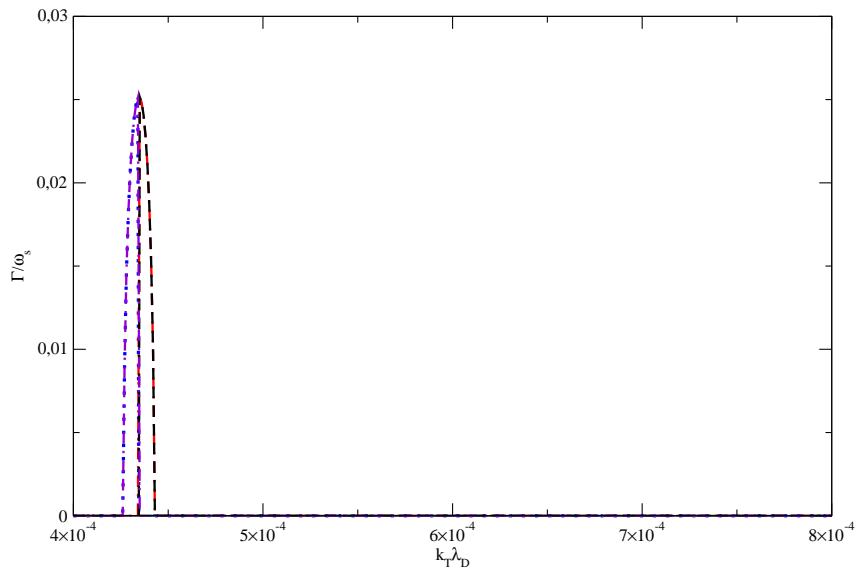
Na Figura 5.1 mostramos a solução da relação de dispersão para $r = 0,001$, $W_0 = 1 \times 10^{-5}$, $k_0 = 0,0451$. Podemos observar que para os valores de “r” muito pequenos obtemos os mesmos resultados encontrados para o caso de uma única onda indutora (Abalde et al. (1998); Akimoto (1988)). A diferença entre os nossos resultados e aqueles obtidos por Abalde et al. (1998) e Akimoto (1988) é que a inclusão da segunda onda indutora, ainda que, com energia mínima, e da segunda grating, permitem a geração simultânea da onda eletromagnética convertida para freqüências superiores a freqüência da onda indutora e para freqüências inferiores a da onda indutora..

Em fenômenos não lineares, a energia da onda indutora desempenha um papel fundamental na determinação das regiões de instabilidade e da taxa de crescimento. Utilizando o mesmo valor de k_0 adotado na Figura 5.1 e o valor de $k_T \lambda_D$ para o qual a taxa de crescimento é máxima ($k_T \lambda_D = 1,53 \times 10^{-5}$), resolvemos a relação de dispersão para diferentes valores de W_{T0} , obtendo os valores de ω correspondente. O que se verifica é

que o valor de ω_r é constante ($\omega_r = \omega_s$), mas a taxa de crescimento aumenta em função da energia. Este é um resultado esperado neste limite, em princípio envolvendo processos de 3 ondas. A razão entre as amplitudes dos modos anti-Stokes e Stokes para este caso é apresentada na Figura 5.3. Este resultado, com a amplitude do modo Stokes muito maior, está de acordo com os resultados anteriores, já que no caso de uma única onda indutora ($r = 0$ e neste caso $r = 10^{-3}$) apenas o modo Stokes é excitado (down conversion).

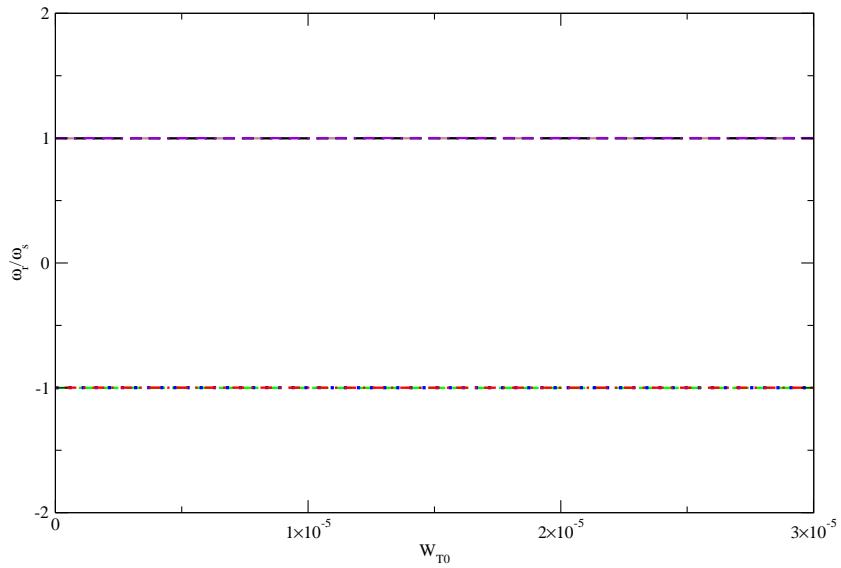


(a) Parte real da solução da relação de dispersão

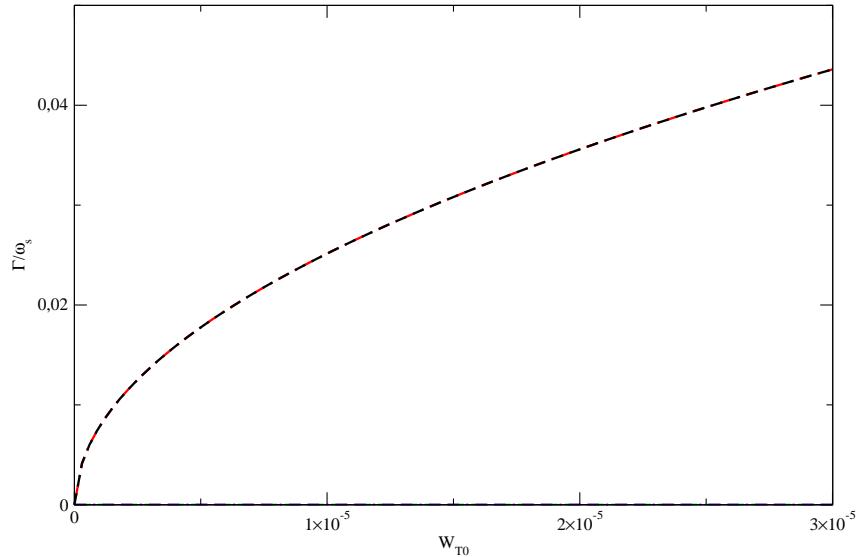


(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão

FIGURA 5.1 – Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$, no limite de $r \rightarrow 0$ (uma única onda indutora). Neste caso adotamos $r = 0,001$, $k_0 = 0,0451$ satisfazendo o limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$.



(a) Parte real da solução da relação de dispersão



(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão

FIGURA 5.2 – Solução numérica da relação de dispersão em função de W_{T0} . Para estes gráficos utilizamos $k_0 = 0,451$, $r = 0,001$, $k_T\lambda_D = 4,35 \times 10^{-4}$ satisfazendo o limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$.

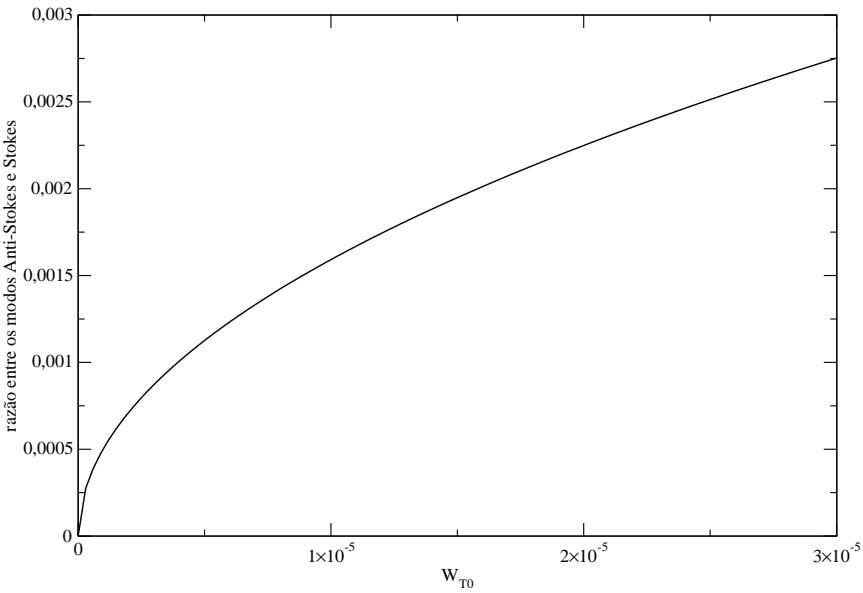


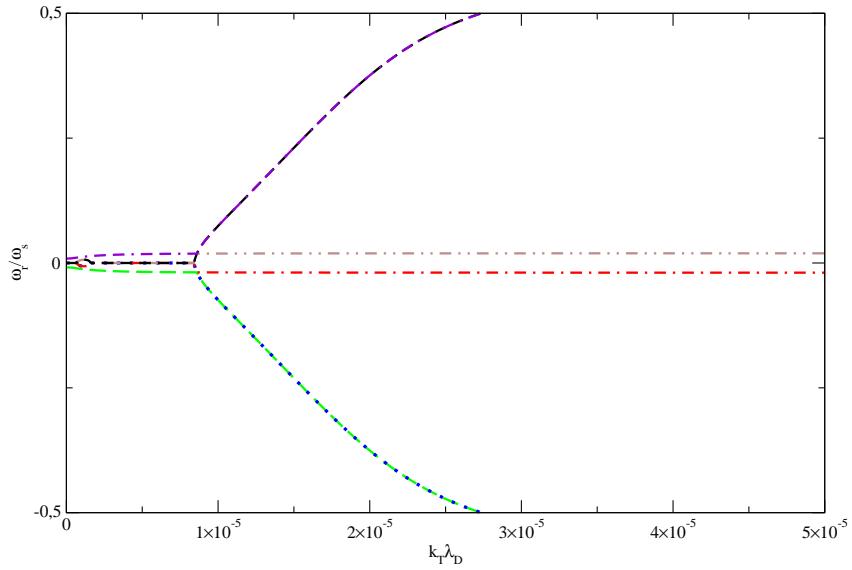
FIGURA 5.3 – Razão entre os modos anti-Stokes e Stokes para o caso $r = 0,001$, caso limite de uma onda indutora, utilizando os mesmos valores da Figura 5.2.

Na Figura 5.4 apresentamos a solução da relação de dispersão para $r = 0,1$, e $k_0 = 1 \times 10^{-4}$, $W_0 = 1 \times 10^{-5}$ satisfazendo o limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$. Observamos duas regiões, uma onde a instabilidade é puramente crescente ($\omega_R = 0$) para os valores de $k_T\lambda_D$ menores que 1×10^{-5} , e outra onde a instabilidade é não ressonante ($\omega_r \neq \omega_s$) e convectiva ($\omega_r \neq 0$) para os valores de $k_T\lambda_D > 1 \times 10^{-5}$. Verificamos que ocorre uma transição de uma instabilidade puramente crescente para uma instabilidade não ressonante e convectiva.

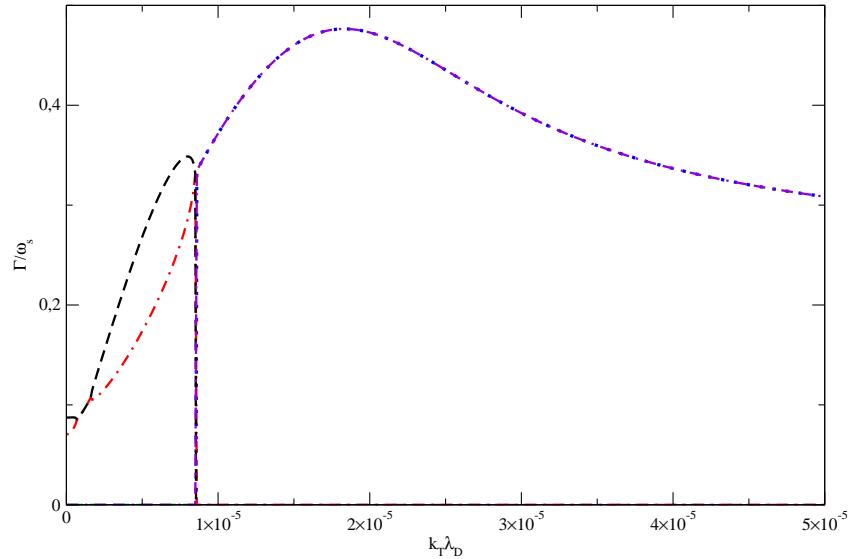
Para avaliar a influência da energia das ondas indutoras fixas resolvemos a relação de dispersão, adotando como parâmetros os valores de $k_T\lambda_D$ correspondentes a maior taxa de crescimento para as duas regiões distintas. Embora este procedimento possa ser questionado, ele serve de indicador para o fato de que existem limites, que dependem de k_0 e W_{T0} , para a ocorrência de processos de 3 e 4 ondas, assim como no caso em que se considera apenas uma onda indutora (Akimoto (1988) e Abalde et al. (1998)). A Figura 5.5 mostra a solução da relação de dispersão em função da energia total do sistema para a primeira região da Figura 5.4 com $k_T\lambda_D = 8,09 \times 10^{-6}$. Podemos observar que para valores bem pequenos da energia, temos uma região de instabilidade não ressonante $\omega_r \neq \omega_s$ (região de $W_{T0} < 1 \times 10^{-5}$). Para regiões de energia maiores que $W_{T0} \approx 1 \times 10^{-5}$ a instabilidade é puramente crescente, o que está de acordo com a solução da relação de

dispersão para os parâmetros analisados. Comparando os resultados das Figuras 5.4 e 5.5 observamos um ponto onde os valores da taxa de crescimento, para as duas figuras, assim como o valor da freqüência real são os mesmos, mostrando uma correlação entre as duas formas distintas de resolver a relação de dispersão.

A razão entre as energias dos modos anti-Stokes e Stokes para a primeira região ($k_T\lambda_D < 1 \times 10^{-5}$) da Figura 5.4 pode ser observada na Figura 5.6. Notamos que para as regiões onde a instabilidade é não ressonante o modo Stokes é dominante (maior que duas vezes o modo anti-Stokes), até o valor crítico da energia onde a instabilidade torna-se puramente crescente. A partir deste ponto, caso puramente crescente, não há como distinguir os modos anti-Stokes e Stokes, de forma que espera-se obter a razão entre eles igual a um.

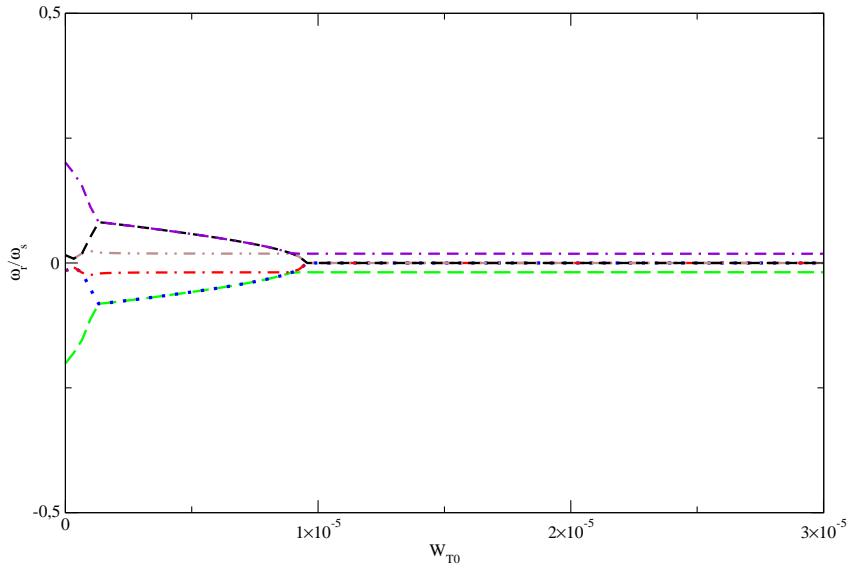


(a) Parte real da solução da relação de dispersão

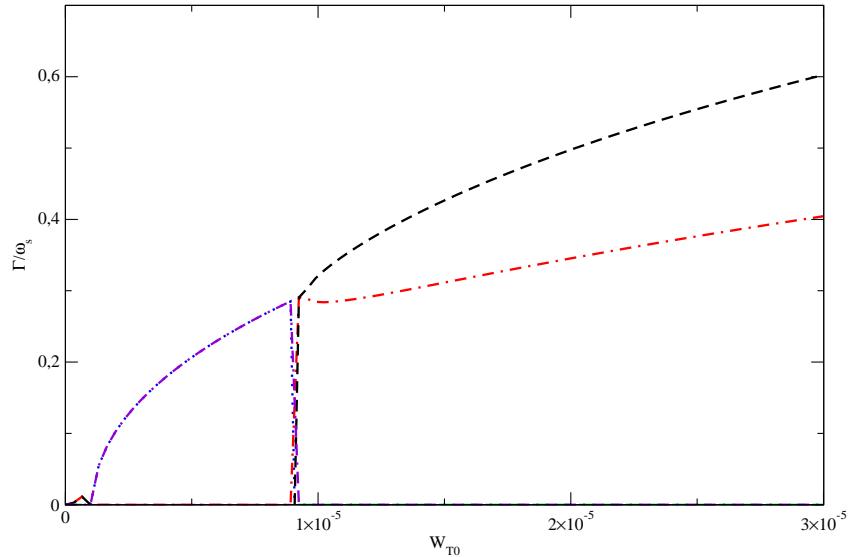


(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão

FIGURA 5.4 – Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$. Neste caso adotamos $r = 0, 1$, $k_0 = 10^{-4}$ satisfazendo o limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.



(a) Parte real da solução da relação de dispersão



(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão

FIGURA 5.5 – Solução numérica da relação de dispersão em função de W_{T0} . Para esta solução adotamos o valor de $k_T\lambda_D$ da primeira região da Figura 5.4 para o qual obtem-se a maior taxa de crescimento adotando os seguintes parâmetros $r = 0, 1$, $k_T\lambda_D = 8,09 \times 10^{-6}$ e $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.

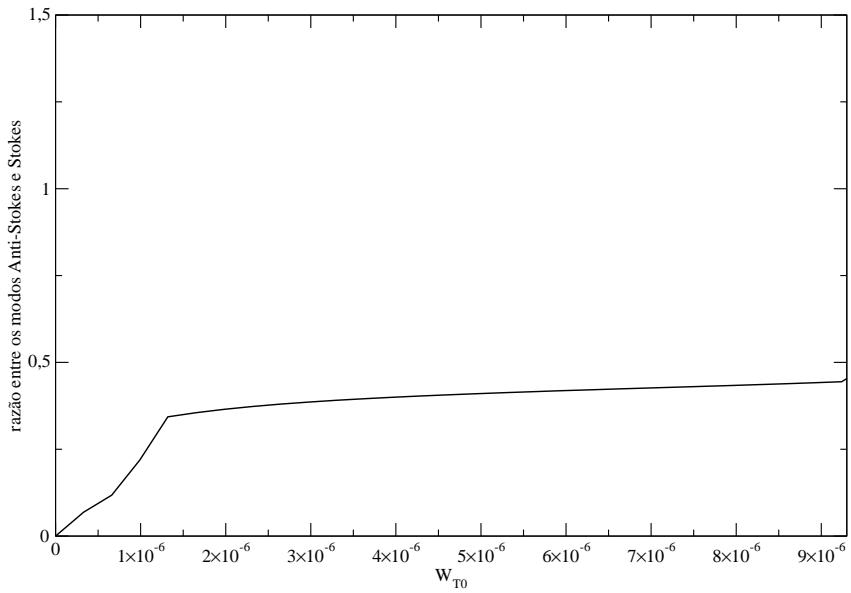
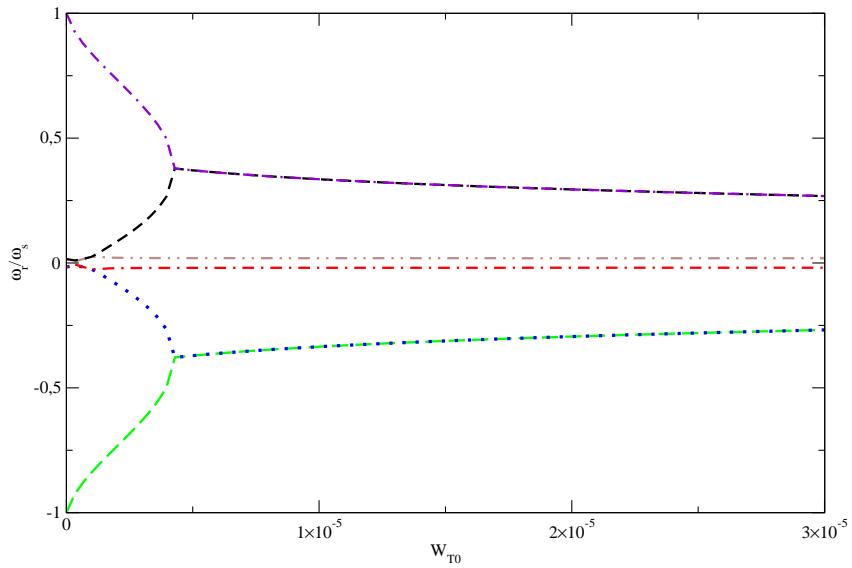


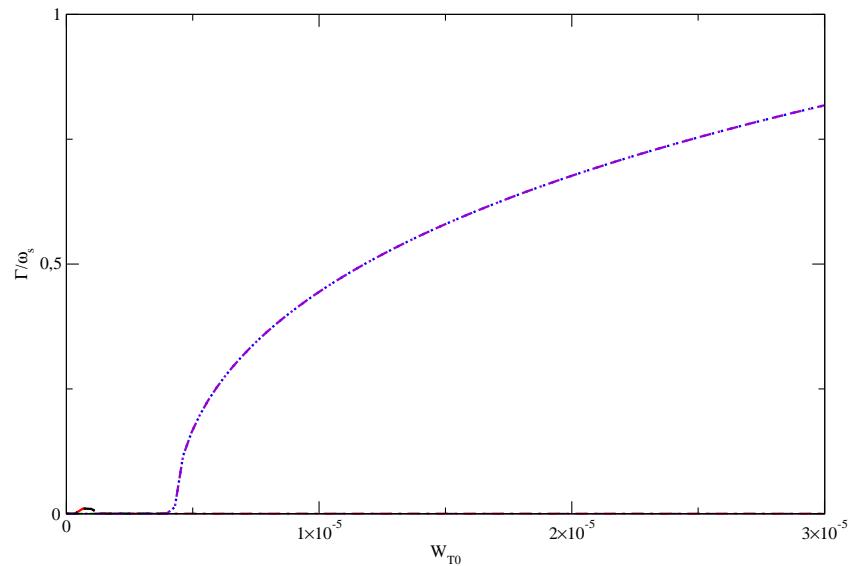
FIGURA 5.6 – Razão entre os modos anti-Stokes e Stokes para o caso estudado na Figura 5.5.

A Figura 5.7 apresenta a solução da relação de dispersão em função da energia total do sistema para $k_T\lambda_D = 1,83 \times 10^{-5}$ para o qual a taxa de crescimento é máxima, para os valores de k_0 e W_0 usados para obter a Figura 5.4 na região de $k_T\lambda_D > 1 \times 10^{-5}$. Observamos que para estes valores de k_0 e $k_T\lambda_D$ existe uma limiar de energia para a excitação da instabilidade ($0,5 \times 10^{-5}$), que nesta região é não ressonante e convectiva. A pequena taxa de crescimento observada para valores menores de energia está associada a raiz com $\omega_r = 0$ (puramente crescente) e não há como distinguir os modos anti-Stokes e Stokes nesta região.

A Figura 5.8 mostra a razão entre os modos anti-Stokes e Stokes para $W_{T0} > 0,5 \times 10^{-5}$, mostrando a predominância do modo Stokes. Neste caso, para $r = 0,1$ o resultado é esperado.



(a) Parte real da solução da relação de dispersão



(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão

FIGURA 5.7 – Solução numérica da relação de dispersão em função de W_{T0} . Utilizamos o valor de $k_T\lambda_D$ da segunda região da Figura 5.4 para maior taxa de crescimento. Para estes gráficos utilizamos $r = 0, 1$, $k_T\lambda_D = 1,83 \times 10^{-5}$ satisfazendo o limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.

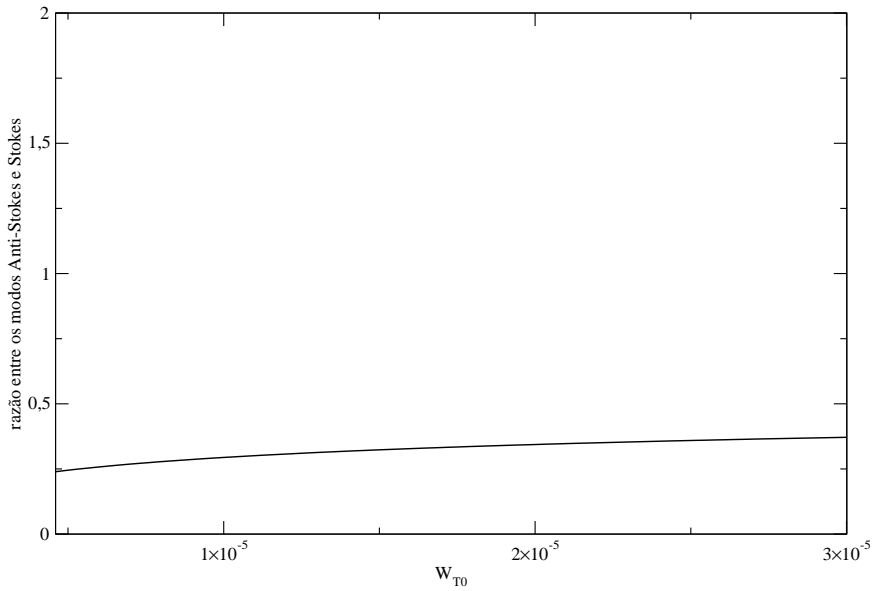
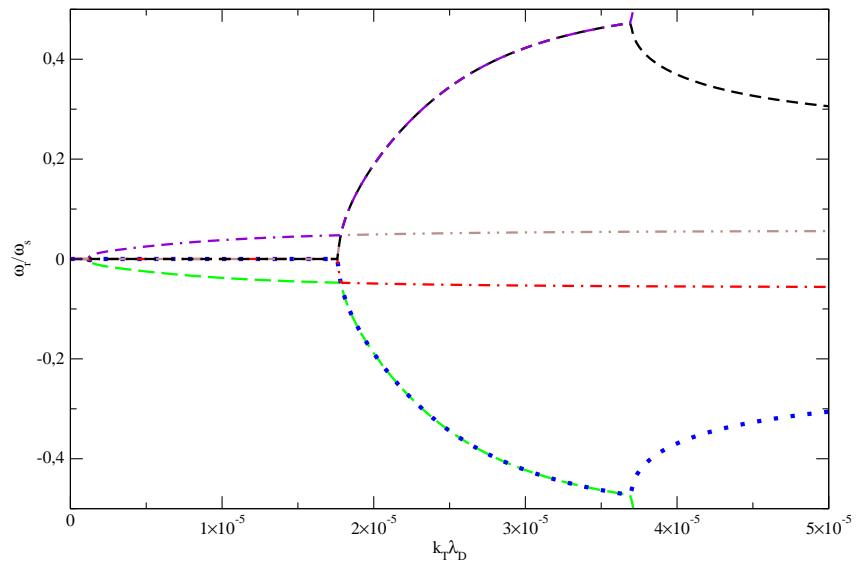


FIGURA 5.8 – Razão entre os modos anti-Stokes e Stokes para o caso da Figura 5.7.

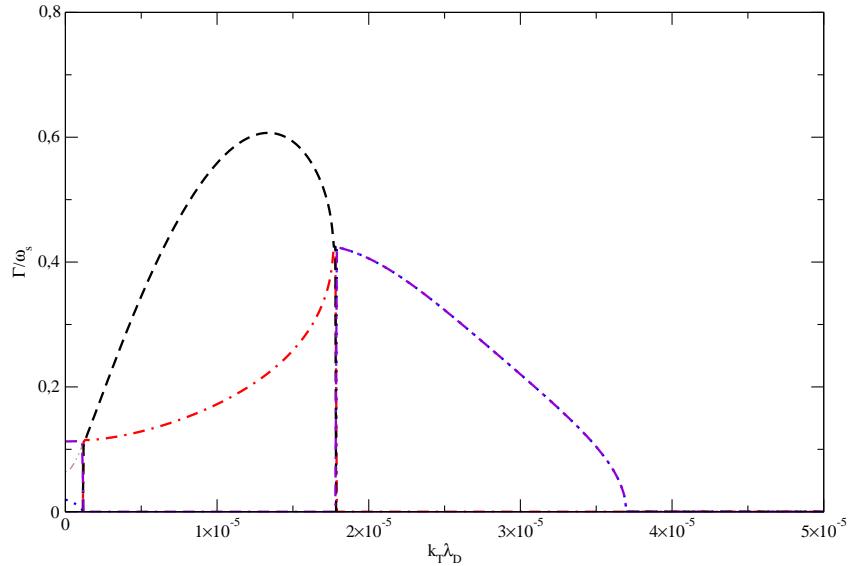
Na Figura 5.9 apresentamos a solução da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ para $r = 0,5$, $k_0 = 1 \times 10^{-4}$, $W_0 = 1 \times 10^{-5}$, dentro do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$. Observamos três regiões diferentes para os diferentes valores de $k_T \lambda_D$. Na primeira região, para $k_T \lambda_D < 1,8 \times 10^{-5}$ temos instabilidade puramente crescente. Para o intervalo $1,8 \times 10^{-5} < k_T \lambda_D < 3,6 \times 10^{-5}$, a instabilidade é não ressonante e convectiva. Para $k_T \lambda_D > 3,6 \times 10^{-5}$ as raízes são reais, não havendo instabilidade.

Fixando o valor de $k_T \lambda_D = 1,34 \times 10^{-5}$, correspondente a maior taxa de crescimento para a região de instabilidade puramente crescente, resolvemos a relação de dispersão em função da energia. Os resultados obtidos estão mostrados na Figura 5.10. Para este caso verificamos que a instabilidade convectiva não ressonante ocorre para $W_{T0} \leq 0,7 \times 10^{-5}$. Para valores maiores de W_{T0} , a instabilidade é puramente crescente.

A Figura 5.11 mostra a razão entre as energias dos modos anti-Stokes e Stokes para $W_{T0} \leq 0,7 \times 10^{-5}$, já que para valores maiores que W_{T0} , $\omega_r = 0$ e não há como distinguir entre os modos anti-Stokes e Stokes.

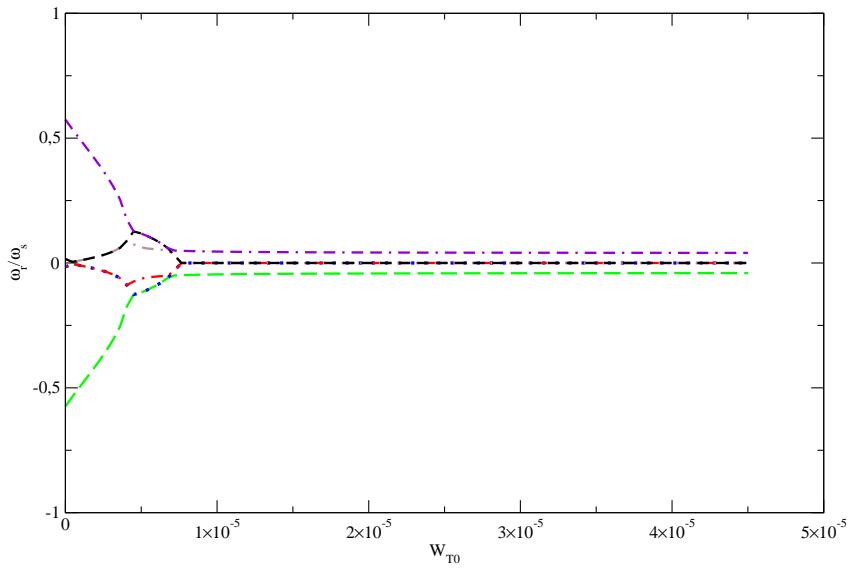


(a) Parte real da solução da relação de dispersão

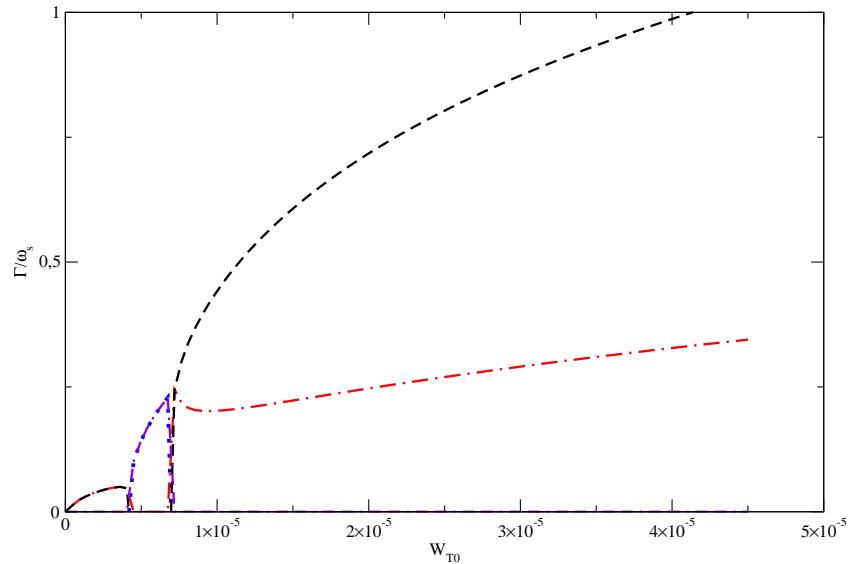


(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão

FIGURA 5.9 – Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$ para $r = 0,5$, $k_0 = 10^{-4}$ e $W_0 = 1 \times 10^{-5}$ dentro do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.



(a) Parte real da solução da relação de dispersão



(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão

FIGURA 5.10 – Solução numérica da relação de dispersão em função de W_{T0} . Neste caso usamos o valor de $k_T\lambda_D$ equivalente ao ponto de maior taxa de crescimento para região de instabilidade puramente crescente da Figura 5.9. Para estes gráficos utilizamos $r = 0,5$, $k_T\lambda_D = 1,34 \times 10^{-5}$ dentro do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.

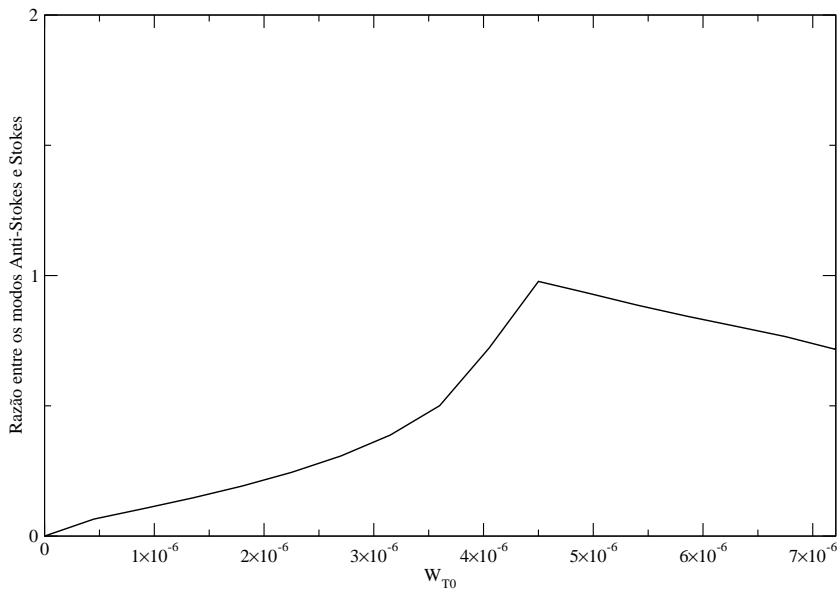
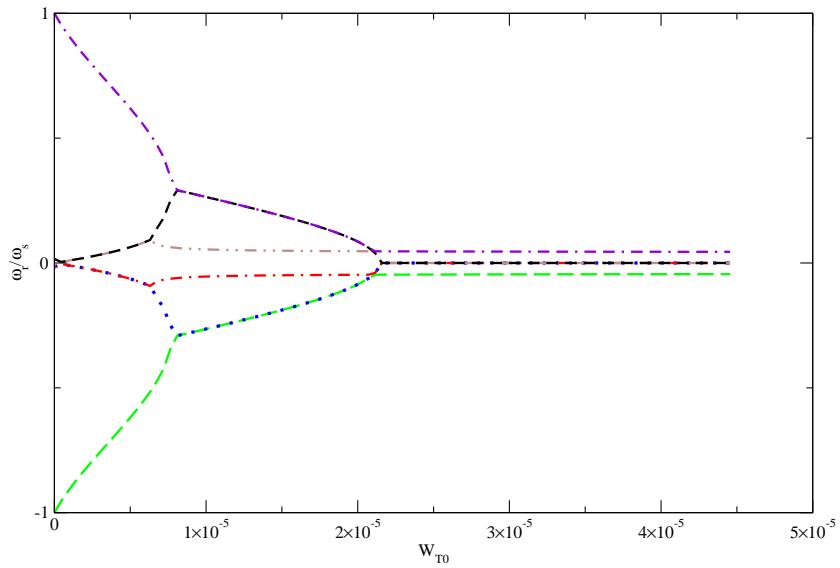
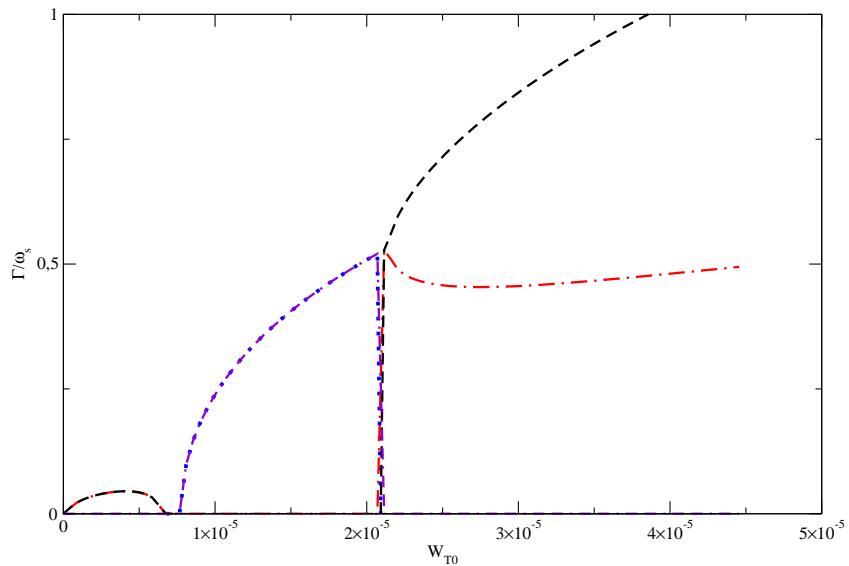


FIGURA 5.11 – Razão entre os modos anti-Stokes e Stokes para o caso da Figura 5.10.

Na Figura 5.12 mostramos a solução da relação de dispersão em função de W_{T0} para $k_T \lambda_D = 1,8 \times 10^{-5}$, dentro da região de instabilidade convectiva não ressonante da Figura 5.9. Novamente podemos observar a influência da amplitude da onda indutora. Para $W_{T0} \leq 2 \times 10^{-5}$ temos instabilidade convectiva não ressonante, enquanto que para W_{T0} maiores temos instabilidade puramente crescente. A Figura 5.13 apresenta a razão entre as energias dos modos anti-Stokes e Stokes para $W_{T0} \leq 2 \times 10^{-5}$, já que para energias maiores a instabilidade é puramente crescente.



(a) Parte real da solução da relação de dispersão



(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão

FIGURA 5.12 – Solução numérica da relação de dispersão em função de W_{T0} . Neste caso adotamos o valor $k_T\lambda_D = 1,8 \times 10^{-5}$, representativo da região de instabilidade não ressonante para o caso da Figura 5.9. Para estes gráficos utilizamos $k_0 = 1 \times 10^{-4}$ fixo, $r = 0,5$, dentro do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.

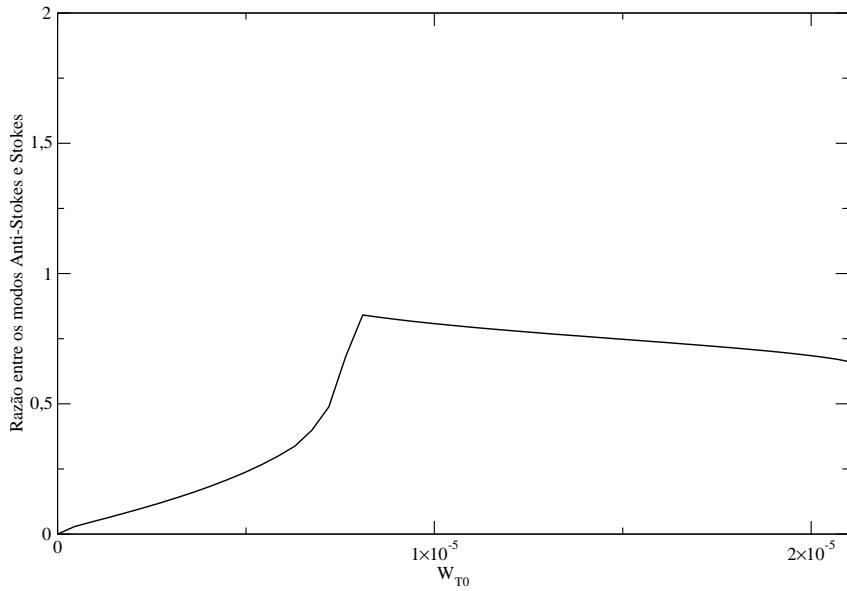
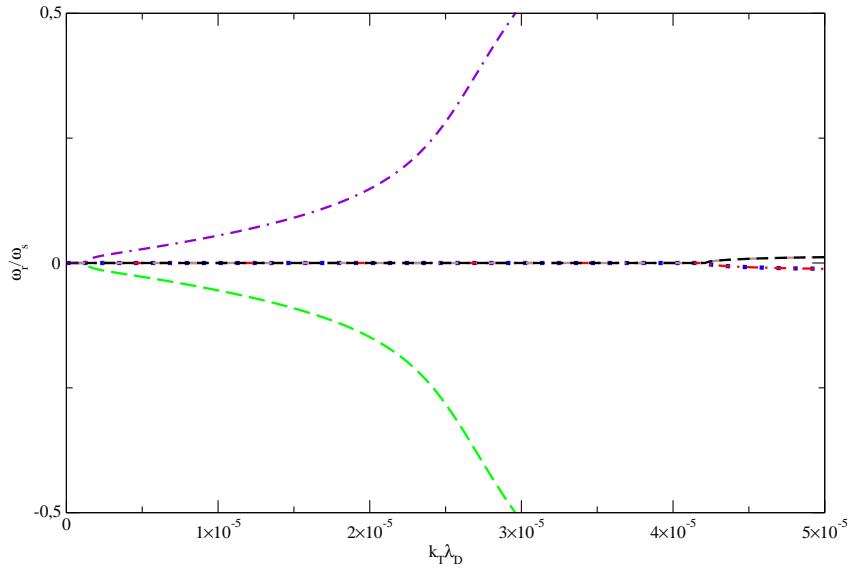


FIGURA 5.13 – Razão entre os modos anti-Stokes e Stokes para o caso da Figura 5.12.

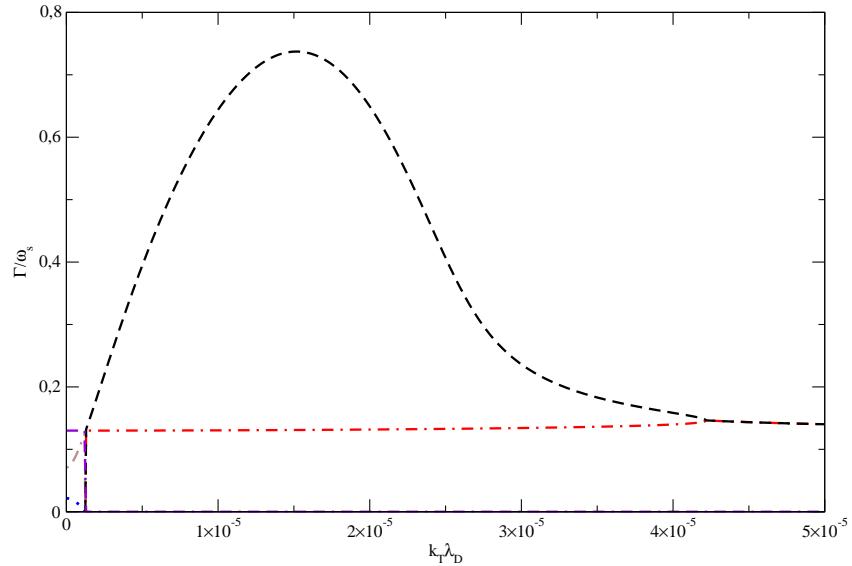
A solução da relação de dispersão para $r = 0,95$, $k_0 = 1 \times 10^{-4}$ e $W_0 = 10^{-4}$ é mostrada na Figura 5.14. Notamos que somente para os valores de $k_T\lambda_D > 4,0 \times 10^{-5}$ ocorre uma região de instabilidade não ressonante. Para os outros valores de $k_T\lambda_D$ apresentados no gráfico temos instabilidade puramente crescente.

Na Figura 5.15 apresentamos a solução da relação de dispersão em função de W_{T0} para $k_T\lambda_D = 1,52 \times 10^{-5}$ que é o número de onda equivalente a maior taxa de crescimento para o modelo apresentado na Figura 5.14. Podemos observar que, independente da energia total do sistema, encontramos apenas regiões de instabilidade puramente crescente.

Neste caso, não há como separar os modos anti-Stokes e Stokes, e a razão da energia entre os modos não será apresentada.

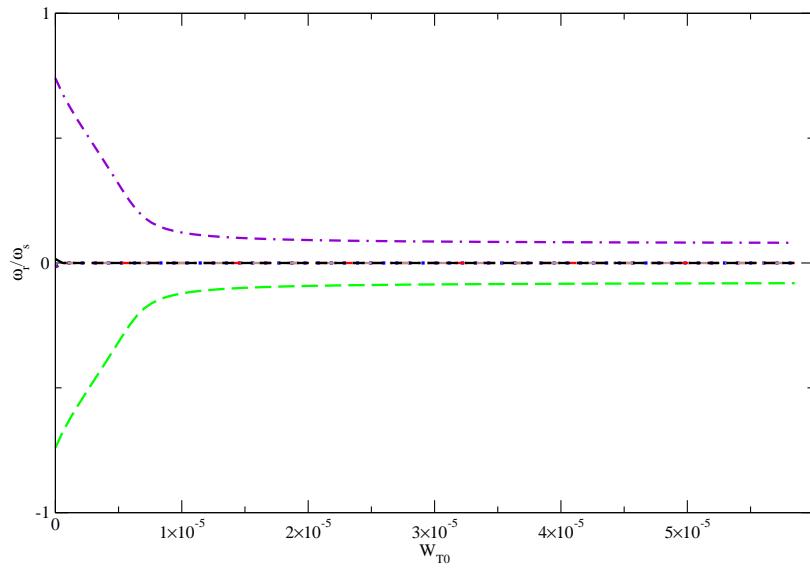


(a) Parte real da solução da relação de dispersão

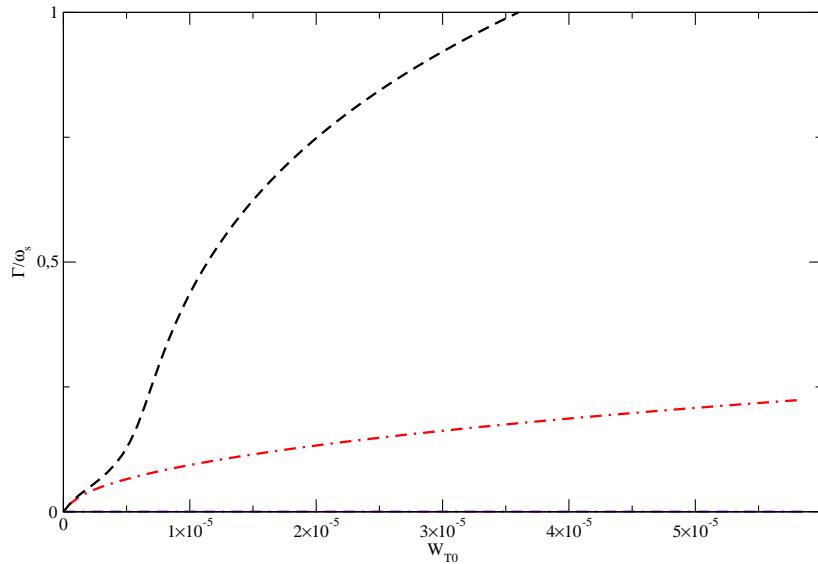


(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão

FIGURA 5.14 – Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$. Para este caso adotamos $r = 0,95$, $k_0 = 10^{-4}$ e $W_0 = 10^{-5}$ dentro do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.



(a) Parte real da solução da relação de dispersão

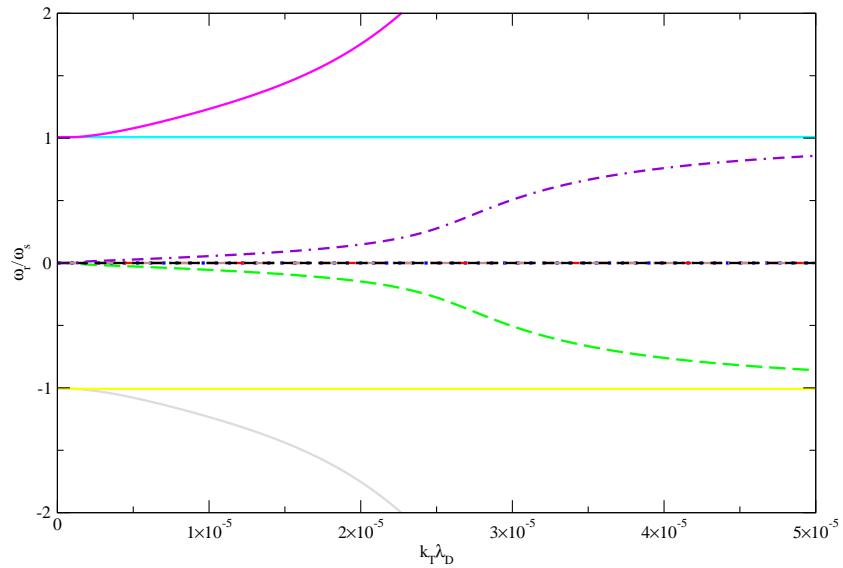


(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão

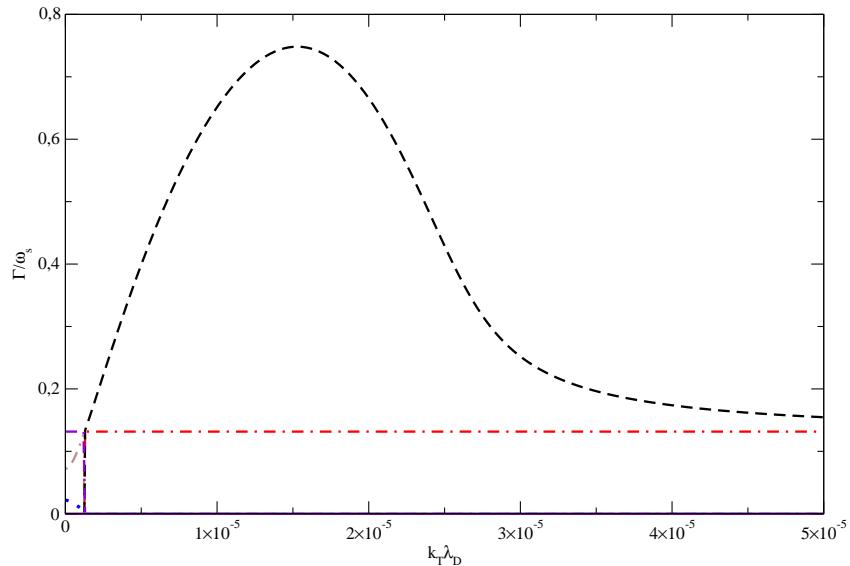
FIGURA 5.15 – Solução numérica da relação de dispersão em função de W_{T0} para um valor de $k_T\lambda_D$ correspondente a maior taxa de crescimento da Figura 5.14. Para estes gráficos utilizamos $r = 0,95$, $k_T\lambda_D = 1,52 \times 10^{-5}$ e $k_0 = 10^{-4}$ dentro do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.

Na Figura 5.16 apresentamos a solução da relação de dispersão considerando que as amplitudes das duas ondas indutoras de Langmuir sejam iguais ($r = 1$). Vemos que para esta situação recuperamos o caso analisado por Rizzato e Chian (1992). Podemos observar que para o caso de duas ondas indutoras com mesma amplitude obtemos apenas uma região de instabilidade puramente crescente para todos os valores de $k_T\lambda_D$ analisados.

Adotando o valor de $k_T\lambda_D$ para a maior taxa de crescimento, calculamos a relação de dispersão em função da energia total do sistema. Os resultados são apresentados na Figura 5.17 e podemos verificar que para $r = 1$ não encontramos um valor crítico de energia onde a instabilidade deixe de ser puramente crescente.

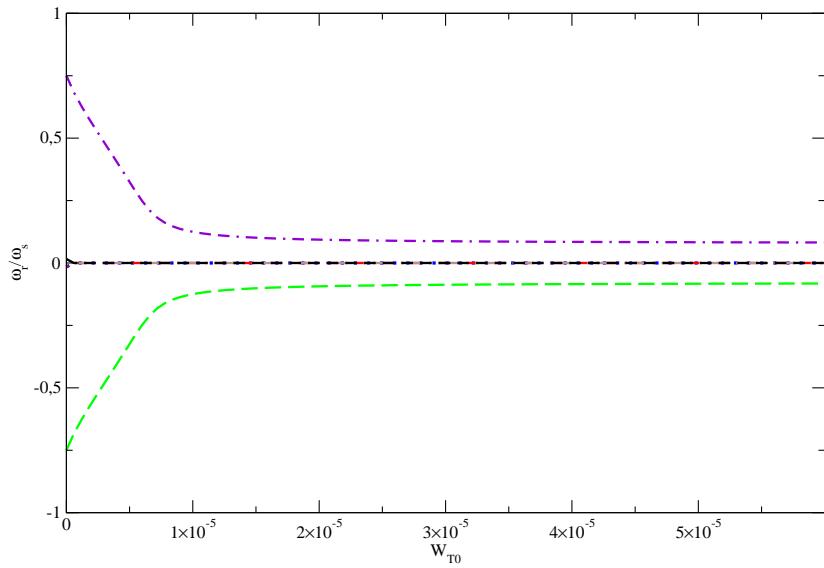


(a) Parte real da solução da relação de dispersão

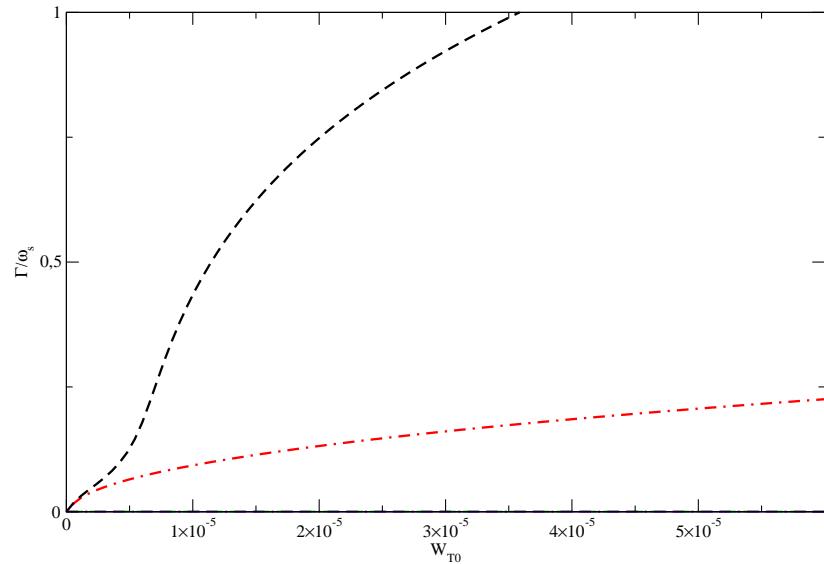


(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão

FIGURA 5.16 – Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$. Para este caso consideramos duas ondas indutoras de Langmuir com mesma amplitude e direções opostas $r = 1$ e adotamos $k_0 = 10^{-4}$, $W_0 = 10^{-5}$ dentro do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.



(a) Parte real da solução da relação de dispersão



(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão

FIGURA 5.17 – Solução numérica da relação de dispersão em função da energia total das ondas indutoras. Para este caso utilizamos o valor de $k_T\lambda_D = 1,53 \times 10^{-5}$ que corresponde a maior taxa de crescimento apresentada na Figura 5.16.

5.4 Solução Numérica da Relação de Dispersão em 3D

5.4.1 Introdução dos Resultados em 3D

Uma olhada cuidadosa na relação de dispersão geral, Equação 3.27, nos diz que a solução depende de k_0 , número de onda da onda indutora, da energia das ondas indutoras W_{T0} e de como esta energia está distribuída entre as duas indutoras, r .

Como já foi mencionado, a relação de dispersão foi resolvida numericamente para dois valores distintos de k_0 , mantendo-se fixos o valor de W_{T0} . Para um destes casos, analisou-se a influência da segunda onda indutora, resolvendo a relação de dispersão para os mesmos parâmetros, mas para diferentes valores de r ($r = 0,5$ e $r = 0,95$). Mostrou-se ainda que os modelos anteriores de uma onda indutora (Akimoto (1988); Abalde et al. (1998)) e de duas indutoras (Rizzato e Chian (1992); Chian e Alves (1988) e Glanz et al. (1993)) estão contidos na relação de dispersão geral, Equação 3.27 (Alves et al., 2002).

Nesta sessão, apresentamos alguns resultados obtidos numericamente para a relação de dispersão, em função de dois parâmetros, simultaneamente. Consideramos os mesmos dois limites tratados por Alves et al. (2002), ou seja, $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$ e $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.

5.4.2 Solução Numérica da Relação de Dispersão em 3D

Inicialmente, apresentamos a solução da relação de dispersão em função de k_0 , e $k_T\lambda_D$, ou seja, para cada valor de k_0 obtivemos a solução em $k_T\lambda_D$, para os valores fixos de W_{T0} e r .

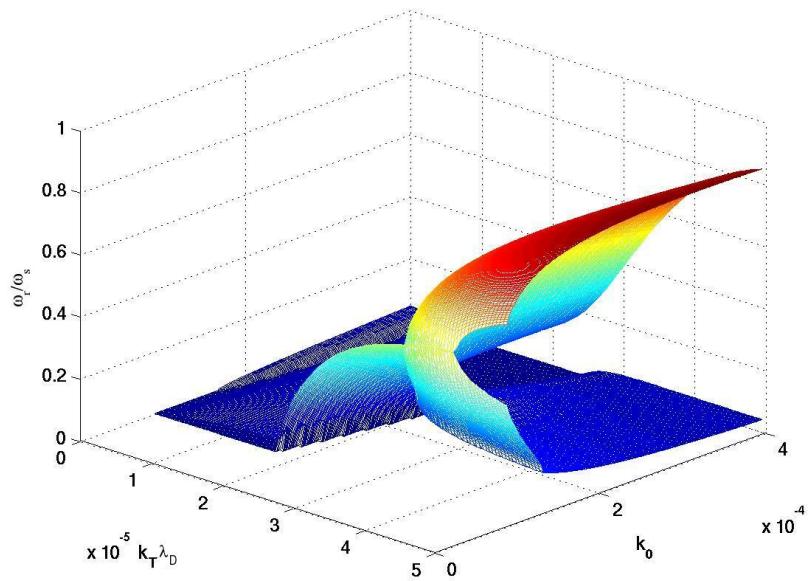
Na Figura 5.18 apresentamos a solução obtida considerando $r = 0,5$, $W_0 = 1 \times 10^{-5}$ ($W_{T0} = 1,5 \times 10^{-5}$). Os parâmetros físicos μ , v_{th} , T_e e T_i são os mesmos utilizados previamente. Neste caso, $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.

Observa-se que a taxa de crescimento diminui com o aumento de k_0 , na região de k_T menores. Onde a instabilidade é convectiva, não ressonante ($\omega_r \neq \omega_s$), a taxa de crescimento parece ser independente de k_T , a partir de um certo k_0 (ver Figura 5.18).

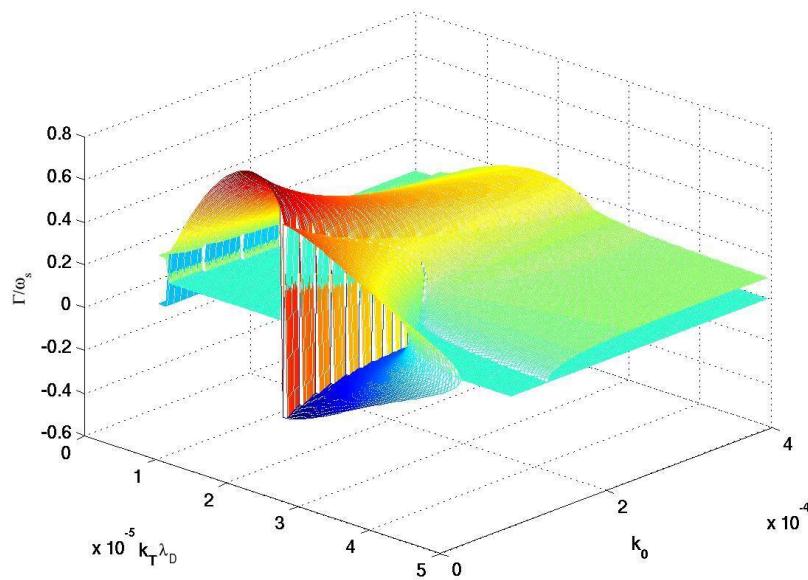
Notamos que para os valores de k_0 muito próximos a 1×10^{-4} reproduzimos a Figura 5.9 (região frontal da Figura 5.18), região esta, onde encontramos a maior taxa de crescimento. Já para os maiores valores de k_0 , a taxa de crescimento vai diminuindo o que dá a entender que quando vamos nos aproximando do limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$ deixamos de ter excitação dos modos eletromagnéticos a partir da ondas indutoras de Langmuir.

Comparando a solução real 5.18(a) e a taxa de crescimento 5.18(b) podemos observar

que na região onde temos instabilidade puramente crescente ($\omega_r = 0$) temos maior taxa de crescimento; já na região onde a instabilidade é não ressonante ($\omega_r \neq 0$) a taxa de crescimento é menor.



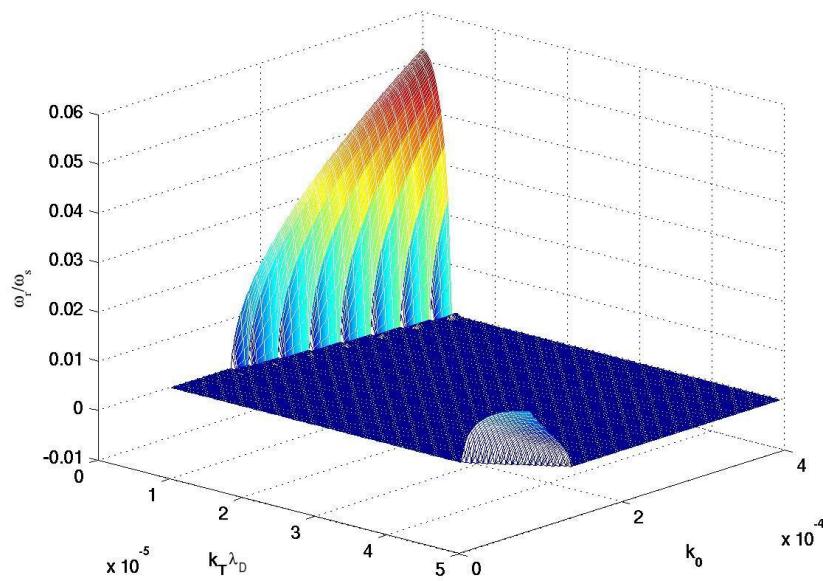
(a) Parte real da solução da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e k_0



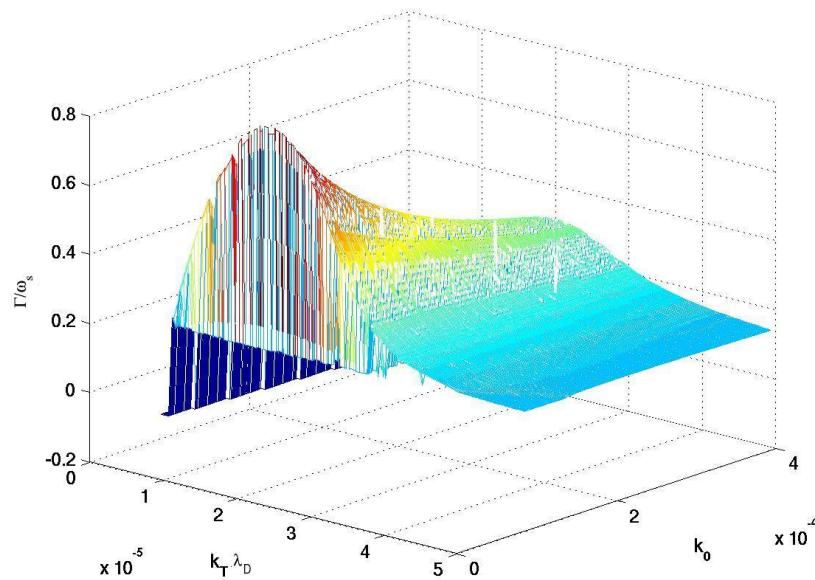
(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e k_0

FIGURA 5.18 – Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e k_0 . Consideramos $r = 0,5$ para o limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.

Na Figura 5.19 utilizamos os mesmos parâmetros da Figura 5.18, agora considerando $r = 0,95$. Podemos observar que para os valores de k_0 próximos de (1×10^{-4}) reproduzimos a Figura 5.14. Notamos que só encontramos duas pequenas regiões onde a instabilidade é não ressonante; a primeira região para $k_T\lambda_D < 1 \times 10^{-5}$ e para valores maiores de k_0 , dentro do limite escolhido. Já a outra região onde ocorre instabilidade não ressonante é uma pequena região próximo a $k_T\lambda_D \approx 5 \times 10^{-5}$, que já foi observado anteriormente na Figura 5.14. Para todos os outros valores de $k_T\lambda_D$ e k_0 a instabilidade é puramente crescente. Aqui também se observa que a taxa de crescimento decresce quando k_0 aumenta.



(a) Parte real da solução da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e k_0



(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e k_0

FIGURA 5.19 – Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e k_0 . Consideramos $r = 0,95$ para o limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.

Na Figura 5.20 apresentamos a solução numérica da relação de dispersão para o limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$ e $r = 10^{-3}$ (limite de uma única onda indutora, caso estudado por Akimoto (1988) e Abalde et al. (1998)). Podemos verificar que à medida que aumentamos os valores de k_0 temos uma variação no valor de k_T para o qual Γ é máximo, como pode ser visto na Figura 5.20(b). Verificamos que existe uma relação linear entre k_0 e k_T para o limite onde $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$, como mostrado na Figura 5.21. A relação linear entre k_0 e k_T é dada por uma reta do tipo $y = ax + b$ onde $y = k_0$, $x = k_T$, $a = 78,06649$ e $b = 0,01098$.

Utilizando a equação da reta encontrada podemos calcular o valor aproximado de k_T onde ocorrerá a instabilidade a partir de k_0 , sendo possível comparar o resultado obtido com a Figura 5.1.

Para um $k_0 = 0,0451$ obtemos $k_T = 4,37 \times 10^{-4}$ que é o valor aproximado de $k_T \lambda_D$ para a maior taxa de crescimento conforme mostrado na Figura 5.2.

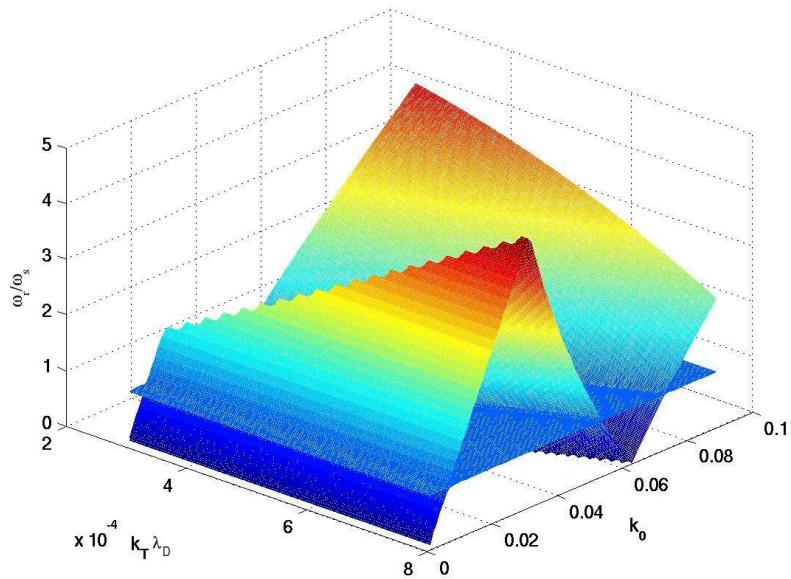
Observamos que neste limite, a instabilidade excitada é sempre ressonante. Neste caso, a relação prevista entre k_0 e k_T pode ser obtida a partir das relações de dispersão lineares das ondas envolvidas $\omega_L^2 \approx \omega_T^2$ para o caso puramente crescente ($\omega_r = 0$), como segue:

$$\begin{aligned} \omega_L &\approx \omega_T \\ \omega_{pe}^2 + \gamma_e k_0^2 v_{th}^2 &\approx \omega_{pe}^2 + k_T^2 c^2 \\ k_0^2 &\approx \frac{1}{\gamma_e} \frac{c^2}{v_{th}^2} k_T^2 \\ k_0 &\approx \frac{1}{\sqrt{\gamma_e}} \frac{c}{v_{th}} k_T. \end{aligned} \quad (5.1)$$

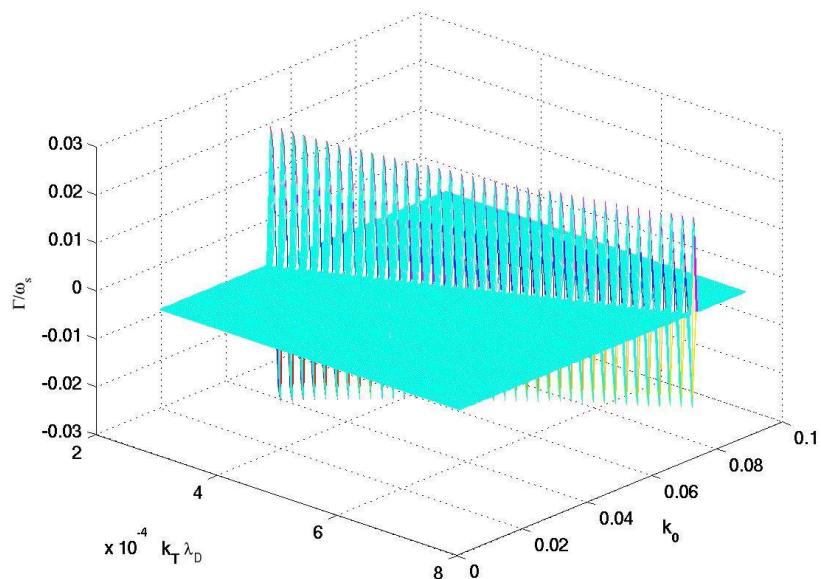
Se considerarmos os valores utilizados para os cálculos anteriores $\gamma_e = 3$, $c = 2.99 \times 10^8 m/s$ e $v_{th} = 2,2 \times 10^6 m/s$ obtemos

$$\frac{1}{\sqrt{\gamma_e}} \frac{c}{v_{th}} = 78,467$$

que é um valor aproximado de a , conforme mostrado anteriormente.



(a) Parte real da solução da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e k_0



(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e k_0

FIGURA 5.20 – Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e k_0 . Para estes cálculos adotamos $r = 10^{-3}$ dentro do limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$.

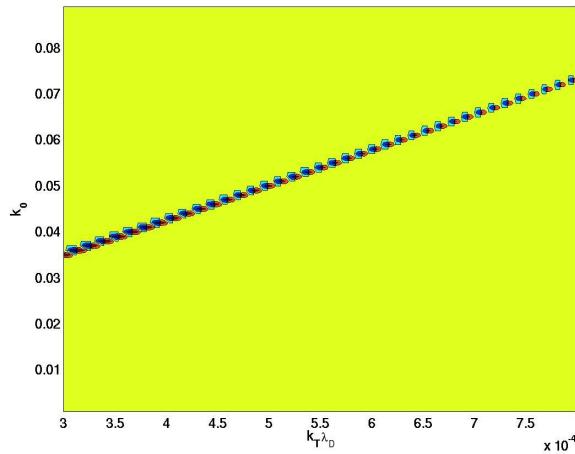
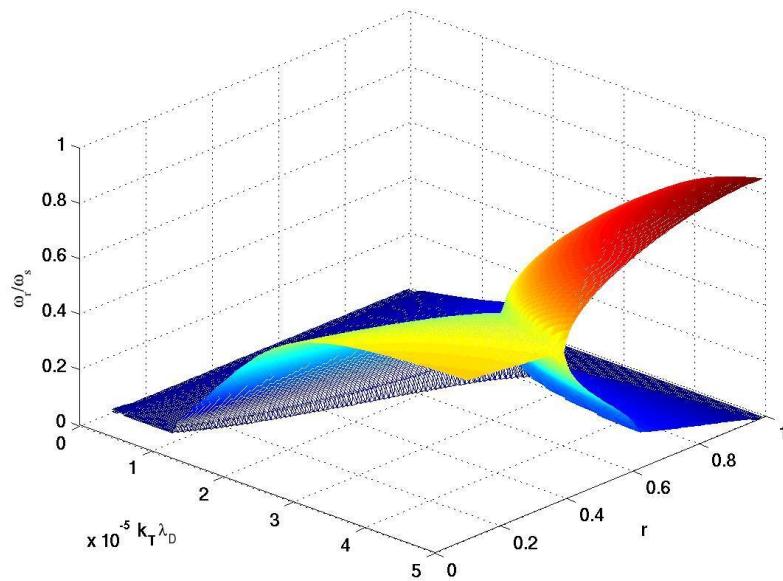


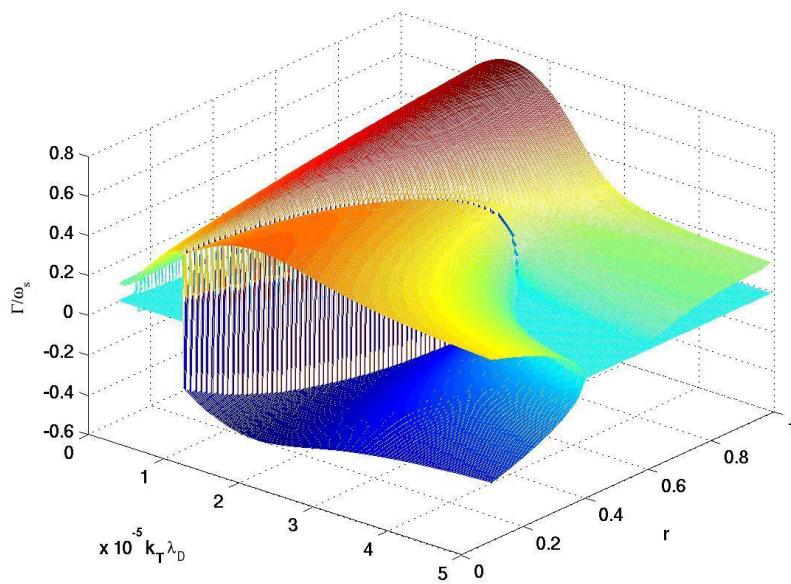
FIGURA 5.21 – Gráfico de contorno da taxa de crescimento apresentado na Figura 5.20(b). Podemos observar uma relação linear entre k_T e k_0 .

Apresentamos nas Figuras 5.22 e 5.23 a solução da relação de dispersão em função de k_T e r . Adotamos o limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$ para a Figura 5.22 e o limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$ para a Figura 5.23. Os valores de k_0 e W_0 são fixos, considerando $W_0 = 1 \times 10^{-5}$ e $k_0 = 1 \times 10^{-4}$ para o limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$ e $k_0 = 0,0451$ para o limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$.

Podemos observar que para a Figura 5.22 encontramos regiões diferentes de instabilidade para os diferentes valores de r . Já para a Figura 5.23, independente da razão entre as ondas indutoras, encontramos a mesma região de $k_T \lambda_D$ onde ocorre a instabilidade, mostrando que para o limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$ não há relação entre a região de instabilidade e a razão entre as duas ondas indutoras. Comparando as Figuras 5.20 e 5.23 podemos notar que a região de instabilidade está relacionada com $k_T \lambda_D$ e o número de onda da onda indutora e não apenas com a razão entre as amplitudes das duas ondas indutoras.

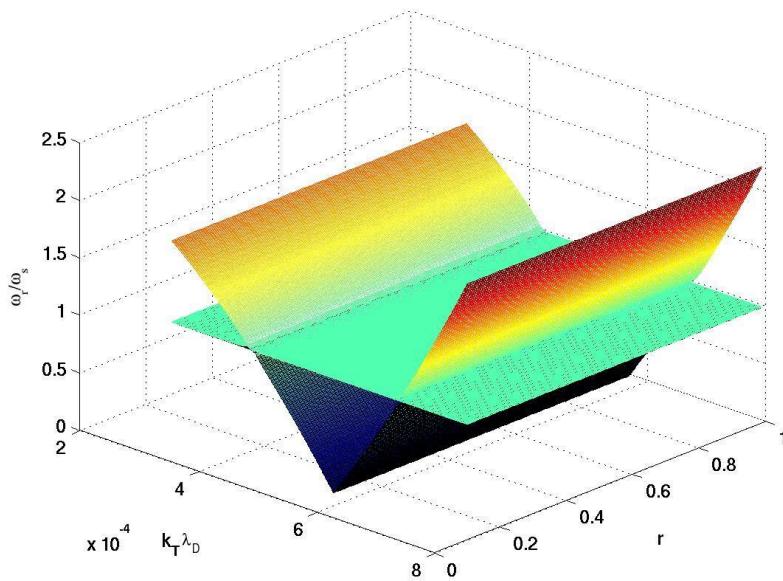


(a) Parte real da solução da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e r

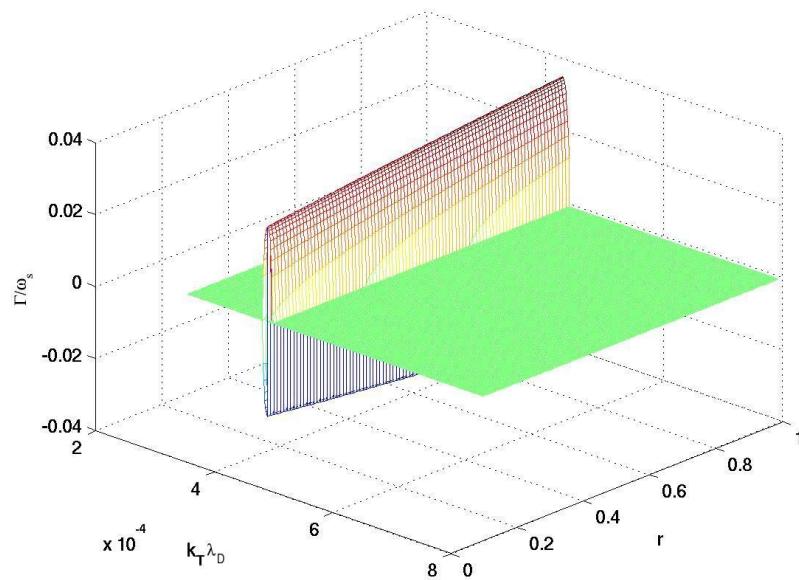


(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e r

FIGURA 5.22 – Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e r considerando o limite $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$.



(a) Parte real da solução da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$ e r

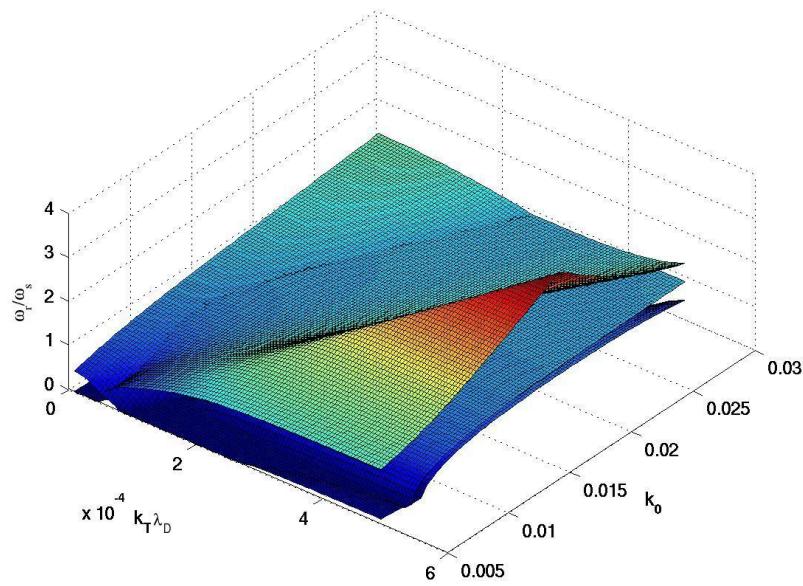


(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$ e r

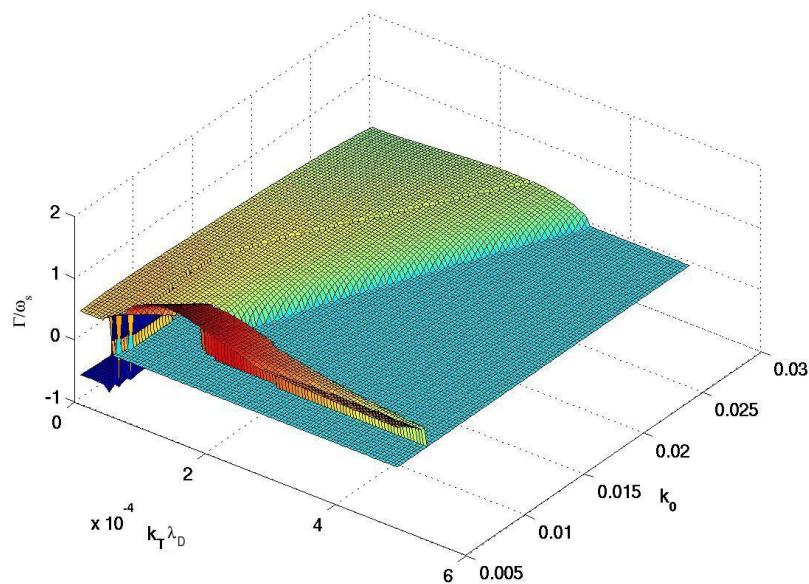
FIGURA 5.23 – Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T\lambda_D$ e r , para o limite $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$.

Uma vez que parece realmente existir um limite para a excitação de instabilidade tipo decaimento ou modulacional, como previsto para o caso de uma única indutora, escolhemos um valor de $r = 0,5$ e $W_0 = 1 \times 10^{-3}$ fixo e variamos os valores de k_0 de modo a englobar os dois limites, ou seja, $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$ (regime modulacional) e $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$ (regime de decaimento). Para os parâmetros escolhidos, estas desigualdades nos levam a $k_0 < 1 \times 10^{-2}$ para o regime modulacional e $k_0 > 1,92 \times 10^{-2}$ para o regime de decaimento, respectivamente. Os resultados obtidos estão apresentados na Figura 5.24.

Podemos observar na Figura 5.24(b), na região onde k_0 é muito pequeno, a predominância do regime modulacional que está relacionada com a instabilidade puramente crescente, nesta região da Figura 5.24(a) observamos as soluções reais da relação de dispersão iguais a zero. À medida que aumentamos os valores de k_0 verificamos que o regime de decaimento torna-se predominante, sendo possível observar a relação entre k_0 e $k_T\lambda_D$, caracterizada por uma pequena linha no centro da região de instabilidade semelhante a Figura 5.20. Verificamos um intervalo de valores de $k_T\lambda_D$ neste regime, na qual, encontramos taxa de crescimento diferente de zero e diferente do que acontecia para o caso de três ondas. Isto pode estar acontecendo devido a inclusão da segunda onda indutora de Langmuir, já que $r = 0,5$.



(a) Parte real da solução da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e k_0



(b) Taxa de crescimento da solução da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e k_0

FIGURA 5.24 – Solução numérica da relação de dispersão em função de $k_T \lambda_D$ e k_0 , com os valores de k_0 englobando os dois limites $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$, $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$ e $r = 0, 5$.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

Observações através de satélites evidenciam a ocorrência de interações não lineares entre ondas de Langmuir, eletromagnéticas e íon-acústicas em associação a explosões de rádio solares do tipo III. Atualmente, acredita-se que tais emissões podem ser explicadas através da geração de ondas de Langmuir por instabilidade feixe-plasma, num primeiro passo, e que posteriormente esta onda de Langmuir interaja de maneira não linear com outras ondas de plasma dando origem às emissões eletromagnéticas. Vários são os mecanismos propostos para explicar o segundo passo no processo (Ginzburg e Zheleznyakov (1959); Lashmore-Davies (1981); Akimoto (1988); Chian e Alves (1988); Abalde et al. (1998); Rizzato e Chian (1992); Glanz et al. (1993); Bárta e Karlický (2000); Alves et al. (2002), dentre outros).

Nesta dissertação deu-se continuidade ao trabalho desenvolvido por Alves et al. (2002). Naquele trabalho, a partir das equações de Zakharov, os autores obtiveram uma relação de dispersão, considerando duas indutoras de Langmuir contrapropagantes, de amplitudes diferentes mas números de onda iguais e a geração de ondas filhas de Langmuir, eletromagnética. Considerou-se ainda a presença de duas ondas íon-acústicas (gratings). Os autores mostraram que a relação de dispersão por eles obtida continha os modelos previamente encontrados na literatura: os modelos que consideram apenas uma única indutora e a excitação de ondas filha de Langmuir e eletromagnética (Akimoto (1988) e Abalde et al. (1998)); o modelo que considera duas ondas de Langmuir contrapropagantes, de amplitudes diferentes, duas gratings, mas apenas a geração de ondas eletromagnéticas (Glanz et al., 1993) e o modelo que considera duas ondas de Langmuir contrapropagantes, de amplitudes iguais, duas gratings e a excitação de ondas filha de Langmuir e eletromagnética (Rizzato e Chian, 1992). A relação de dispersão foi resolvida numericamente, tendo como parâmetros dados observacionais de vento solar (Thejappa e MacDowall, 1998).

Os modelos que consideram apenas uma indutora e a excitação de ondas de Langmuir e eletromagnética prevêm que uma instabilidade de três ondas, ressonante ($\omega_r = \omega_s$), ocorre quando $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$ e quando $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$ ocorre um processo de quatro ondas, instabilidade não ressonante ($\omega_r \neq \omega_s$). Nesta dissertação investigamos se para o caso de duas indutoras estes limites também são válidos, resolvendo a relação de dispersão para valores de k_0 e W_0 satisfazendo estes limites. Investigou-se ainda a influência da razão entre as amplitudes das indutoras (r) no tipo de instabilidade gerada.

Como a introdução de uma segunda indutora permite a excitação dos modos anti-Stokes e Stokes eletromagnéticos simultaneamente (Alves et al., 2002), obteve-se uma expressão para a razão entre as energias dos modos anti-Stokes e Stokes. Esta razão foi obtida numericamente para as regiões em que a instabilidade era convectiva, ou seja, $\omega_r \neq 0$, já que para as regiões de instabilidade puramente crescente, $\omega_r = 0$, não há como distinguir entre os modos anti-Stokes e Stokes.

Os resultados obtidos mostram que, no limite em que r tende a zero ($r = 10^{-3}$), ou seja, uma única indutora, para $k_0 > (2/3)(\mu\tau)^{1/2}$, um processo de três ondas ressonante ocorre e que neste caso a máxima taxa de crescimento é obtida para um k_T que está linearmente relacionado com k_0 (veja Figura 5.20).

No caso em que $k_0 < (1/3)W_0^{1/2}$ (regime modulacional), para $r \neq 0$ e $r \neq 1$, a excitação de instabilidade convectiva ou puramente crescente depende dos valores de k_0 e de W_0 . Neste limite, nas regiões onde a instabilidade é puramente crescente, a taxa de crescimento da instabilidade decresce com o aumento de k_0 e aumenta em função de r uma vez que ao aumentarmos o valor de r estamos aumentando a energia total do sistema.

Em todas as regiões em que os modos anti-Stokes e Stokes são excitados simultaneamente, a amplitude da energia do modo Stokes é sempre maior.

Nesta dissertação não se considerou o amortecimento das ondas, o que pode ser incluído num trabalho futuro. A inclusão deste parâmetro dependerá também dos parâmetros de plasma, que foram mantidos os mesmos para todos os resultados numéricos obtidos.

Resultados anteriores mostram que a razão entre as temperaturas de elétron e de íons pode influir na quantidade de energia eletrostática convertida em energia eletromagnética (Bárta e Karlický, 2000). Com a inclusão do fator de amortecimento podemos também verificar a eficiência do processo de excitação dos modos eletrostáticos e eletromagnéticos estudando a razão entre a taxa de amortecimento e a taxa de crescimento das instabilidades.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Abalde, J. R.; Alves, M. V.; Chian, A. C. L. Nonlinear generation of type III solar radio bursts by the hybrid modulational instability. **Astronomy and Astrophysics**, v. 331, n. 2, p. L21–L24, Mar. 1998. 16, 23, 24, 55, 57, 58, 66, 70, 87, 92, 99
- Akimoto, K. Electromagnetic effects on parametric instabilities of Langmuir waves. **Physics of Fluids**, v. 31, n. 3, p. 538–546, Mar. 1988. 16, 23, 24, 57, 58, 66, 70, 87, 92, 99
- Alves, M. V.; Chian, A. C. L.; de Moraes, M. A. E.; Abalde, J. R.; Rizzato, F. B. A theory of the fundamental plasma emission of type-III solar radio bursts. **Astronomy and Astrophysics**, v. 390, n. 1, p. 351–357, July 2002. 9, 11, 24, 27, 49, 50, 52, 53, 55, 57, 65, 87, 99, 100
- Bittencourt, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. 2. ed. FAPESP, 1995. 676 p. 44
- Bárta, M.; Karlický, M. Energy mode distribution at the very beginning of parametric instabilities of monochromatic Langmuir waves. **Astronomy and Astrophysics**, v. 353, n. 2, p. 757–770, Jan. 2000. 58, 99, 100
- Chian, A. C. L.; Abalde, J. R. Nonlinear coupling of Langmuir waves with whistler waves in the solar wind. **Solar Physics**, v. 184, n. 2, p. 403–419, Feb. 1999. 27
- Chian, A. C. L.; Alves, M. V. Nonlinear generation of the fundamental radiation of interplanetary type III radio bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 330, n. 1, p. L77–L80, July 1988. 22, 23, 24, 27, 55, 87, 99
- Dulk, G. A.; Steinberg, J. L.; Hoang, S. Type III bursts in interplanetary space. Fundamental or harmonic? **Astronomy and Astrophysics**, v. 141, n. 1, p. 30–38, 1984. 23, 27
- Elgaroy, O.; Lyngstad, E. High-resolution observation of type III solar radio bursts. **Astronomy and Astrophysics**, v. 16, n. 1, p. 1–12, 1972. 31
- Endo, K. Artist Rendition of Solar wind. Disponível em:
<http://www.ngdc.noaa.gov>. Acesso em: 04 Jan. 2004. 21
- Ginzburg, V. L.; Zheleznyakov, V. V. On the possible mechanism of sporadic solar radio emission (radiation in an isotropic plasma). **Soviet Astronomy AJ USSR**, v. 2, p. 653–668, 1958. 22, 23, 27

—. On the propagation of electromagnetic waves in the solar corona, taking into account the influence of the magnetic field. **Soviet Astronomy AJ USSR**, v. 3, p. 235–246, 1959. 23, 99

Glanz, J.; Goldman, M. V.; Newman, D. L. Electromagnetic instability and emission from counterpropagating Langmuir waves. **Physics of Fluids B-Plasma Physics**, v. 5, n. 4, p. 1101–1114, Apr. 1993. 24, 51, 55, 58, 65, 87, 99

Goldman, M. V. Strong turbulence of plasma waves. **Reviews of Modern Physics**, v. 56, n. 4, p. 709–735, Oct. 1984. 27, 28, 30

Goldman, M. V.; Reiter, G. F.; Nicholson, D. R. Radiation from a strongly turbulent plasma: Application to electron beam-excited solar emissions. **Physics of Fluids**, v. 23, n. 2, p. 388–401, Feb. 1980. 22, 23, 30

Goldman, M. V.; Weatherall, J. C.; Nicholson, D. R. Langmuir collapse in a weak magnetic - field. **Physics of Fluids**, v. 24, n. 4, p. 668–672, Apr. 1981. 27

Guede, J. R. A. **Dinâmica não Linear de Ondas de Langmuir e eletromagnéticas em Plasma Espaciais**. 1995. 106p. (INPE-5982-TDI/577). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. São José dos Campos, 1995. 47, 66

Gurnett, D. Artist Rendition of Solar wind. Disponível em: <http://www-pw.physics.uiowa.edu/space-audio/t2003_301_11.html#spectrogram>. Acesso em: 15 Mar. 2004. 29, 37

Gurnett, D. A.; Hospodarsky, G. B.; Kurth, W. S.; Williams, D. J.; Bolton, S. J. Fine structure of Langmuir waves produced by a solar electron event. **Journal od Geophysical Research-Space Physics**, v. 98, n. A 4, p. 5631–5637, Apr. 1993. 51

Hafizi, B.; Weatherall, J. C.; Goldman, M. V.; Nicholson, D. R. Scattering and collapse of Langmuir waves driven by a weak electron beam. **Physics of Fluids**, v. 25, n. 2, p. 392–401, Feb. 1982. 27

Hasegawa, A. **Plasma instabilities and nonlinear effects**. New York: Springer-Verlag, 1975. 217 p. 39, 40, 41

Kaplan, S. A.; Tsytovich, V. N. An interpretation of dip in spectrum of millimeter solar radio emission. **Soviet Astronomy AJ USSR**, v. 11, n. 5, p. 834, 1968. 23

Kellogg, P. J. Fundamental emission in three type III solar bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 236, n. 2, p. 696–700, Mar. 1980. 23, 27

Kruchina, E. N.; Sagdeev, R. Z.; Shapiro, V. D. Strong Langmuir turbulence as a source of radio emission. **JETT Lett.**, v. 32, n. 6, p. 419–423, Sept. 1980. 23

Lashmore-Davies, C. N. Parametric up-conversion of Langmuir into transverse electromagnetic waves. **Physical Review Letters**, v. 32, n. 6, p. 289–291, Feb. 1974. 23, 55

—. Nonlinear laser plasma interaction theory. In: Gill, R. D. (ed.) **Plasma physics and nuclear fusion research**. London: Academic Press, 1981. Cap. 14, p. 319-354. 55, 99

Li, B.; Willes, A. J.; Robinson, P. A.; Cairns, I. H. Dynamics of beam-drives Langmuir and ion-acoustic waves including electrostatic decay. **Physics of Plasmas**, v. 10, n. 7, p. 2748–2762, July 2003. 27

Li, L. H. Langmuir turbulence equation with the self-generated magnetic field. **Physics of Fluids B**, v. 5, n. 2, p. 350–356, Feb. 1993a. 27

—. Modified Langmuir turbulence equation with the self-generated magnetic field. **Physics of Fluids B**, v. 5, n. 6, p. 1760–1765, June 1993b. 27

Lin, R. P.; Levedahl, W. K.; Lotko, W.; Gurnett, D. A.; Scarf, F. L. Evidence for nonlinear wave-wave interactions in solar type III radio bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 308, n. 2, p. 954–965, Sept. 1986. 33, 34

Luther, G. G.; Mckinstrie, C. J. Transverse modulational instability of collinear waves. **Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics**, v. 7, n. 6, p. 1125–1141, June 1990. 27

McKinstry, C. J.; Bingham, R. The modulational instability of coupled waves. **Physics of Fluids B**, v. 1, n. 1, p. 230–237, Jan. 1989. 27

Mckinstrie, C. J.; Goldman, M. V. Tree-dimensional instabilities of counterpropagating light waves in homogeneous plasma. **Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics**, v. 9, n. 10, p. 1778–1793, Oct. 1992. 27

McLean, D. J.; Labrum, N. R. **Solar radiophysics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1985. 516 p. 28

Mima, K. Parametric instabilities and waves dissipation in plasma. In: A. A.Galeev and R. N. Sudan. (ed.) **Handbook of plasma physics**. Amsterdam: Noth-Holland, 1984. Cap. 6.5, p. 451-517. 44

Rizzato, F. B.; Chian, A. C. L. Nonlinear generation of the fundamental radiation in plasmas: the influence of induced ion-acoustic and Langmuir waves. **Journal of Plasma Physics**, v. 48, n. 1, p. 71–84, Aug. 1992. 24, 55, 56, 84, 87, 99

Robinson, P. A. Nonlinear wave collapse and strong turbulence. **Reviews of Modern Physics**, v. 69, n. 2, p. 507–573, Apr. 1997. 22, 49

Sedlacko, D. California Institute of Technology. Jet Propulsion Laboratory. Disponível em: <<http://ulysses.jpl.nasa.gov/mission/trajectory.html>>. Acesso em: 8 Jan. 2003. 22

Simnett, G. M.; Benz, A. O. The role of metric and decimetric radio emission in the understanding of solar flares. **Astronomy and Astrophysics**, v. 165, n. 1/2, p. 227–234, Sept. 1986. 31

Stone, R. G.; Bougeret, J. L.; Caldwell, J.; Canu, P.; de Conchy, Y.; Cornilleau-Wehrlin, N.; Desch, M. D.; and K. Goetz, J. F.; Goldstein, M. L.; Harvey, C. C.; Hoang, S.; Howard, R.; Kaiser, M. L.; Kellogg, P. J.; Klein, B.; Knoll, R.; Lecacheux, A.; Lengyel-Frey, D.; Manning, R. J. M. R.; Meetre, C. A.; Meyer, A.; Monge, N.; Monson, S.; Nicol, G.; Reiner, M. J.; and E. Torres, J. L. S.; de Villedary, C.; Wouters, F.; Zarka, P. The unified radio and plasma wave investigation. **Astronomy and Astrophysics supplement series**, v. 92, n. 2, p. 291–316, jan. 1992. 34

Thejappa, G.; Lengyelfred, D.; Stone, R. G.; Goldstein, M. L. Evaluation of emission mechanisms at OMEGA – PE using ulysses observations of type III bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 416, n. 2, p. 831–844, Oct 1993. 29

Thejappa, G.; MacDowall, R. J. Evidence for strong and weak turbulence processes in the region of a local type III radio burst. **The Astrophysical Journal**, v. 498, n. 1, p. 465–478, May 1998. 9, 11, 24, 31, 34, 35, 53, 66, 99

URAP, U. Ulysses URAP data. Disponível em: <http://urap7.gsfc.nasa.gov/cgi/giffer?date=19950314&PLOT_TYPE=DYNNSPEC&newplot>New+Plot>. Acesso em: 27 Feb. 2004. 36

Vlahos, L.; Raoult, A. Beam fragmentation and type III bursts. **Astronomy and Astrophysics**, v. 296, n. 3, p. 844–849, Apr. 1995. 31

Wiehl, H. J.; benz, A. O.; Aschwanden, M. Different time constants of solar decimetric bursts in the range 100-1000 mhz. **Solar Physics**, v. 95, n. 1, p. 167–179, Jan 1985. 31

Wild, J. P.; Mcready, L. L. Observations of the spectrum of high-intensity solar radiation at meter wavelengths. 1. The apparatus and spectral types of solar burst observed. **Australian Journal of Scientific research series A-physical sciences**, v. 3, n. 3, p. 387–398, 1950. 27

Zakharov, V. E. Collapse and self-focusing of Langmuir waves. In: Galeev, A. A.; Sudan, R. N. (ed.) **Handbook of plasma physics**. Amsterdam: Noth-Holland, 1984. Cap. 5.3, p. 81-121. 46, 49