



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**INPE-5982-TDI/577**

**DINÂMICA NÃO LINEAR DE ONDAS DE LANGMUIR E  
ELETROMAGNÉTICAS EM PLASMAS ESPACIAIS**

**José Ricardo Abalde Guede**

**Tese de Doutorado em Ciência Espacial/Geofísica Espacial, orientada pelos Drs.  
Abraham Chian Long-Chian e Maria Virgínia Alves, aprovada em 07 de  
novembro de 1995.**

**INPE  
São José dos Campos  
Novembro de 1995**

**MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**INPE-5982-TDI/577**

**DINÂMICA NÃO LINEAR DE ONDAS DE LANGMUIR E  
ELETROMAGNÉTICAS EM PLASMAS ESPACIAIS**

**José Ricardo Abalde Guede**

**Tese de Doutorado em Ciência Espacial/Geofísica Espacial, orientada pelos Drs.  
Abraham Chian Long-Chian e Maria Virginia Alves, aprovada em 07 de  
novembro de 1995.**

**INPE  
São José dos Campos  
Novembro de 1995**

**MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**INPE-5982-TDI/577**

**DINÂMICA NÃO LINEAR DE ONDAS DE LANGMUIR E  
ELETROMAGNÉTICAS EM PLASMAS ESPACIAIS**

**José Ricardo Abalde Guede**

**Tese de Doutorado em Ciência Espacial/Geofísica Espacial, orientada pelos Drs.  
Abraham Chian Long-Chian e Maria Virgínia Alves, aprovada em 07 de  
novembro de 1995.**

**INPE  
São José dos Campos  
Novembro de 1995**

533.951

ABALDE GUEDE, J. R.

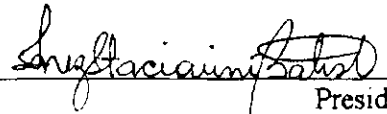
Dinâmica não linear de ondas de Langmuir e eletromagnéticas em plasmas espaciais / J. R. Abalde Guede. - São José dos Campos: INPE, 1995.

121 p. - (INPE-5982-TDI/577).

1. Ondas de Langmuir. 2. Plasma espacial. 3. Radiação eletromagnética. 4. Ondas iônicas. I. Título.

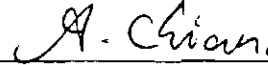
Aprovada pela Banca Examinadora em  
cumprimento a requisito exigido para a  
obtenção do Título de Doutor em Ciência  
Espacial

Dra. Inez Staciarini Batista



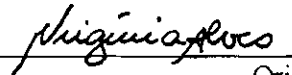
Presidente

Dr. Abraham Chian Long-Chian



Orientador

Dra. Maria Virginia Alves



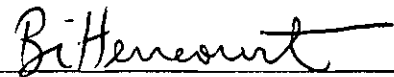
Orientadora

Dr. Ivan Jelinek Kantor



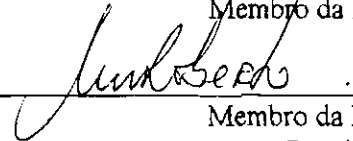
Membro da Banca

Dr. José Augusto Bittencourt



Membro da Banca

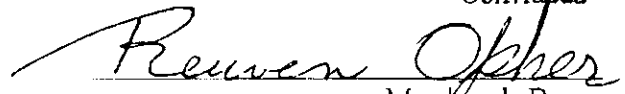
Dra. Marisa Roberto



Membro da Banca

- Convidada -

Dr. Reuven Opher



Membro da Banca

- Convidado -

Candidato: José Ricardo Abalde Guede

São José dos Campos, 07 de novembro de 1995

*O temor do Senhor é o principio da sabedoria.  
Provérbios 9.10a*

*À meus pais Ricardo e Mercedes,  
à minha esposa Norma Jean e  
à minha filha Elisa Andrea*

## AGRADECIMENTOS

Expresso minha gratidão à todas as pessoas que estiveram a meu lado, incentivando e apoiando a realização deste trabalho.

A meus orientadores Abraham Chian Long-Chian e Maria Virgínia Alves pelo inestimável apoio, estímulo e orientação.

A meus colegas Sergio Roberto Lopes e Luiz Paulo Luna de Oliveira pela paciência e proveitosas discussões.

Aos membros da Banca Examinadora pelos valiosos comentários e sugestões apresentadas.

A toda a equipe da Divisão de Geofísica Espacial e Aeronomia que me auxiliaram em todos os momentos desta longa convivência.

A todos meus amigos, citados e não citados, minha profunda gratidão pelas palavras de incentivo, seu carinho e sua compreensão.

E com um carinho todo especial a minha esposa Norma Jean e minha filha Elisa Andrea pelo apoio e compreensão conciente e inconciente durante o desenvolvimento deste trabalho.



## RESUMO

Este trabalho tem por objetivo estudar a dinâmica não linear de ondas de Langmuir e eletromagnéticas em plasmas espaciais. Inicialmente deriva-se as equações generalizadas de Zakharov e baseando-se nelas estuda-se os processos de instabilidade paramétrica híbrida envolvendo a geração de ondas de Langmuir, ondas eletromagnéticas e ondas íon acústicas por duas ondas indutoras de Langmuir contra-propagantes com amplitudes diferentes através de uma relação de dispersão acoplada. A seguir, partindo das equações generalizadas de Zakharov desenvolve-se, teorias lineares e não lineares de modos acoplados de três e quatro ondas, respectivamente. Nos processos de três ondas, uma onda de Langmuir decaem em outra onda de Langmuir e uma onda íon acústica (decaimento paramétrico eletrostático) ou em uma onda eletromagnética e uma onda íon acústica (decaimento paramétrico eletromagnético). Nos processos de quatro ondas, ou modulacionais, a interação envolve dois tripletos de ondas: no tripeto de decaimento a onda indutora interage com uma onda de baixa frequência gerando uma onda Stokes, e no tripeto de fusão a interação da onda indutora com uma onda de baixa frequência gera uma onda anti-Stokes. Estes processos modulacionais são processos convectivos e ressonantes cujos modos de baixa frequência são automodos do plasma e são conhecidos como processos modulacionais estimulados. Quatro processos modulacionais estimulados são investigados nesta tese: dois com ondas indutoras de Langmuir (processos modulacionais estimulados eletrostático e híbrido) e os outros dois com ondas indutoras eletromagnéticas (espalhamento Brillouin estimulado modulacional e processo modulacional estimulado eletromagnético). Discute-se aplicações dos resultados teóricos em plasmas espaciais. Em particular, demonstra-se que os processos de decaimentos paramétricos eletrostático e eletromagnético de ondas Langmuir podem modelar a geração e a modulação de emissões de rádio e de ondas de Langmuir no vento solar, tanto no espaço interplanetário como na frente de choque de alguns planetas, e podem explicar algumas características observacionais.



# NONLINEAR DYNAMICS OF LANGMUIR AND ELECTROMAGNETIC WAVES IN SPACE PLASMAS

## ABSTRACT

The aim of this work is to study the nonlinear dynamics of Langmuir and electromagnetic waves in space plasmas. Firstly, the generalized Zakharov equations are derived which are used to study the hybrid parametric instability involving the generation of daughter Langmuir, electromagnetic and ion-acoustic waves induced by two counter-propagating Langmuir pump waves with different amplitudes based on a coupled dispersion relation. Secondly, starting from the generalized Zakharov equations the linear and nonlinear coupled mode theories of three-wave and four-wave parametric interactions are developed, respectively. In three-wave processes, a Langmuir wave decays into another Langmuir wave and an ion-acoustic wave (electrostatic parametric decay) or into an electromagnetic wave and an ion-acoustic wave (electromagnetic parametric decay). In four-wave (modulational) processes, the interaction involves two wave triplets: in the decay triplet a pump wave couples with a low-frequency wave to generate a Stokes wave, and in the fusion triplet the coupling of a pump wave with a low-frequency wave generate an anti-Stokes wave. These modulational processes are convective and resonant processes wherein the low-frequency modes are eigenmodes of plasma and are known as the stimulated modulational processes. Four such processes are investigated in this thesis: two with Langmuir pump waves (electrostatic and hybrid stimulated modulational processes) and the other two with electromagnetic pump waves (stimulated modulational Brillouin scattering and electromagnetic stimulated modulational process). Applications of the theoretical results in space plasmas are discussed. In particular, it is shown that the electrostatic and electromagnetic parametric decay processes of Langmuir waves can model the generation and modulation of radio emissions and Langmuir waves in the solar wind, both in the interplanetary space as well as in the upstream regions of some planets, and can explain some observational characteristics.

## SUMÁRIO

	<b>Pág.</b>
<b>LISTA DE FIGURAS</b> .....	xvii
<b>LISTA DE TABELAS</b> .....	xxv
<b>LISTA DE SÍMBOLOS</b> .....	xxvii
<b>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</b> .....	<b>1</b>
<b>CAPÍTULO 2 - OBSERVAÇÃO DE ONDAS DE LANGMUIR E ELE- TROMGNETICAS NO VENTO SOLAR</b> .....	<b>5</b>
2.1 - Introdução .....	5
2.2 - Histórico .....	5
2.3 - Observações .....	9
<b>CAPÍTULO 3 - EQUAÇÕES DE ZAKHAROV E INSTABILIDADES PARAMÉTRICAS GERADAS POR ONDAS DE LANGMUIR E ELETROMAGNÉTICAS</b> .....	<b>21</b>
3.1 - Introdução .....	21
3.2 - Equações generalizadas de Zakharov .....	26
3.3 - Relação de dispersão generalizada .....	29

<b>CAPÍTULO 4 - TEORIA NÃO LINEAR DE INSTABILIDADES MODULACIONAIS ESTIMULADAS INDUZIDAS POR UMA ONDA DE LANGMUIR .....</b>	<b>43</b>
4.1 - Introdução .....	43
4.2 - Dinâmica não linear da instabilidade paramétrica de decaimento .....	44
4.3 - Dinâmica não linear da instabilidade modulacional estimulada eletrostática	50
4.4 - Dinâmica não linear da instabilidade modulacional estimulada híbrida ...	56
 <b>CAPÍTULO 5 - TEORIA NÃO LINEAR DE INSTABILIDADES MODULACIONAIS ESTIMULADAS INDUZIDAS POR UMA ONDA ELETROMAGNÉTICA .....</b>	 <b>65</b>
5.1 - Introdução .....	65
5.2 - Dinâmica não linear do espalhamento estimulado Brillouin modulacional ..	66
5.3 - Dinâmica não linear da instabilidade modulacional estimulada eletromagnética .....	71
 <b>CAPÍTULO 6 - DISCUSSÕES E CONCLUSÕES .....</b>	 <b>77</b>
 <b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	 <b>85</b>

## LISTA DE FIGURAS

		Pág.
1.1	Desenho do acoplamento Sol-Terra através do vento solar. FONTE: Reasoner (1990), p.4. . . . .	3
1.2	Desenho da trajetória do satélite Ulysses em relação ao Sol, à Terra e a Júpiter onde o satélite fez um voo de assistência gravitacional que permitiu a sua colocação numa órbita polar solar. FONTE: Smith et al. (1991), p.241. . . . .	3
2.1	Representação esquemática das diferentes fases de uma erupção solar observada em várias faixas de ondas e fluxo de partículas. FONTE: Dulk et al. (1985), p.55. . . . .	8
2.2	Representação esquemática da geração de ondas de Langmuir e emissão de rádio tipo III no meio interplanetário a partir de um feixe de elétrons energéticos de origem solar. FONTE: Goldman (1984), p.724. . . . .	9
2.3	Esquema da geometria na frente de choque planetário, do feixe de elétrons, campo magnético solar e ondas de Langmuir excitadas. FONTE: Gurnett et al.(1981), p.8834. . . . .	10
2.4	Dados observacionais associados com um estouro ( <i>bursts</i> ) de emissão solar tipo III onde se observa no topo o fluxo de elétrons com energias entre 2 e 62 keV, e na parte inferior as amplitudes dos campos elétricos entre 17,8 Hz e 100 kHz associados a ondas eletromagnéticas, de Langmuir e íon-acústicas. A barra horizontal entre as 11:15 e 11:45 horas indica o período onde se tem inclinação positiva da função distribuição de velocidade dos elétrons e uma amplificação das ondas de Langmuir (17,8 e 10 kHz) e íon-acústica (178 a 100 Hz). FONTE: Lin et al. (1986), p.956. . . . .	12
2.5	Dados observacionais com alta resolução temporal (micro estruturas) para o mesmo evento da Figura 2.4 onde se observa uma melhor correlação entre as ondas de Langmuir (17,8 kHz) e ondas íon-acústicas de grande comprimento de onda (100 Hz). FONTE: Lin et al. (1986), p.958. . . . .	13

2.6	<p>Dados observacionais associados com emissão de rádio solar tipo III similar aos apresentados na Figura 2.4. As amplitudes das ondas de Langmuir neste caso são até 10 vezes mais fracas que no evento de 11 de março de 1979.</p> <p>FONTE: Lin et al. (1986), p.960. . . . .</p>	14
2.7	<p>Dados observacionais com alta resolução temporal para o evento da Figura 2.6 onde se observa a relação entre as ondas de Langmuir (31,6 kHz) e ondas íon-acústicas de grande comprimento de onda (178 Hz), embora as amplitudes máximas das ondas de Langmuir sejam menores que no caso do evento da Figura 2.4.</p> <p>FONTE: Lin et al. (1986), p.961. . . . .</p>	15
2.8	<p>Representação da forma de onda de algumas emissões de Langmuir no meio interplanetário, obtidas a partir de observações do satélite Galileo, a 0,98 UA do Sol. Observa-se modulação na escala dos milisegundos.</p> <p>FONTES: Gurnett et al. (1993), p.5634; Hospodarsky e Gurnett (1995), p.1162. . . . .</p>	15
2.9	<p>Espectrograma frequência-tempo mostrando uma série de explosões de rádio tipo III. O evento de maior interesse se inicia às 7:45 horas e a emissão em banda estreita em 23 kHz são ondas de Langmuir responsáveis pela emissão de rádio.</p> <p>FONTE: Gurnett et al. (1993), p.5632. . . . .</p>	16
2.10	<p>Espectro da forma de onda da Figura 2.8(c). Os dois picos mostram que a modulação é causada pelo batimento entre duas ondas de frequências próximas e amplitudes semelhantes.</p> <p>FONTE: Gurnett et al. (1993), p.5634. . . . .</p>	16
2.11	<p>Forma de onda do campo elétrico das ondas de Langmuir na frente de choque do planeta Vênus (Figura 2.12) observadas pelo satélite Galileo em fevereiro de 1990. Note-se as estruturas temporais na ordem dos 0,15 milisegundos.</p> <p>FONTE: Hospodarsky et al. (1994), p.13368. . . . .</p>	17
2.12	<p>Espectrograma frequência-tempo das ondas de Langmuir na frente de choque do planeta Venus. Observa-se uma faixa em frequência com centro na frequência eletrônica de plasma local (<math>\approx 43kHz</math>).</p> <p>FONTE: Hospodarsky et al. (1994), p.13366. . . . .</p>	17

2.13	Espectro da forma de onda da Figura 2.11(d). Os dois picos em 45,5 e 48,3 <i>kHz</i> mostram que as formas de onda do tipo batimento são causadas por duas ondas de amplitudes semelhantes e frequências próximas. FONTE: Hospodarsky et al. (1994), p.13368. . . . .	18
2.14	Espectro da forma de onda da Figura 2.11(b). Observa-se um fraco sinal de baixa frequência na faixa de centenas de Hertz a 9 <i>kHz</i> que coincide com os valores da onda de baixa frequência prevista pelas teorias dos processos de decaimento paramétrico e modulação estimulada apresentadas nos Capítulos 4 e 5. FONTE: Hospodarsky et al. (1994), p.13370. . . . .	18
2.15	Formas de onda do campo elétrico de três pacotes de ondas de Langmuir, observadas pela Voyager I na frente de choque do planeta Júpiter, com escala temporal de poucos milisegundos e colapsando em escala espacial de poucos comprimentos de Debye ( $\lambda_{De}$ ). FONTE: Gurnett et al. (1981), p.8839. . . . .	19
3.1	Esquema do experimento utilizado por Lord Rayleigh para investigação de instabilidade paramétrica. . . . .	22
3.2	Diagramas de casamento de fase que mostram as condições de ressonância 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. . . . .	25
3.3	Diagrama esquemático dos processos de três e quatro ondas, onde $(\omega_1, \mathbf{k}_1)$ representa a onda indutora, $(\omega_2, \mathbf{k}_2)$ a onda induzida de baixa frequência, $(\omega_1 - \omega_2, \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$ a onda induzida de alta frequência Stokes $(\omega_3, \mathbf{k}_3)$ , e $(\omega_1 + \omega_2, \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)$ a onda induzida de alta frequência anti-Stokes $(\omega_4, \mathbf{k}_4)$ . . . . .	26
3.4	Cinemática dos modos induzidos eletromagnéticos onde tem-se as ondas indutoras de Langmuir $\pm \mathbf{k}_1$ , as ondas induzidas íon acústicas $-\mathbf{k}_S$ e $-\hat{\mathbf{k}}_S$ e as ondas induzidas eletromagnéticas $\mathbf{k}_T$ , parte (a), e $-\mathbf{k}_T$ , parte (b). . . . .	31
3.5	Cinemática dos modos induzidos eletrostáticos onde se observam as ondas indutoras de Langmuir $\pm \mathbf{k}_1$ , as ondas induzidas íon acústicas $\pm \mathbf{k}_S$ e $\pm \hat{\mathbf{k}}_S$ e as ondas induzidas eletrostáticas $\pm \mathbf{k}_L$ e $\pm \hat{\mathbf{k}}_L$ . . . . .	31



3.6	Curvas de dispersão para o caso em que não existe acoplamento ( $W = 0, 0$ ), para $d_{SN}$ , $1/d_{TN}$ e $1/d_{LN}$ . . . . .	34
3.7	Taxa de crescimento ( $\Gamma$ ) em função de $\delta_T$ para diferentes valores de amplitude, $W\omega_{pN} = 0, 1$ (+++), $W\omega_{pN} = 0, 2$ (***) e $W\omega_{pN} = 0, 4$ (ooo), com $p = 1, 0$ e $\delta_{LN} = 0, 5$ . . . . .	35
3.8	Solução numérica da relação de dispersão geral para os regimes convectivo (***) e absoluto (ooo) com $W\omega_{pN} = 0, 1$ , $p = 0$ e $\delta_{LN} = 0$ . . .	36
3.9	Solução numérica da relação de dispersão geral para para $W\omega_{pN} = 0, 1$ , $p = 1, 0$ e $\delta_{LN} = 0$ ou $\delta_{TN} = 0$ com notação igual à Figura 3.8. . . . .	37
3.10	Solução numérica da relação de dispersão geral para $W\omega_{pN} = 1, 0$ , $p = 0, 6$ e $\delta_{LN} = 0$ ; a notação é a mesma que na Figura 3.8. . . . .	38
3.11	Solução numérica da relação de dispersão geral para $\delta_{LN} > W$ para os regimes convectivo (***) e absoluto (ooo) com $W\omega_{pN} = 0, 1$ , $p = 1, 0$ e $\delta_{LN} = 0, 704$ . . . . .	39
3.12	Solução numérica da relação de dispersão geral para $\delta_{LN} < W$ para os regimes convectivo (***) e puramente crescente (ooo) com $W\omega_{pN} = 0, 1$ , $p = 1, 0$ e $\delta_{LN} = 0, 075$ . . . . .	40
3.13	Gráfico de $\Gamma$ em função de $\delta_{TN}$ , no caso de $\delta_{LN} > W$ com $\delta_{LN} = 0, 5$ e $W\omega_{pN} = 0, 1$ e mantendo $\mathcal{E}^+ = \text{constante}$ para $p = 1, 0$ (***) regime convectivo, ooo regime absoluto) e $p = 0, 3$ (+++ regime convectivo, xxx regime absoluto). . . . .	41
3.14	Gráfico de $\Gamma$ em função de $\delta_{TN}$ para o caso de $\delta_{LN} > W$ com $\delta_{LN} = 0, 5$ e $W\omega_{pN} = 0, 1$ e mantendo $W_{total} = \text{constante}$ , para $p = 1, 0$ e $p = 0, 3$ . A notação é a usada Figura 3.13. . . . .	41
3.15	Gráfico de $\Gamma$ em função de $\delta_{TN}$ , no caso de $\delta_{LN} < W$ com $\delta_{LN} = 0, 075$ e $W\omega_p = 0, 1$ e mantendo $\mathcal{E}^+ = \text{constante}$ para $p = 1, 0$ e $p = 0, 5$ com notação igual à Figura 3.13. . . . .	42
3.16	Gráfico de $\Gamma$ em função de $\delta_{TN}$ , no caso de $\delta_{LN} < W$ com $\delta_{LN} = 0, 075$ e $W\omega_p = 0, 1$ e mantendo $W = \text{constante}$ para $p = 1, 0$ e $p = 0, 5$ com notação igual à Figura 3.13. . . . .	42

4.1	Diagrama de casamento de fase para o processo $L_1 \rightleftharpoons L_3 + S$ onde o vetor $(\omega_1, k_1)$ representa a onda indutora de Langmuir, o vetor $(\omega_S, k_S)$ a onda íon-acústica e o vetor $(\omega_3, k_3)$ a onda induzida de Langmuir. .	44
4.2	Diagrama de casamento de fase (a) e cinemática de vetor de onda (b) do processo $L_1 \rightleftharpoons T_3 + S$ onde o vetor $(\omega_1, k_1)$ representa a onda indutora de Langmuir, o vetor $(\omega_S, k_S)$ a onda íon-acústica e o vetor $(\omega_3, k_3)$ a onda induzida eletromagnética. . . . .	46
4.3	Variação temporal da modulação nos processos de decaimento de três ondas $L_1 \rightleftharpoons L_3 + S$ ou $L_1 \rightleftharpoons T_3 + S$ com as seguintes condições iniciais: $F_1 = 100, 01$ ; $F_2 = 10$ ; $F_3 = 0$ e $\delta = 1$ . . . . .	49
4.4	Diagrama de casamento de fase da instabilidade modulacional estimulada eletrostática onde temos o tripleto $L_1 \rightleftharpoons L_3 + S$ na parte (a) e o tripleto $L_4 \rightleftharpoons L_1 + S$ na parte (b) onde o vetor $(\omega_1, k_1)$ representa a onda indutora de Langmuir, o vetor $(\omega_S, k_S)$ a onda íon-acústica e o vetor $(\omega_3, k_3)$ a onda induzida de Langmuir Stokes e $(\omega_4, k_4)$ a onda induzida de Langmuir anti-Stokes. . . . .	51
4.5	Evolução não linear da instabilidade modulacional estimulada eletrostática onde as ondas indutora, Stokes e anti-Stokes são ondas de Langmuir e a onda de baixa frequência é uma onda íon-acústica. No casos (a) e (b) temos descasamento em frequência nulo $\delta_3 = \delta_4 = 0$ e $r$ igual a 0,9 e 1,0 respectivamente; o caso (c) é para $\delta_3 = \delta_4 = 3$ e $r = 1$ . . . . .	55
4.6	Diagrama de casamento de fase da instabilidade modulacional estimulada híbrida para o caso eletromagnético anti-Stokes, onde temos o tripleto $L_1 \rightleftharpoons L_3 + S$ na parte (a) e o tripleto $T_4 \rightleftharpoons L_1 + S$ na parte (b). O vetor $(\omega_1, k_1)$ representa a onda indutora de Langmuir, o vetor $(\omega_S, k_S)$ a onda íon-acústica, o vetor $(\omega_3, k_3)$ a onda induzida de Langmuir Stokes e o vetor $(\omega_4, k_4)$ a onda induzida eletromagnética anti-Stokes. . . . .	58
4.7	Cinemática de vetor de onda da instabilidade modulacional estimulada híbrida para o caso eletromagnético anti-Stokes $L_1 \rightleftharpoons T_4 + L_3 + S$ . O vetor $\mathbf{k}_1$ representa a onda indutora de Langmuir, o vetor $\mathbf{k}_S$ a onda íon-acústica, o vetor $\mathbf{k}_L^3$ a onda induzida de Langmuir Stokes e o vetor $\mathbf{k}_T^4$ a onda induzida eletromagnética anti-Stokes. . . . .	59

4.8	Diagrama de casamento de fase da instabilidade modulacional estimulada híbrida para o caso eletromagnético Stokes, onde temos o tripleto $L_1 \rightleftharpoons T_3 + S$ na parte (a) e o tripleto $L_4 \rightleftharpoons L_1 + S$ na parte (b). Onde o vetor $(\omega_1, k_1)$ representa a onda indutora de Langmuir, o vetor $(\omega_S, k_S)$ a onda íon-acústica, o vetor $(\omega_3, k_3)$ a onda induzida eletromagnética Stokes e o vetor $(\omega_4, k_4)$ a onda induzida de Langmuir anti-Stokes. . . . .	60
4.9	Cinemática de vetor de onda da instabilidade modulacional estimulada híbrida para o caso eletromagnético Stokes $L_1 \rightleftharpoons T_3 + L_4 + S$ . O vetor $\mathbf{k}_1$ representa a onda indutora de Langmuir, o vetor $\mathbf{k}_S$ a onda íon-acústica, o vetor $\mathbf{k}_L^4$ a onda induzida de Langmuir anti-Stokes e o vetor $\mathbf{k}_T^3$ a onda induzida eletromagnética Stokes. . . . .	61
4.10	Evolução não linear da instabilidade modulacional estimulada híbrida $L_1 \rightleftharpoons T + L + S$ com $r = 0,95$ , e $\delta'_3 = \delta'_4 = \nu'_\alpha = 0$ ; as condições iniciais são $F_1(0) = 100,01$ , $F_2(0) = 0$ , $F_3(0) = 64$ e $F_4(0) = 49$ . A curva sólida representa a onda indutora de Langmuir $F_1(\tau)$ , a curva ponto-tracejada a onda íon acústica de baixa frequência $F_2(\tau)$ , a curva pontilhada a onda Stokes de alta frequência $F_3(\tau)$ , e a curva tracejada a onda anti-Stokes de alta frequência $F_4(\tau)$ . . . . .	62
4.11	Evolução não linear da instabilidade modulacional estimulada híbrida para o caso $L_1 \rightleftharpoons T_4 + L_3 + S$ , com $r = 0,95$ , $\nu'_1 = \nu'_3 = 0,1$ , $\nu'_2 = 0,5$ e $\nu'_4 = 0,001$ ; $\delta'_3 = 5$ e $\delta'_4 = -5$ ; as condições iniciais são $F_1(0) = 100,01$ , $F_2(0) = 0$ , $F_3(0) = 49$ e $F_4(0) = 64$ ; a notação é a mesma que na Figura 4.10. . . . .	63
4.12	Evolução não linear da instabilidade modulacional estimulada híbrida para o caso $L_1 \rightleftharpoons T_3 + L_4 + S$ , com $r = 0,95$ ; $\nu'_1 = \nu'_4 = 0,1$ , $\nu'_2 = 1,0$ e $\nu'_3 = 0,001$ ; $\delta'_3 = 5$ e $\delta'_4 = -5$ ; as condições iniciais e notação são as mesmas que na Figura 4.10. . . . .	64
5.1	Perfil típico da densidade para as interações laser-plasma. . . . .	66
5.2	Diagrama de casamento de fase para os dois tripletos de ondas do espalhamento estimulado Brillouin modulacional: (a) o primeiro tripleto consiste em uma onda indutora eletromagnética $(\omega_1, \mathbf{k}_1)$ , uma onda induzida eletromagnética Stokes $(\omega_3, \mathbf{k}_3)$ e a onda íon acústica $(\omega_S, \mathbf{k}_S)$ ; (b) o segundo tripleto consiste na onda indutora, a onda induzida eletromagnética anti-Stokes $(\omega_4, \mathbf{k}_4)$ e a onda íon acústica. . . . .	67

5.3	Evolução não linear da densidade de ação de fluxo $F_\alpha$ com $\tau = k(x-vt)$ para $r = 0,95$ ; $\delta'_3 = \delta'_4 = \nu'_1 = \nu'_2 = 0$ ; as condições iniciais são $F_1(0) = 100,01$ , $F_2(0) = 0$ , $F_3(0) = 64$ e $F_4(0) = 49$ . A curva sólida é $F_1(\tau)$ , a curva ponto-tracejada é $F_2(\tau)$ , a curva pontilhada é $F_3(\tau)$ , e a curva tracejada é $F_4(\tau)$ . . . . .	70
5.4	Evolução não linear da densidade de ação de fluxo $F_\alpha$ com $\tau = k(x-vt)$ para $r = 0,95$ ; $\nu'_1 = 0,01$ e $\nu'_2 = 1,0$ ; $\delta'_3 = 5$ and $\delta'_4 = -5$ ; as condições iniciais e a notação são as mesmas que na Figura 5.3. . . . .	71
5.5	Cinemática de vetor de onda da instabilidade modulacional estimulada eletromagnética $T_1 \rightleftharpoons L_3 + L_4 + S$ onde o vetor $\mathbf{k}_1$ representa a onda indutora eletromagnética ( $T_1$ ), o vetor $\mathbf{k}_S$ a onda íon-acústica ( $S$ ), o vetor $\mathbf{k}_3$ a onda induzida de Langmuir Stokes ( $L_3$ ) e $\mathbf{k}_4$ a onda induzida de Langmuir anti-Stokes ( $L_4$ ). . . . .	72
5.6	Diagrama de casamento de fase da instabilidade modulacional estimulada eletromagnética onde temos o tripleto $T_1 \rightleftharpoons L_3 + S$ na parte (a) e o tripleto $L_4 \rightleftharpoons T_1 + S$ na parte (b) onde o vetor $(\omega_1, \mathbf{k}_1)$ representa a onda indutora eletromagnética, o vetor $(\omega_S, \mathbf{k}_S)$ a onda íon acústica, o vetor $(\omega_3, \mathbf{k}_3)$ a onda induzida de Langmuir Stokes e $(\omega_4, \mathbf{k}_4)$ a onda induzida de Langmuir anti-Stokes. . . . .	73
6.1	Espectro da forma de onda da Figura 2.8(c). Os dois picos mostram que a modulação é causada pelo batimento entre duas ondas de Langmuir, $L$ e $L'$ , de frequências próximas à frequência de plasma ( $\approx 24kHz$ ), amplitudes semelhantes e separadas por a frequência íon acústica $S$ ( $\approx 400Hz$ ). FONTE: Hospodarsky e Gurnett (1995), p.1162. . . . .	81

## LISTA DE TABELAS

	<b>Pág.</b>
6.1 Tabela com os valores típicos dos parâmetros do plasma e das ondas presentes no vento solar. . . . .	78

## LISTA DE SÍMBOLOS

- B** - Campo magnético induzido
- $c$  - Velocidade da luz
- $-e$  - Carga do elétron
- E** - Campo elétrico
- F** - Amplitude da energia da onda normalizada
- H** - Hamiltoniana do sistema
- J** - Densidade de corrente. O sub-índice indica o tipo:  
fe - rápida de elétrons;  
se - lenta de elétrons.
- k** - Vetor de onda. O sub-índice especifica o tipo de onda:  
1 - indutora;  
2 - baixa freq. induzida;  
3 - alta freq. Stokes induzida;  
4 - alta freq. anti-Stokes induzida.
- K** - Integral elíptica de primeira especie
- $K_B$  - Constante de Boltzmann
- L** - Onda de Langmuir
- $m_{e(i)}$  - Massa do elétron (íon)
- n** - Densidade das partículas. O sub-índice especifica o tipo:  
cr - crítica do plasma;  
fe - perturbações rápidas dos elétrons;  
o - no equilíbrio;  
se - perturbações lentas dos elétrons;  
si - perturbações lentas dos íons.
- p** - Relação entre as amplitudes das duas ondas indutoras de Langmuir  
contra propagantes

- P - Período
- r - Relação entre os coeficientes de acoplamento não lineares das ondas induzidas anti-Stokes e Stokes
- S - Onda íon acústica
- T - Onda eletromagnética
- $T_{e(i)}$  - Temperatura dos elétrons (íons)
- v - Velocidade. O sub-índice especifica o tipo:  
g - de grupo do feixe de elétrons;  
 $g'$  - das ondas de Langmuir na direção do choque;  
th - térmica dos elétrons;  
s - íon acústica;  
sw - do vento solar;
- W - Energia da onda indutora normalizada
- $\beta$  - Constante de normalização da densidade de energia da onda.  
O sub-índice indica o tipo de onda
- $\gamma_{e(i)}$  - Razão dos calores específicos dos elétrons (íons)
- $\Gamma$  - Taxa de crescimento da instabilidade
- $\Delta_{t(r)}$  - Variação temporal (espacial)
- $\delta\epsilon$  - Variações lentas da amplitude do campo elétrico das ondas induzidas
- $\delta_{\omega(N)}$  - Descasamento em freq. das ondas. O sub-índice indica o tipo:  
L - entre a onda de Langmuir e a onda indutora;  
T - entre a onda eletromagnética e a onda indutora.
- $\epsilon_0$  - Permissividade dielétrica do vácuo
- $\mathcal{E}$  - Variações lentas da amplitude do campo elétrico da onda indutora
- $\lambda$  - Comprimento de onda
- $\lambda_{De}$  - Comprimento de Debye

- $\mu_0$  - Permeabilidade magnética
- $\nu$  - Coeficiente de amortecimento. O sub-índice indica o tipo:  
 e - de elétrons;  
 i - de íons;  
 L - da onda de Langmuir;  
 S - da onda íon acústica;  
 T - da onda eletromagnética.
- $\rho$  - Densidade de carga
- $\tau$  - Variável temporal ou espaço temporal
- $\phi$  - Fase da energia da onda normalizada
- $\omega$  - Freqüência de onda. O sub-índice especifica o tipo de onda:  
 1 - indutora;  
 2 - baixa freq. induzida;  
 3 - alta freq. Stokes induzida;  
 4 - alta freq. anti-Stokes induzida.
- $\omega_{(N)}$  - Freqüência da onda de baixa freqüência (normalizada)
- $\omega_{pe(N)}$  - Freqüência eletrônica de plasma (normalizada)
- $\omega_{pi}$  - Freqüência iônica de plasma



# CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

Nas últimas décadas um grande número de trabalhos científicos apresenta observações e modelos teóricos a respeito de emissões solares. A importância da observação, estudo e compreensão destas emissões está no fato que elas servem para monitorar a atividade solar e conseqüentemente o acoplamento Sol-Terra, objeto de estudo fundamental para as ciências espaciais e astrofísicas. Este acoplamento se dá através do vento solar um tênue plasma altamente condutor, composto principalmente de prótons e elétrons, emitido continuamente pelo Sol como resultado da expansão supersônica da sua coroa. Na Figura 1.1 se apresenta um desenho deste acoplamento entre o Sol e a Terra com o vento solar, frente de choque terrestre, calotas magnéticas polares, anéis de radiação e magnetosfera.

Conjuntamente com esta emissão de energia na forma de partículas, o Sol libera energia na forma de ondas; na ampla gama das emissões solares e dentro do espectro eletromagnético do Sol, as emissões de rádio solares são objeto de estudo deste trabalho. Ondas de rádio milimétricas não térmicas (comprimento de onda,  $\lambda$ , de 1 a 100 *mm* ou freqüências na faixa de 300 a 3 *GHz*) vêm principalmente de regiões com matéria densa associadas às regiões ativas da baixa coroa solar; ondas nas faixas decimétricas ( $\lambda$  entre 1 e 10 *dm* ou 3000 a 300 *MHz* em freqüência) e métricas ( $\lambda$  de 1 a 10 *m* ou freqüência de 300 a 30 *MHz*) têm sua origem no tênue plasma conhecido por coroa ou corona solar, e ondas de rádio não térmicas de comprimentos de ondas maiores ( $\lambda$  maior que 10 *m* ou freqüências menores que 30 *MHz*) vêm, predominantemente, do espaço interplanetário.

O estudo destas emissões de rádio solares revelam um amplo número de fenômenos jamais sonhados e auxiliam no conhecimento da estrutura, movimento e física da coroa solar bem como do comportamento do meio ambiente terrestre e dos outros planetas por ser o Sol a principal fonte de energia para todos eles.

Dentro deste contexto, é freqüentes a presença de ondas eletrônicas de plasma ou ondas de Langmuir e ondas íon acústicas junto às ondas eletromagnéticas ou ondas de rádio. Um claro exemplo disto são as emissões de rádio ditas do tipo II e III. As emissões solares do tipo II se identificam como o movimento de uma onda de choque associada à ejeção de matéria e aumento súbito da energia numa erupção solar (*solar flare*), embora esta teoria esteja ainda em discussão. As emissões tipo III estão associadas com feixes de elétrons na baixa coroa solar e no vento solar com velocidades fracamente relativísticas ( $c/3$ , sendo  $c$  a velocidade da luz no meio) movimentando-se ao longo das linhas do campo magnético solar.

Neste trabalho estuda-se alguns processos paramétricos de interação onda-onda, envolvendo ondas de Langmuir, ondas eletromagnéticas com frequência próxima à frequência eletrônica de plasma e ondas íon acústicas. Este estudo é feito a partir das equações generalizadas de Zakharov.

Uma grande contribuição na área observacional foi dada pelas missões espaciais Ulysses e Galileo as quais têm um conjunto de instrumentos de alta resolução que permitiu 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.

Na Figura 1.2 se observa um desenho da trajetória do satélite Ulysses cujo objetivo principal era sua colocação em órbita polar solar para o estudo desta região do espaço. Ao longo desta trajetória uma grande variedade de fenômenos, entre os quais ondas de plasma espacial, rádio explosões solares e densidade eletrônica do plasma espacial puderam ser observados. Para que o satélite conseguisse seu principal objetivo foi necessário que sua trajetória tivesse um vôo de assistência gravitacional no planeta Júpiter permitindo uma melhor observação das características desse planeta.

O trabalho que segue está esquematizado da seguinte maneira:

No Capítulo 2 apresentam-se resultados de observação de ondas de Langmuir e eletromagnéticas no meio interplanetário e na frente de choque de alguns planetas encontrados na literatura que servem de motivação ao desenvolvimento deste trabalho.

No Capítulo 3 introduzem-se as equações generalizadas de Zakharov bem como as instabilidades paramétricas de interesse. Obtém-se a relação de dispersão para processos envolvendo ondas eletromagnéticas, ondas de Langmuir e ondas íon acústicas induzidas por ondas de Langmuir contra propagantes de amplitudes arbitrárias. Apresenta-se ainda neste capítulo a resolução numérica desta relação de dispersão para alguns casos.

No Capítulo 4 se faz um tratamento linear e não linear de processos de três e quatro ondas induzidas por ondas de Langmuir.

No Capítulo 5 apresenta-se um tratamento similar para processos gerados por ondas eletromagnéticas. Em ambos os capítulos, ênfase é dada às instabilidades modulacionais estimuladas, ou seja, os modos Stokes e anti-Stokes estão presentes e a onda de baixa frequência tem frequência próxima àquela dada pela relação de dispersão linear.



Fig. 1.1 - Desenho do acoplamento Sol-Terra através do vento solar.  
FONTE: Reasoner (1990), p.4.

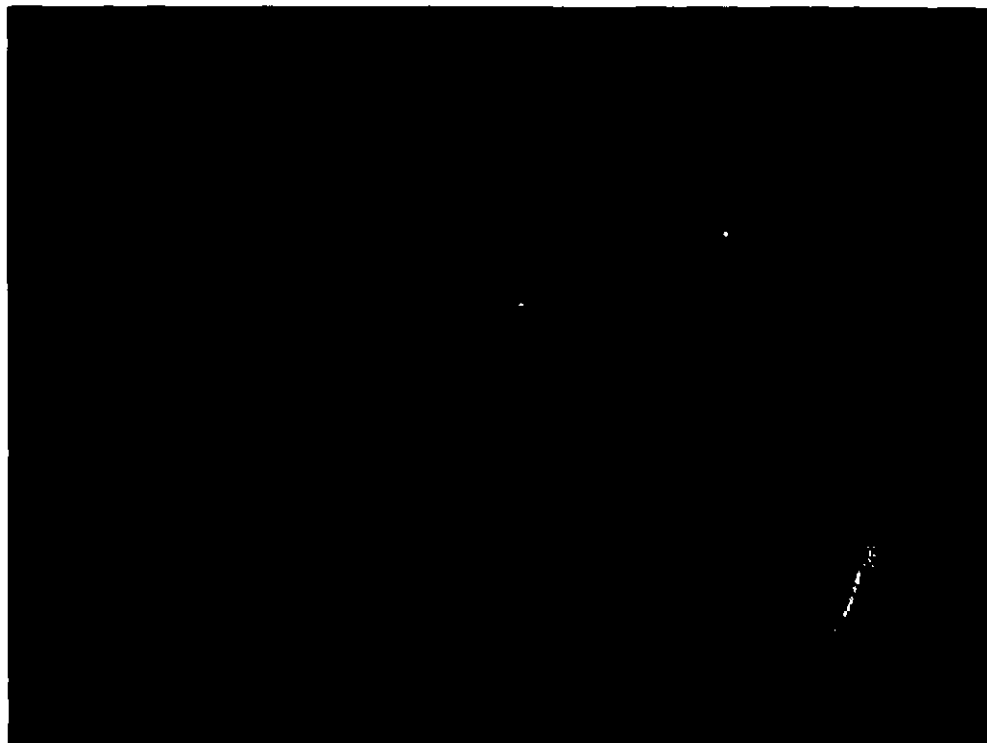


Fig. 1.2 - Desenho da trajetória do satélite Ulysses em relação ao Sol, à Terra e a Júpiter onde o satélite fez um vôo de assistência gravitacional que permitiu a sua colocação numa órbita polar solar.  
FONTE: Smith et al. (1991), p.241.

Finalmente, no Capítulo 6, apresentam-se as discussões, conclusões e sugestões para trabalhos futuros.

## CAPÍTULO 2

### OBSERVAÇÃO DE ONDAS DE LANGMUIR E ELETROMAGNÉTICAS NO VENTO SOLAR

#### 2.1 Introdução

Neste Capítulo apresentam-se alguns dados observacionais a respeito de ondas de Langmuir e ondas eletromagnéticas obtidos no vento solar, ou mais especificamente, no meio interplanetário e na frente de choque planetário. As relações destas observações com os possíveis mecanismos geradores expostos nos Capítulos 4 e 5 serão feitas no Capítulo 6.

#### 2.2 Histórico

O estudo das emissões de ondas de rádio solares iniciou-se com os trabalhos de Maxwell e Hertz. O primeiro a propor a detecção das mesmas foi Thomas Edison em 1890, dois anos após a famosa demonstração de ondas de rádio nos laboratórios Hertz.

Foi em 1894 que Sir Oliver Lodge tentou observar a radiação solar em comprimentos de ondas longos, mas os ruídos provenientes das fontes terrestres das proximidades da cidade de Liverpool o impediram. Mais de quatro décadas se passariam antes que os dispositivos de alta sensibilidade dos quais ele falara estivessem disponíveis e tornassem possível esta detecção. Nesse período o desenvolvimento teórico não parou. Em plena II Guerra Mundial (fevereiro de 1942), com o desenvolvimento dos radares, as primeiras detecções de emissões de rádio solares tiveram sucesso na Inglaterra. Só com o fim das hostilidades, as pesquisas passaram a ser sistemáticas e a presença das emissões de rádio solares estudadas.

Para identificação das características destas complexas emissões de rádio solares fez-se necessário seu estudo num amplo e contínuo intervalo de frequência. Com o rádio espectrógrafo dinâmico (1949) foi possível o registro da intensidade da emissão solar como função contínua da frequência e do tempo; assim, a primeira classificação pôde ser feita (Wild e McCready, 1950).

Os rádio espectrógrafos foram muito úteis na pesquisa da natureza física das emissões, mas não auxiliam na detecção da origem da radiação. No estudo deste fenômeno foi necessário 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 desenvolvimento; uma grande contribuição foi dada com o radioheliógrafo de Culgoora (Austrália), operacional de 1967 a 1986 (McLean e Labrum, 1985).

Para um conhecimento mais aprofundado da pesquisa em rádio-astronomia solar nos seus primeiros períodos é excelente o livro de Kundu (1965) ou ainda o artigo de revisão de Wild et al. (1963).

O estudo das emissões solares abaixo de 5 a 10 MHz não é possível com instrumentação baseada na Terra devido ao fato que a densidade eletrônica máxima presente na camada F da ionosfera causa uma total reflexão das ondas incidentes na Terra em altitudes próximas a 300 km. Desde 1964, mais especialmente nas últimas décadas, satélites científicos têm fornecido ampla informação destas emissões; principalmente das emissões de rádio solares tipo II e III sendo estas últimas as mais e melhor compreendidas de todas as emissões, embora detalhes teóricos correspondentes à sua origem ainda precisem ser esclarecidos.

Observações têm sido feitas numa variedade de distâncias radiais desde o Sol, entre 0,3 Unidades Astronômicas (UA) pelos satélites Helios 1 e 2 (Gurnett e Anderson, 1977) e ISEE-3 (Lin et al., 1986) a 1,0 UA, satélites IMP-6 e IMP-8 (Gurnett e Frank, 1975; Fitzenreiter et al., 1976), AMPTE (Koons et al., 1987) e além Ulysses (Reiner et al., 1992; Kellogg et al., 1992a,b; Canu et al., 1993; Thiessen e Kellogg, 1993) e Galileo (Gurnett et al., 1993; Hospodarsky et al., 1994; Hospodarsky e Gurnett, 1995). Estas observações, entre outras, têm ampliado os dados para o estudo de processos não lineares em plasmas associados com ondas de Langmuir e ondas eletromagnéticas no vento solar (meio interplanetário e na frente do choque planetário).

A Figura 2.1 apresenta, esquematicamente, as emissões solares que ocorrem nas diferentes fases de uma erupção solar. Assim, o monitoramento das emissões de rádio solar do tipo III, por exemplo, pode ser usado como um indicativo precursor das energias que estão sendo liberadas pelo Sol neste processo e que são principalmente na forma de emissão em  $H_\alpha$  e raios X. Esta energia carregada pelo vento solar que posteriormente interage com a magnetosfera terrestre, vem a atuar sobre o ambiente geofísico.

No meio interplanetário, as ondas de Langmuir podem ser explicadas pela instabilidade feixe-plasma induzida por feixes de elétrons energéticos, acelerados a partir de erupções solares ou das regiões de tempestades ativas, ao interagir com o plasma do vento solar. As primeiras observações feitas por satélites *in situ* verificaram a existência de ambos.

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

- a) *interação onda-onda* envolvendo a fusão de ondas de Langmuir com ondas de baixa frequência para produzir ondas eletromagnéticas ou, alternativamente, o decaimento de ondas de Langmuir em ondas de baixa frequência e ondas eletromagnéticas (Papadopoulos et al., 1974; Bardwell e Goldman, 1976; Smith et al., 1979; Takakura, 1979; Melrose, 1980a, 1989; Melrose et al., 1986; Lin et al., 1986; Cairns, 1987; Chian e Alves, 1988; Akimoto, 1988; Cairns e Robinson, 1992b; Rizzato e Chian, 1992; Glanz et al., 1993; Robinson et al., 1993; Chian e Abalde, 1995),
- b) *interação onda-partícula* envolve espalhamento induzido ou espontâneo de ondas de Langmuir para radiação eletromagnética por íons térmicos (Ginzburg e Zheleznyakov, 1958; Melrose, 1974, 1978; Zaitsev, 1977),
- c) *forte turbulência* com emissão de ondas eletromagnéticas por sólitons de Langmuir (Nicholson et al., 1978; Goldman et al., 1980) ou emissão incoerente devido ao espalhamento de ondas de Langmuir de longo comprimento de onda em cavitons de Langmuir colapsados (Zakharov, 1972; Wong e Quon, 1975; Kruchina et al., 1980),
- d) *acoplamento direto* entre ondas de Langmuir e ondas eletromagnéticas devido a gradientes, em grande escala, na densidade dos elétrons ou não homogeneidades locais do plasma (Zhelcznyakov, 1970; Melrose 1980b).

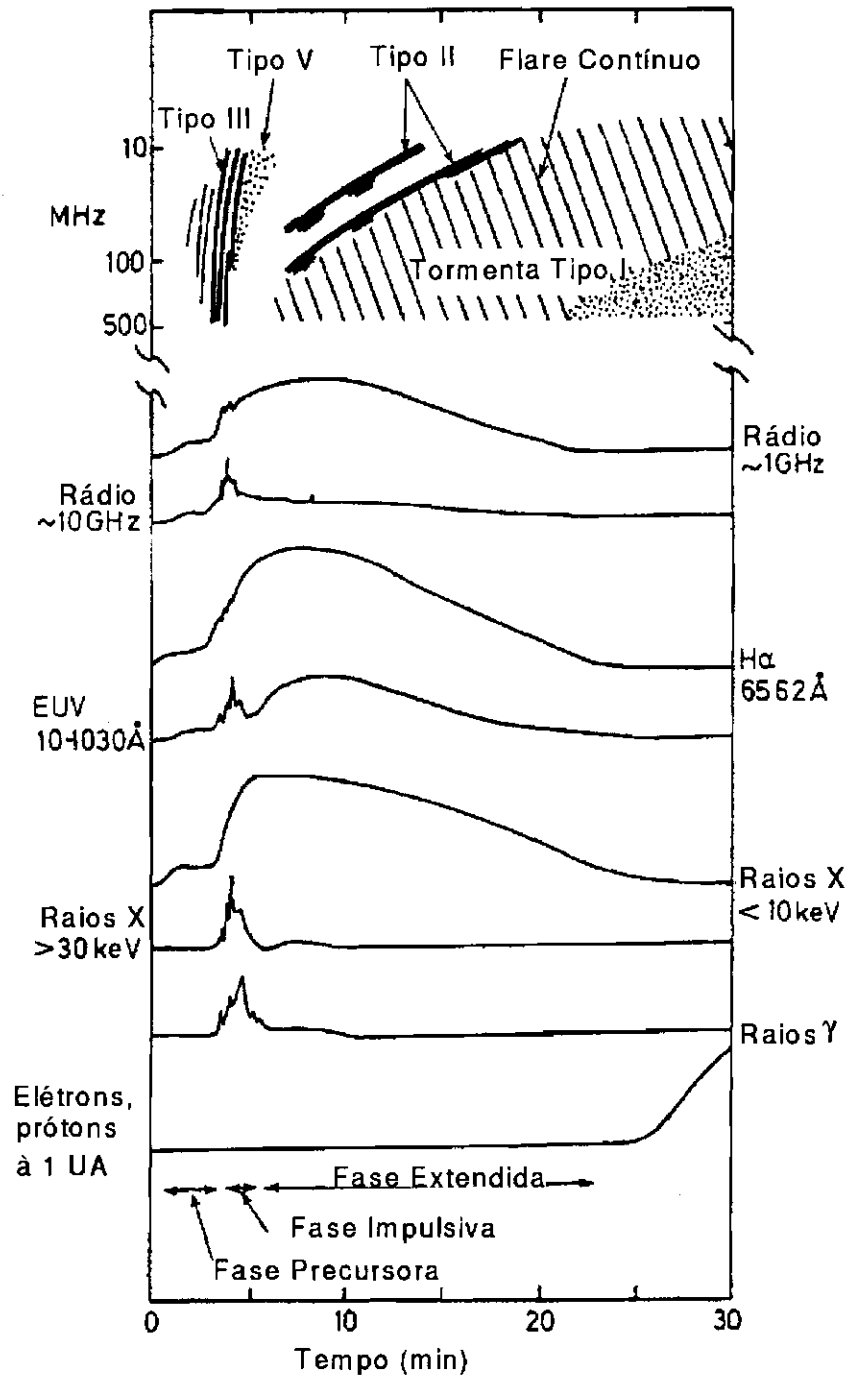


Fig. 2.1 - Representação esquemática das diferentes fases de uma erupção solar observada em várias faixas de ondas e fluxo de partículas.  
 FONTE: Dulk et al. (1985), p.55.



## 2.3 Observações

Atualmente, a teoria mais aceita para a geração de ondas de rádio solares do tipo II e III é a conversão das ondas de Langmuir para ondas eletromagnéticas via seu espalhamento pela interação com íons térmicos ou ondas de baixa frequência. Esta teoria e suas observações são bem conhecidas há várias décadas (Lin, 1970; Alvarez et al., 1972; Frank e Gurnett, 1972; Lin et al., 1973; Fainberg e Stone, 1974; Gurnett e Frank, 1975; Lin et al., 1981; Chian e Alves, 1988; Chian e Abalde, 1995 entre outros).

A Figura 2.2 ilustra como ocorre este processo no meio interplanetário. Um feixe de elétrons sai do Sol, viaja ao longo de suas linhas de campo magnético e ao interagir com o plasma local amplifica ondas de Langmuir na frequência do plasma local. Posteriormente estas ondas se transformam, parcial ou totalmente, em ondas eletromagnéticas via processos de espalhamento com partículas ou com outras ondas. Como o feixe de elétrons saindo do Sol percorre regiões onde a densidade do plasma local vai decrescendo, a frequência das ondas eletromagnéticas geradas apresentam a característica de ir decrescendo com o tempo na razão de dezenas a centenas de megaHertz por segundo (ver o espectrograma da Figura 2.9).

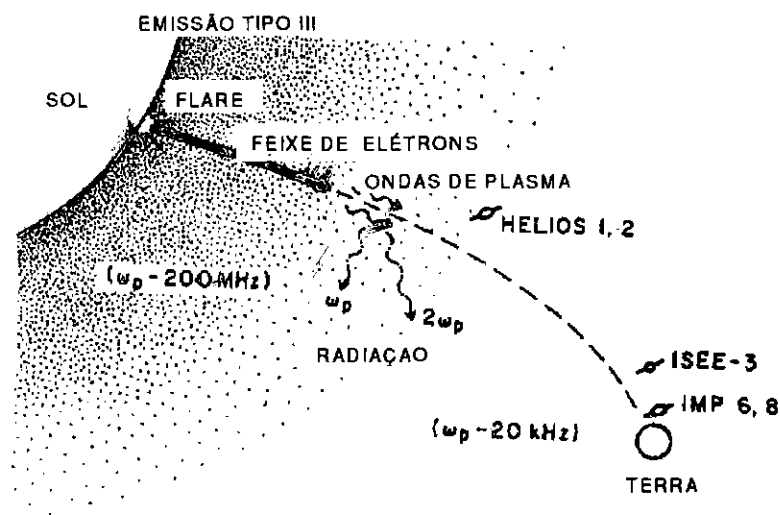


Fig. 2.2 - Representação esquemática da geração de ondas de Langmuir e emissão de rádio tipo III no meio interplanetário a partir de um feixe de elétrons energéticos de origem solar.

FONTE: Goldman (1984), p.724.

Nas regiões de choque planetário, o processo da geração de ondas de Langmuir acontece devido a feixes de elétrons energéticos refletidos pelo choque que interagem com o vento solar. Na Figura 2.3 é esquematizado o processo onde um feixe de elétrons sai do ponto de tangência entre a frente de choque e as linhas do campo magnético solar local gerando ondas de Langmuir viajando na direção do choque ( $v'_g$ ) como consequência da soma vetorial da velocidade de grupo do feixe ( $v_g$ ) e do vento solar ( $v_{sw}$ ). Na Figura 2.3 pode-se observar duas regiões; uma região onde as ondas de Langmuir apresentam um crescimento exponencial, como previsto pela teoria linear, e o mecanismo de geração é conhecido como instabilidade de dois feixes (ou feixe-plasma), e uma segunda região, de comportamento não linear, na qual as referidas ondas ao interagir atingem uma certa amplitude máxima ou de saturação. Para que estes processos aconteçam é necessário uma certa amplitude mínima das ondas, para compensar efeitos dissipativos, conhecida como valor de limiar. O mecanismo posterior, da geração de ondas eletromagnéticas, é similar ao descrito acima para o caso do meio interplanetário.

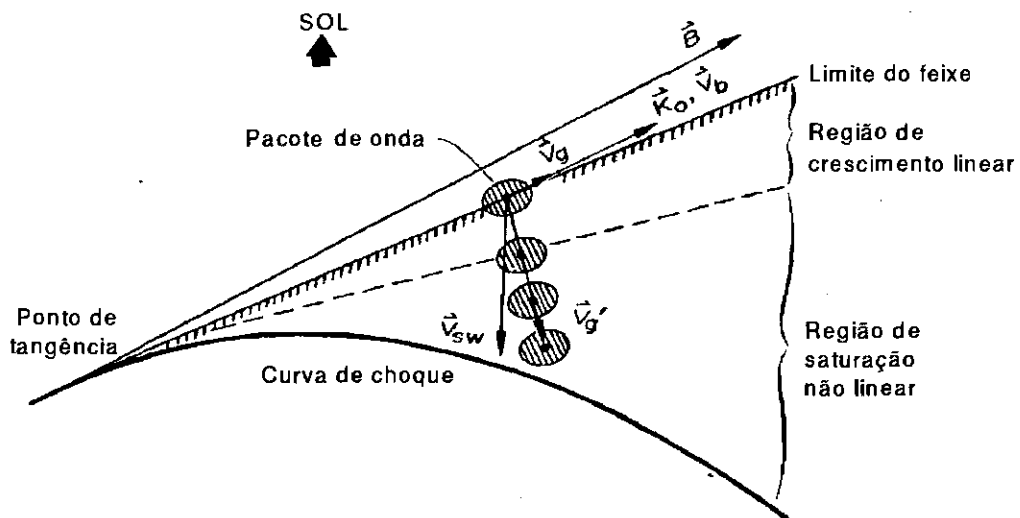


Fig. 2.3 - Esquema da geometria na frente de choque planetário, do feixe de elétrons, campo magnético solar e ondas de Langmuir excitadas.  
 FONTE: Gurnett et al.(1981), p.8834.

Por outro lado, outras teorias afirmam que ainda que a interação onda-onda possa estar presente na conversão das ondas de Langmuir para ondas eletromagnéticas, este não seria o mecanismo principal. Recentemente, Thejappa et al., (1993) bascados em quatro claros eventos registrados pela espaço-nave Ulysses entre dezembro de 1990 e março de 1991 observaram emissão de rádio tipo III na frequência do plasma local e seus harmônicos associados com ondas de Langmuir. A partir destes dados obtiveram a temperatura de brilho para os quatro casos e

compararam com os valores previstos pelas teorias citadas anteriormente. Seus resultados permitem concluir que os mecanismos de forte turbulência e acoplamento direto das ondas seriam os mais adequados. Nas observações não se obtém evidências apreciáveis de ondas de baixa frequência que, como veremos no Capítulo 6, é coerente com os valores observados para as amplitudes das outras ondas presentes no processo.

Um entendimento apropriado e conseqüente modelagem teórica da dinâmica não linear destas ondas é importante para se obter uma visão mais clara dos mecanismos de geração das emissões interplanetárias de rádio solares do tipo III e emissões eletromagnéticas na frente de choque planetário e dos fenômenos de turbulência de plasma no vento solar.

Dados observacionais deixam claro que processos não lineares do tipo acoplamento onda-onda estão presentes; 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 (100, 56,2 e 31,6 kHz), ondas de Langmuir (17,8 e 10 kHz) e ondas íon-acústicas (178 e 100 Hz) no período das 11:15 às 11:45 horas, indicado pela barra horizontal que aparece na parte superior da figura e corresponde às emissões de ondas. Observa-se um gradiente positivo na função distribuição das velocidades dos elétrons sub-relativísticos nesse período, condição necessária para ocorrer a interação feixe-plasma que gera ondas de Langmuir; é clara a correlação entre as ondas eletrostáticas de baixa frequência (ondas íon-acústicas), e de alta frequência (ondas de Langmuir) que ao interagirem podem gerar ondas eletromagnéticas que reforçam as emissões já geradas anteriormente, mais próximas ao Sol como pode ser visto na Figura 2.4. Nesta figura observa-se que as ondas eletromagnéticas foram geradas em regiões mais próximas do Sol em processos anteriores por ter seu início antes das 11:15 horas e ser este início mais cedo quanto maior a sua frequência.

Uma grande ajuda no estudo da correlação que apresentam as ondas presentes num processo são os trabalhos que ressaltam a importância das micro estruturas (*spikes*), ou seja as observações com alta resolução temporal. Na Figura 2.5 se apresentam as micro variações nas frequências de 100 Hz (ondas íon acústicas) e 17,8 kHz (ondas de Langmuir), num curto intervalo de tempo (4 minutos) para o mesmo evento da Figura 2.4, onde se tem uma melhor correlação entre estes dois tipos de ondas.

As Figuras 2.6 e 2.7 apresentam um outro exemplo desta correlação entre o fluxo de elétrons energéticos e ondas de Langmuir, e destas ondas com ondas eletromagnéticas e íon acústicas, similar ao das Figuras 2.4 e 2.5 respectivamente.

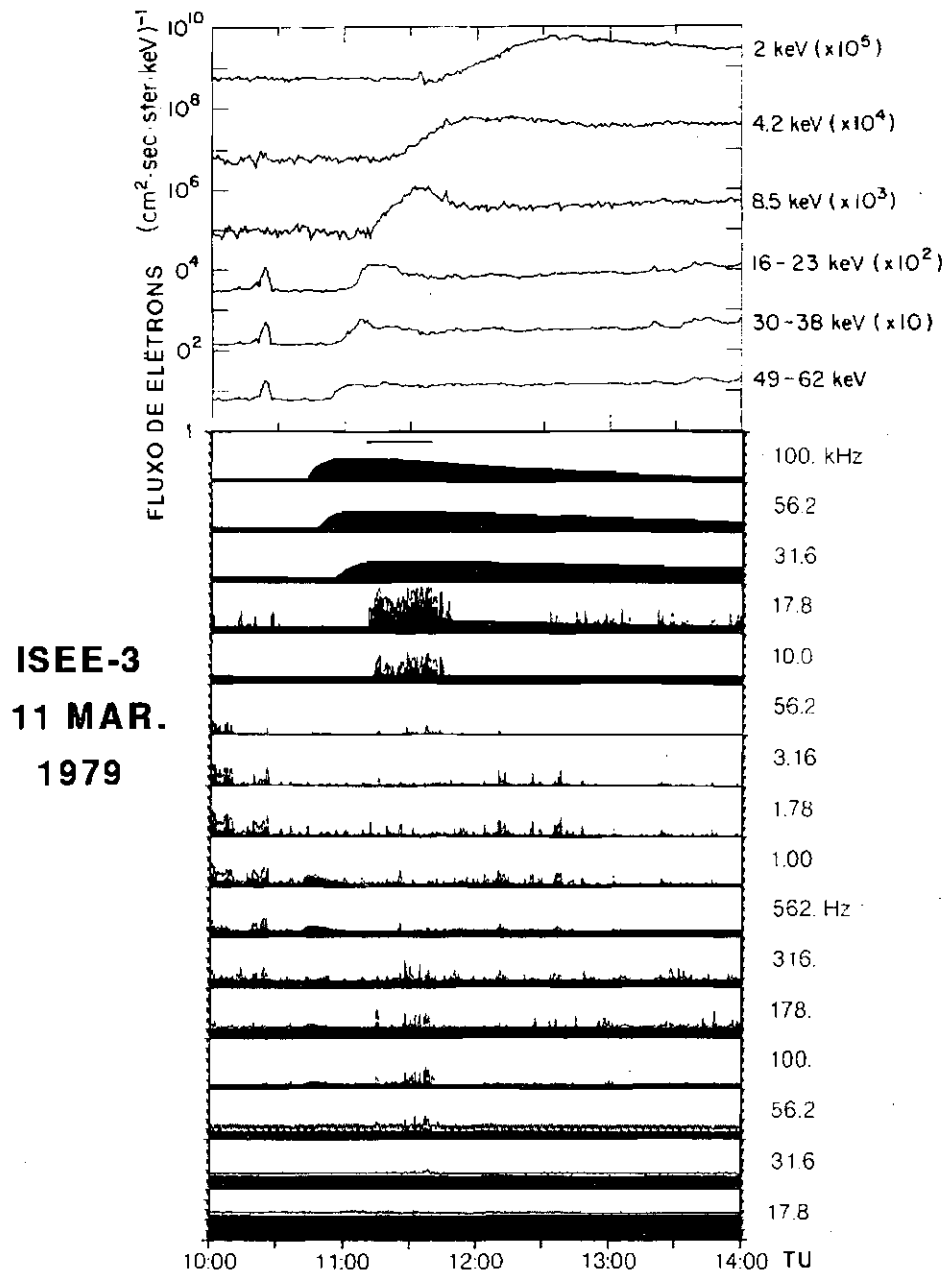


Fig. 2.4 - Dados observacionais associados com um estouro (*bursts*) de emissão solar tipo III onde se observa no topo o fluxo de elétrons com energias entre 2 e 62 keV, e na parte inferior as amplitudes dos campos elétricos entre 17,8 Hz e 100 kHz associados a ondas eletromagnéticas, de Langmuir e íon-acústicas.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

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

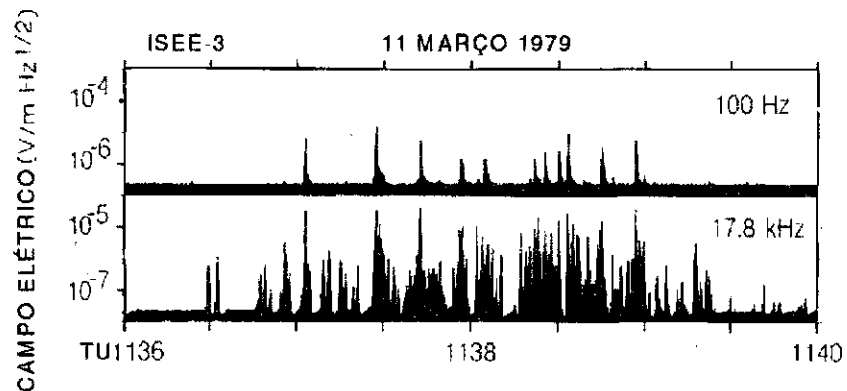


Fig. 2.5 - Dados observacionais com alta resolução temporal (micro estruturas) para o mesmo evento da Figura 2.4 onde se observa uma melhor correlação entre as ondas de Langmuir (17,8 kHz) e ondas íon-acústicas de grande comprimento de onda (100 Hz).

FONTE: Lin et al. (1986), p.958.

A Figura 2.8 apresenta algumas formas de onda representativas das emissões de ondas de Langmuir correspondentes ao evento de emissão de rádio solar do tipo III da Figura 2.9 obtidas pelo satélite Galileo em 10 de dezembro de 1990 no meio interplanetário a uma distância de 0,98 UA do Sol. Como pode ser observado existe uma clara "envoltória" na amplitude da emissão e quando se observa o espectro das formas de onda deste evento (Figura 2.10) pode-se apreciar que esta modulação é causada pelo batimento de duas ondas com frequências muito próximas e amplitudes comparáveis. Estas características são próprias dos processos de interação onda-onda do tipo instabilidades paramétricas.

As mesmas características foram observadas quando da passagem do satélite pelo planeta Venus em fevereiro de 1990. A Figura 2.11 apresenta as características modulacionais na amplitude das ondas de Langmuir presentes na frente de choque do planeta; a Figuras 2.12 seu espectrograma em frequência e as Figuras 2.13 e 2.14 apresentam espectros das formas de ondas para os pacotes observáveis na Figura 2.11.

Ondas observadas na frente de choque do planeta Júpiter pela Voyager I, em março de 1979, apresentam um comportamento similar, como mostra a Figura 2.15.

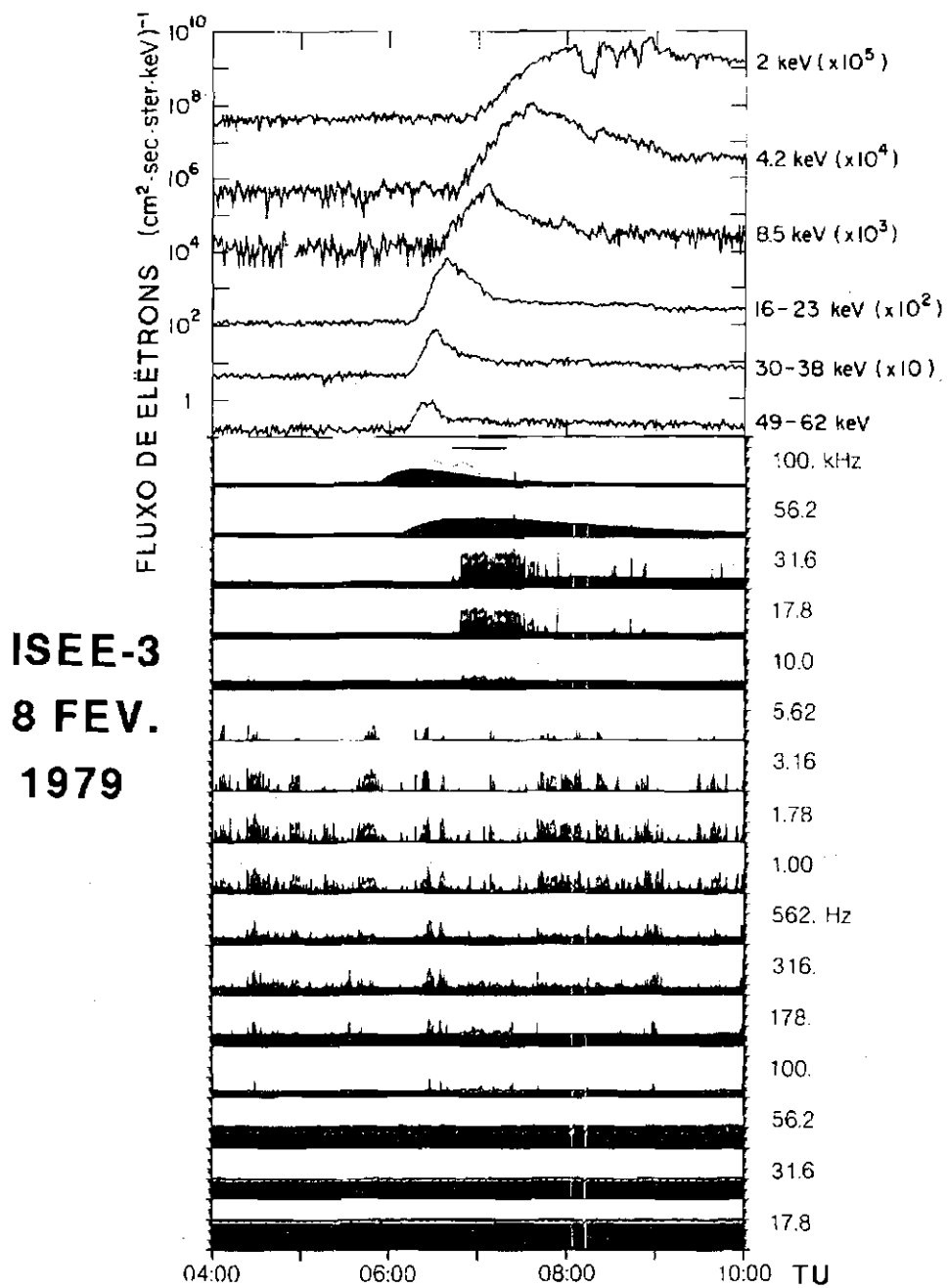


Fig. 2.6 - Dados observacionais associados com emissão de rádio solar tipo III similar aos apresentados na Figura 2.4. As amplitudes das ondas de Langmuir neste caso são até 10 vezes mais fracas que no evento de 11 de março de 1979.

FONTE: Lin et al. (1986), p.960.

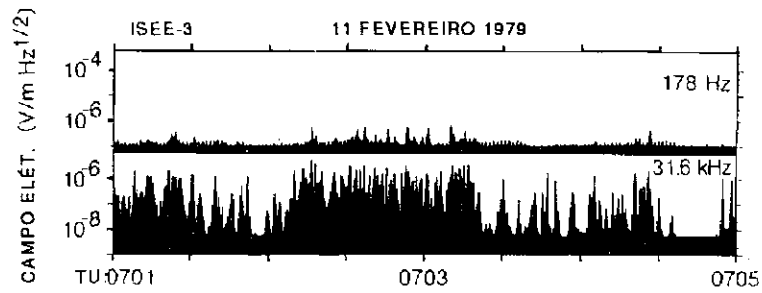


Fig. 2.7 - Dados observacionais com alta resolução temporal para o evento da Figura 2.6 onde se observa a relação entre as ondas de Langmuir (31,6 kHz) e ondas íon-acústicas de grande comprimento de onda (178 Hz), embora as amplitudes máximas das ondas de Langmuir sejam menores que no caso do evento da Figura 2.4.  
 FONTE: Lin et al. (1986), p.961.

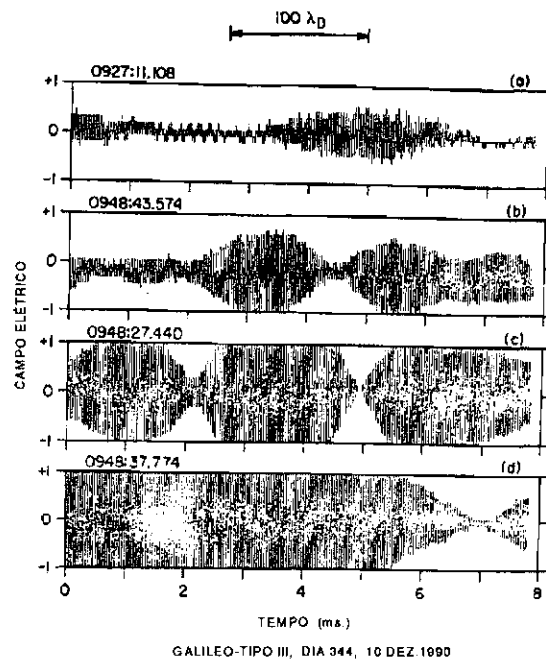


Fig. 2.8 - Representação da forma de onda de algumas emissões de Langmuir no meio interplanetário, obtidas a partir de observações do satélite Galileo, a 0,98 UA do Sol. Observa-se modulação na escala dos milisegundos.  
 FONTES: Gurnett et al. (1993), p.5634; Hospodarsky e Gurnett (1995), p.1162.

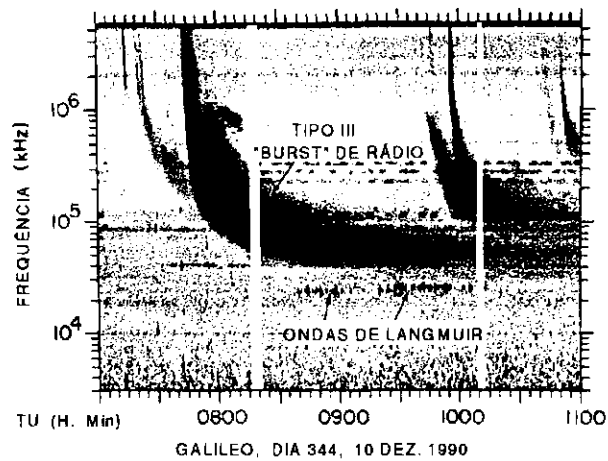


Fig. 2.9 - Espectrograma frequência-tempo mostrando uma série de explosões de rádio tipo III. O evento de maior interesse se inicia às 7:45 horas e a emissão em banda estreita em 23 kHz são ondas de Langmuir responsáveis pela emissão de rádio.  
 FONTE: Gurnett et al. (1993), p.5632.

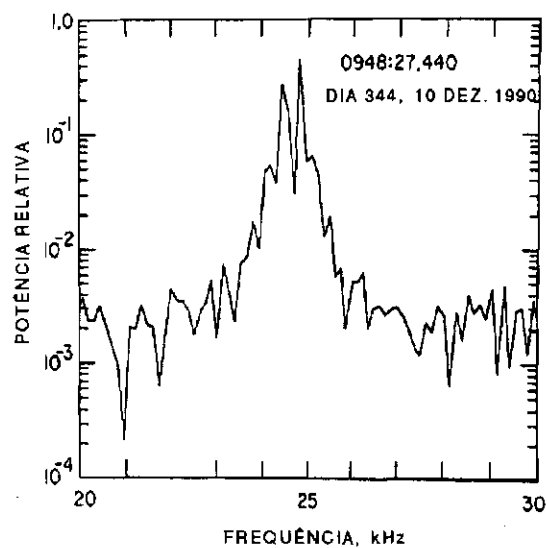


Fig. 2.10 - Espectro da forma de onda da Figura 2.8(c). Os dois picos mostram que a modulação é causada pelo batimento entre duas ondas de frequências próximas e amplitudes semelhantes.  
 FONTE: Gurnett et al. (1993), p.5634.



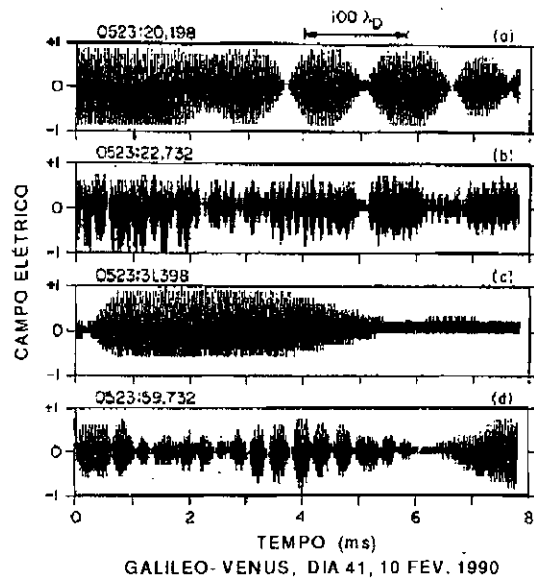


Fig. 2.11 - Forma de onda do campo elétrico das ondas de Langmuir na frente de choque do planeta Vênus (Figura 2.12) observadas pelo satélite Galileo em fevereiro de 1990. Note-se as estruturas temporais na ordem dos 0,15 milisegundos.  
 FONTE: Hospodarsky et al. (1994), p.13368.

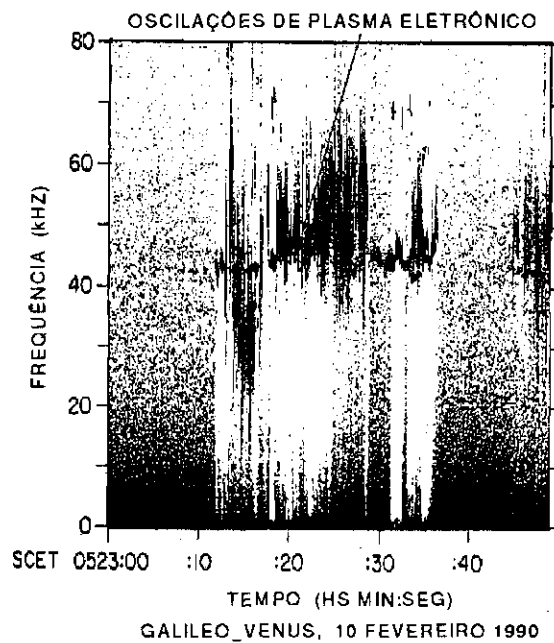


Fig. 2.12 - Espectrograma frequência-tempo das ondas de Langmuir na frente de choque do planeta Venus. Observa-se uma faixa em frequência com centro na frequência eletrônica de plasma local ( $\approx 43kHz$ ).  
 FONTE: Hospodarsky et al. (1994), p.13366.

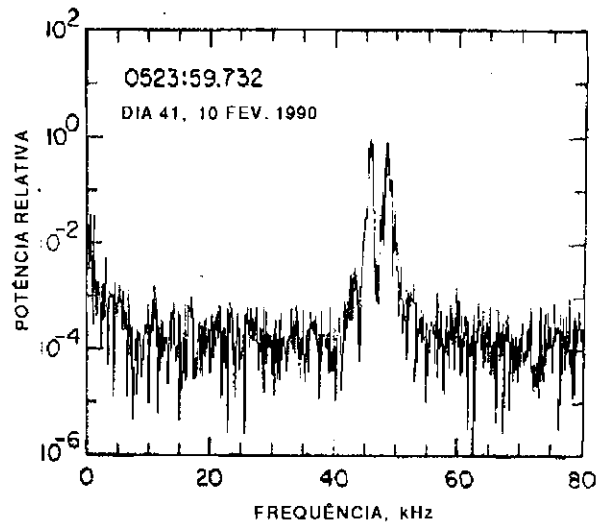


Fig. 2.13 - Espectro da forma de onda da Figura 2.11(d). Os dois picos em 45,5 e 48,3  $kHz$  mostram que as formas de onda do tipo batimento são causadas por duas ondas de amplitudes semelhantes e frequências próximas.

FONTE: Hospodarsky et al. (1994), p.13368.

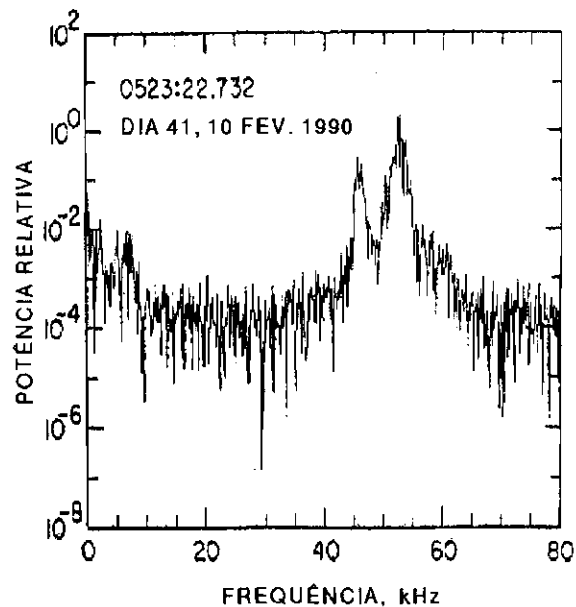


Fig. 2.14 - Espectro da forma de onda da Figura 2.11(b). Observa-se um fraco sinal de baixa frequência na faixa de centenas de Hertz a 9  $kHz$  que coincide com os valores da onda de baixa frequência prevista pelas teorias dos processos de decaimento paramétrico e modulação estimulada apresentadas nos Capítulos 4 e 5.

FONTE: Hospodarsky et al. (1994), p.13370.

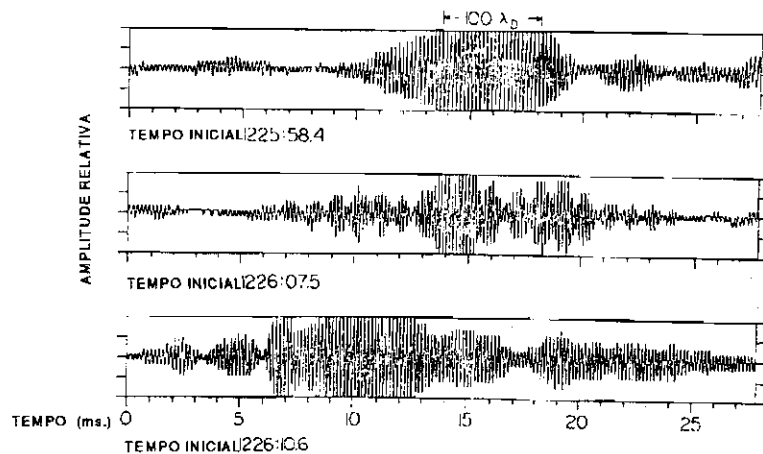


Fig. 2.15 - Formas de onda do campo elétrico de três pacotes de ondas de Langmuir, observadas pela Voyager I na frente de choque do planeta Júpiter, com escala temporal de poucos milisegundos e colapsando em escala espacial de poucos comprimentos de Debye ( $\lambda_{De}$ ).  
 FONTE: Gurnett et al. (1981), p.8839.

Pacotes de ondas de Langmuir altamente estruturados, apresentando grandes flutuações de amplitude e modulados por uma outra frequência, observados no vento solar, como mostram as Figuras 2.8, 2.11 e 2.15, sugerem que processos não lineares do tipo acoplamento onda-onda ou colapso de sólitons podem estar presentes. O colapso de sólitons via mecanismos de nucleação ocorre com ondas de Langmuir em regiões de diminuição de densidade (Cairns e Robinson, 1992a) e, por ser um fenômeno de turbulência forte, um valor alto de limiar na amplitude do campo elétrico faz-se necessário. Por outro lado, o processo de acoplamento de três ondas não apresenta esta exigência de grandes limiares (ver e. g., Chian et al., 1994a,b) e parece ser apropriado para explicar a presença de ondas de Langmuir juntamente com outras ondas presentes na emissão de rádio interplanetário tipo III e na frente de choque planetário. Neste trabalho estudam-se os processos não lineares de acoplamento paramétrico para o caso de três ondas (instabilidade de decaimento e de fusão) e quatro ondas (instabilidade modulacional estimulada), que são apresentados nos Capítulos 4 e 5, os quais podem explicar alguns dos dados observacionais apresentados acima.



## CAPÍTULO 3

### EQUAÇÕES DE ZAKHAROV E INSTABILIDADES PARAMÉTRICAS GERADAS POR ONDAS DE LANGMUIR E ELETROMAGNÉTICAS

#### 3.1 Introdução

Neste Capítulo apresentam-se os conceitos básicos para os processos não lineares de acoplamento paramétrico nos casos de três ondas (instabilidades de decaimento e de fusão) e quatro ondas (instabilidade modulacional estimulada), a ser vistos nos Capítulos 4 e 5, os quais seviram para explicar algumas das observações apresentadas no Capítulo anterior ao respeito de eventos tipo III.

Talvez o fenômeno mais estudado dentre as interações onda-onda não lineares seja o das *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, tendo a primeira investigação sistemática da instabilidade paramétrica sido feita em 1883 por Lord Rayleigh (Minorsky, 1974). Nesta investigação, uma corda era ligada à ponta de um diapasão que podia vibrar na direção da corda, como pode ser visto na representação da Figura 3.1. Fazendo o diapasão vibrar com duas vezes a frequência natural da oscilação transversal da corda, observava-se que esta era amplificada. A amplificação é devida à modulação periódica da tensão na corda, através das vibrações longitudinais induzidas pelo diapasão. Então, também é modulada a frequência da vibração transversal na frequência do diapasão, pois esta depende da tensão aplicada à corda.

Como um outro exemplo de instabilidade paramétrica, também citado por Minorsky (1974), têm-se os experimentos produzidos em 1934 por Mandelstam e Papalexí, com um circuito elétrico oscilante especialmente projetado para este fim. Os experimentos mostraram que se o circuito usado, chamado de gerador paramétrico, tivesse uma resistência pequena (um circuito praticamente linear), a amplitude das oscilações cresceria 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.

Num regime linear uma instabilidade cresce exponencialmente no tempo, enquanto num regime não-linear uma instabilidade pode crescer até atingir um valor máximo ou ponto de saturação. Numa instabilidade paramétrica a

amplitude cresce até um ponto máximo a partir do qual a oscilação é estacionária.

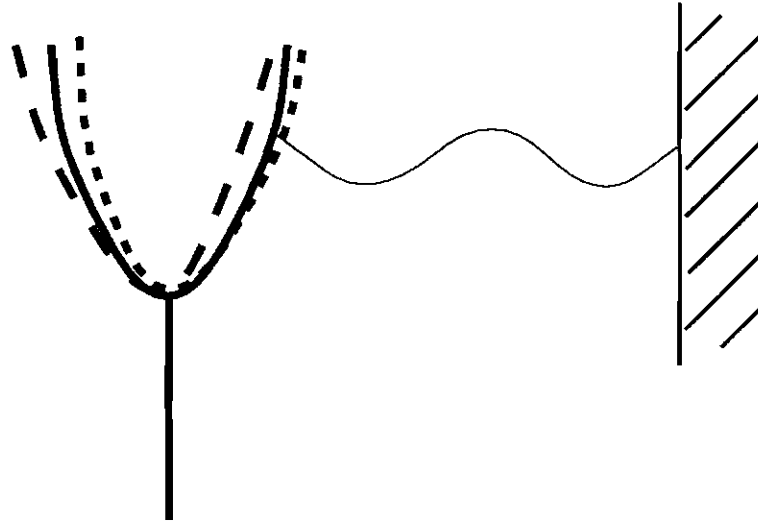


Fig. 3.1 - Esquema do experimento utilizado por Lord Rayleigh para investigação de instabilidade paramétrica.

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 dissipação da 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.

Consideremos 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 instabilidade é chamado 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 (Lashmore-Davies, 1974; Thornhill e ter Haar, 1978). Quando as frequências  $\omega_\alpha$  e os números de onda  $k_\alpha$  ( $\alpha = 1, 2, 3$ ) da onda indutora ( $\alpha = 1$ ) e dos modos naturais ( $\alpha = 2, 3$ ) satisfazem às condições de casamento:

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

a instabilidade é dita ressonante e ocorre o mesmo para indutoras de amplitudes relativamente pequenas. Estas condições de casamento requerem que as três ondas,

quando representadas como vetor no espaço  $(\omega, \mathbf{k})$ , satisfaçam às regras de adição vetorial. Para o plasma, além das condições de acoplamento, a frequência e o número de onda para cada modo devem satisfazer à relação de dispersão linear apropriada ( $\omega = \omega(\mathbf{k})$ ); assim, estas relações de dispersão decidem quais ressonâncias não lineares são possíveis, pois os pontos finais dos vetores que representam os modos devem situar-se nas curvas de dispersão dos modos correspondentes.

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

Onda eletromagnética (T)

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

Onda eletrônica de plasma ou onda de Langmuir (L)

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

Onda íon-acústica (S)

$$\omega_S^2 = v_S^2 k_S^2 \quad (3.4)$$

onde  $\omega_{pe} = (ne^2/\epsilon_0 m_e)^{1/2}$  é a frequência eletrônica de plasma,  $T_e$  é a temperatura dos elétrons,  $m_e$  e  $m_i$  são as massas dos elétrons e dos íons respectivamente,  $\gamma_e$  é a razão dos calores específicos dos elétrons,  $v_{th} = (K_B T_e/m_e)^{1/2}$  é a velocidade térmica dos elétrons,  $v_S = (K_B T_e/m_i)^{1/2}$  é a velocidade íon-acústica,  $K_B$  é a constante de Boltzmann,  $\epsilon_0$  é a permissividade dielétrica do vácuo, “ $-e$ ” é a carga do elétron e  $n$  é a densidade do plasma.

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

- a) *Espalhamento Raman estimulado* - para uma onda indutora eletromagnética com frequência  $\omega_1 > 2\omega_{pe}$ , 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  $\omega_1 > \omega_{pe}$  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  $\omega_1 = 2\omega_{pe}$  a onda indutora 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 frequência da onda indutora é aproximadamente igual à frequência de plasma ( $\omega_1 \approx \omega_{pe}$ ), ela pode decair em uma onda eletrônica de plasma e em 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 a energia externa em energia interna do plasma, enquanto o processo e) contribui para a perda por radiação da energia do plasma.

A Figura 3.2 apresenta os diagramas de Peierls (1955), 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.

No caso de três ondas, além destes processos de decaimento, podem ocorrer seus inversos, ou seja processos de fusão onde uma das ondas induzidas (modos do sistema) é a soma da indutora com o outro modo do sistema

$$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 \quad \mathbf{k}_4 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$$

Além destes, quando se considera um plasma magnetizado, uma grande variedade de modos aparece e outros processos de interação se tornam possíveis.



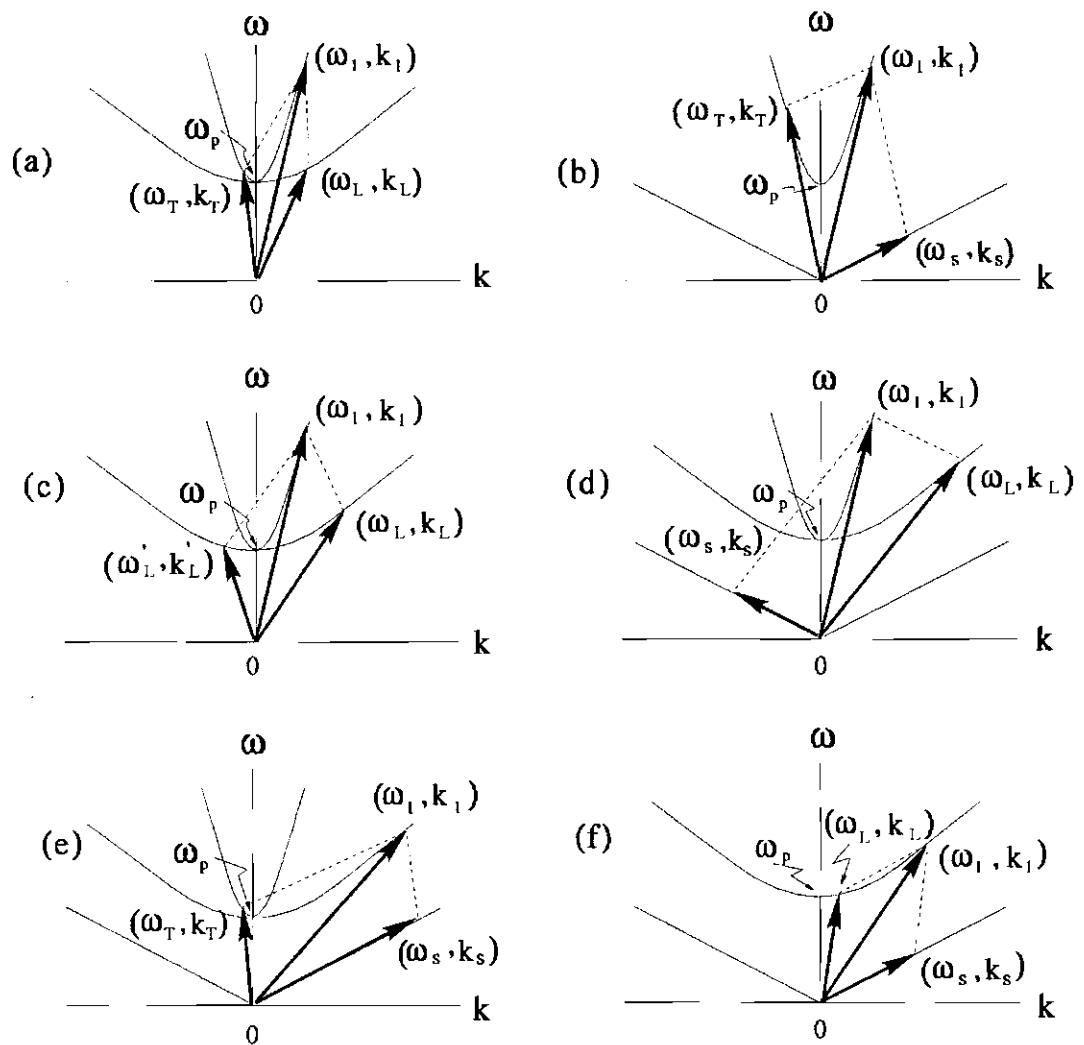


Fig. 3.2 - Diagramas de casamento de fase que mostram as condições de ressonância no espaço  $(\omega - k)$  para algumas instabilidades paramétricas de três ondas. a) Espalhamento Raman estimulado, b) Espalhamento Brillouin estimulado, c) Instabilidade de decaimento de dois plasmons, d) Instabilidade paramétrica de decaimento, e) Instabilidade de Langmuir, e f) Instabilidade eletrônica de decaimento.

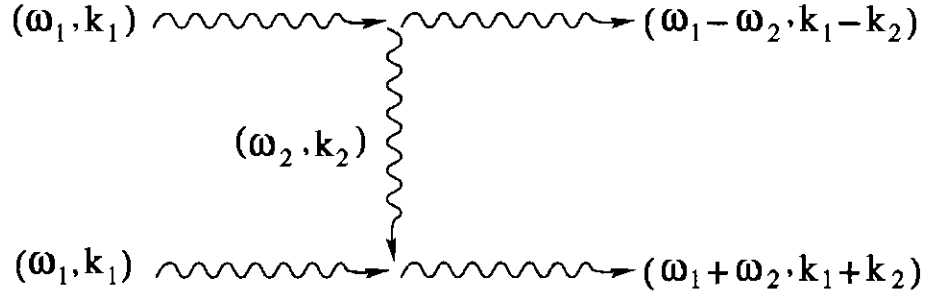


Fig. 3.3 - Diagrama esquemático dos processos de três e quatro ondas, onde  $(\omega_1, \mathbf{k}_1)$  representa a onda indutora,  $(\omega_2, \mathbf{k}_2)$  a onda induzida de baixa frequência,  $(\omega_1 - \omega_2, \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$  a onda induzida de alta frequência Stokes  $(\omega_3, \mathbf{k}_3)$ , e  $(\omega_1 + \omega_2, \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)$  a onda induzida de alta frequência anti-Stokes  $(\omega_4, \mathbf{k}_4)$ .

Nos processos de quatro ondas os dois casos de três ondas, fusão e decaimento, estão presentes (dois tripletos). Assim, dos três modos presentes no sistema, além da indutora, um deles é o chamado Stokes (diferença da indutora com o terceiro modo) e outro é chamado anti-Stokes (soma da indutora com o terceiro modo):

$$\omega_3 = \omega_1 - \omega_2 \quad \mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 \quad (\text{Stokes})$$

$$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 \quad \mathbf{k}_4 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \quad (\text{anti - Stokes})$$

Estes processos de quatro ondas ou modulacionais são processos convectivos e ressonantes cujos modos de baixa frequência são modos naturais ou autômodos do plasma e são conhecidos como processos modulacionais estimulados.

Na Figura 3.3 temos um diagrama esquemático dos três processos acima citados, onde as três ondas da parte superior representam o caso de decaimento, as três ondas da parte inferior o caso de fusão, e o esquema como um todo (as quatro ondas) o caso modulacional.

## 3.2 Equações generalizadas de Zakharov

A essência dos processos paramétricos envolvendo ondas de Langmuir, ondas eletromagnéticas e ondas íon acústicas num plasma pode ser descrita em termos do modelo hidrodinâmico de dois fluidos (Thornhill e ter Haar, 1978), 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  $\omega_j = (e^2 n_0 / \epsilon_0 m_j)^{1/2}$  com  $j = e, i$  (elétrons ou íons, respectivamente). Considerando

estas duas escalas de tempo as densidades dos elétrons e dos íons podem ser escritas da seguinte forma:

$$n_e = n_0 + n_{se} + n_{fe}, \quad \text{e} \quad n_i = n_0 + n_{si},$$

onde, na densidade total dos elétrons ( $n_e$ ) e dos íons ( $n_i$ ),  $n_0$  é o valor da densidade no equilíbrio,  $n_{se}$  e  $n_{si}$  são as perturbações lentas e  $n_{fe}$  a perturbação rápida e é tal que a média temporal das variações rápidas na escala lenta é nula ( $\langle n_{fe} \rangle = 0$ ). Similarmente, pode-se dividir a velocidade ( $\mathbf{v}_e$ ), a densidade de corrente ( $\mathbf{J}_e$ ) e o campo elétrico ( $\mathbf{E}$ ) dos elétrons nas componentes rápidas e lentas

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_{se} + \mathbf{v}_{fe}, \quad \mathbf{J}_e = \mathbf{J}_{se} + \mathbf{J}_{fe}, \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_{se} + \mathbf{E}_{fe};$$

considera-se, também, a aproximação de quasi-neutralidade

$$n_{se} = n_{si} = n, \quad \text{e ainda} \quad \mathbf{v}_{se} = \mathbf{v}_i$$

onde  $\mathbf{v}_i$  é a velocidade dos íons.

As equações básicas utilizadas neste tratamento são a equação da continuidade, a equação de movimento e as equações de Maxwell:

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

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

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

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

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho / \epsilon_0, \quad (3.9)$$

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

onde  $\mathbf{E}$  é o campo elétrico,  $\mathbf{B}$  é o campo magnético induzido,  $c$  é a velocidade da luz,  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética,  $\nu$  é a frequência de amortecimento e  $\rho$  a densidade de carga. Das Equações de Maxwell (3.7)-(3.8) obtém-se a equação de onda:

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

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

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

junto com a Equação de onda (3.11), obtém-se a equação para o acoplamento não linear dos componentes na escala rápida

$$(\partial_t^2 + \nu_e \partial_t + c^2 \nabla \times (\nabla \times) - \gamma_e v_{th}^2 \nabla(\nabla \cdot) + \omega_{pe}^2) \mathbf{E} = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathbf{E}. \quad (3.12)$$

Observa-se que o campo elétrico  $\mathbf{E}$  é induzido pelas variações na densidade dos íons. Assim outra equação que relacione estas variáveis é requerida; para isso procede-se de forma similar ao feito na escala rápida para a escala lenta e obtém-se a relação não linear para a onda íon acústica de baixa frequência

$$(\partial_t^2 + \nu_i \partial_t - v_s^2 \nabla^2) n = \frac{\varepsilon_0}{2m_i} \nabla^2 (\mathbf{E}^2), \quad (3.13)$$

As Equações (3.12) e (3.13) em termos dos campos elétricos  $\mathbf{E}$  são denominadas equações generalizadas, ou híbridas, de Zakharov por incluírem os efeitos eletromagnéticos, sendo que foram derivadas pela primeira vez, sem incluir os termos de amortecimento, por Kuznetsov (1974). Este sistema de equações será utilizado nos Capítulos seguintes para tratar processos híbridos onde estão presentes ondas eletrostáticas e eletromagnéticas.

Quando se considera apenas ondas eletrostáticas (ondas longitudinais onde  $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = 0$  e  $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = \nabla^2 \mathbf{E}$ ), as equações de Zakharov são

$$(\partial_t^2 + \nu_e \partial_t - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E} = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathbf{E}, \quad (3.14)$$

$$(\partial_t^2 + \nu_i \partial_t - v_s^2 \nabla^2) n = \frac{\varepsilon_0}{2m_i} \nabla^2 (\mathbf{E}^2), \quad (3.15)$$

denominadas assim por ter sido Zakharov (1972) que pela primeira vez as apresentou. Este sistema de equações é usado para o tratamento das instabilidades de Langmuir eletrostáticas.

Finalmente, quando se considera somente ondas eletromagnéticas de alta frequência (ondas transversais onde  $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\nabla^2 \mathbf{E}$  e  $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0$ ) o sistema de Equações (3.12)-(3.13) fica reduzido a:

$$(\partial_t^2 + \nu_e \partial_t - c^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E} = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathbf{E}, \quad (3.16)$$

$$(\partial_t^2 + \nu_i \partial_t - v_S^2 \nabla^2)n = \frac{\varepsilon_0}{2m_i} \nabla^2(\mathbf{E}^2). \quad (3.17)$$

Este último conjunto de equações será utilizado no Capítulo 5 para estudar o processo de espalhamento estimulado Brillouin.

### 3.3 Relação de dispersão generalizada

Para obter uma relação geral entre as frequências e os vetores de onda, ou seja, a relação de dispersão para os processos que envolvem os três tipos de ondas citados acima, parte-se das Equações generalizadas de Zakharov (3.12) e (3.13).

Considerando que o campo elétrico da onda indutora de Langmuir pode ser expresso na forma

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}_1(\mathbf{r}) \exp(-i\omega_1 t) + \mathcal{E}_1^*(\mathbf{r}) \exp(i\omega_1 t), \quad (3.18)$$

e que toda a dinâmica rápida tem frequência próxima da onda indutora, é conveniente escrever o campo elétrico dos modos induzidos de alta frequência como:

$$\delta \mathbf{E} = \delta \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega t) + c.c., \quad (3.19)$$

com  $\omega_1 |\delta \mathcal{E}| \gg \partial_t |\delta \mathcal{E}|$ . Aplicando o método das pequenas perturbações nas equações generalizadas de Zakharov, sem levar em consideração os termos de amortecimento, obtém-se

$$[-2i\omega_1 \partial_t - \omega_1^2 + \omega_{pe}^2 + c^2 \nabla \times (\nabla \times) - \gamma_e v_{th}^2 \nabla(\nabla \cdot)] \delta \mathcal{E} = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathcal{E}_1, \quad (3.20)$$

$$(\partial_t^2 - v_S^2 \nabla^2)n = \frac{\varepsilon_0}{2m_i} \nabla^2(\mathcal{E}_1 \cdot \delta \mathcal{E}^* + \mathcal{E}_1^* \cdot \delta \mathcal{E}). \quad (3.21)$$

Introduzindo a transformada espacial de Fourier no sistema acima tem-se

$$\begin{aligned} [-2i\omega_1 \partial_t - \omega_1^2 + \omega_{pe}^2 - c^2 \mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times) + \gamma_e v_{th}^2 \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot)] \delta \mathcal{E}(\mathbf{k}) = \\ = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} \int n(\mathbf{k}_2) \mathcal{E}_1(\mathbf{k} - \mathbf{k}_2) d\mathbf{k}_2, \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$(\partial_t^2 + v_S^2 k^2)n = \frac{-k^2 \varepsilon_0}{2m_i} \int [\mathcal{E}_1(\mathbf{k} - \mathbf{k}_2) \cdot \delta \mathcal{E}(-\mathbf{k}_2)^* + \mathcal{E}_1(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k})^* \cdot \delta \mathcal{E}(\mathbf{k}_2)] d\mathbf{k}_2. \quad (3.23)$$

onde o asterisco (\*) denota complexo conjugado.

Para obter a relação de dispersão é necessário relacionar as variações da densidade  $n$  com as dos campos elétricos  $\mathcal{E}$  na Equação (3.23), o que pode ser feito a partir da Equação (3.22); para isso segue-se um procedimento similar ao de Chian e Alves (1988), ou de Rizzato e Chian (1992). Em Chian e Alves (1988), foram consideradas duas indutoras de Langmuir contrapropagantes de mesma amplitude, uma onda de baixa frequência, *grating* e a geração de ondas eletromagnéticas. Rizzato e Chian (1992) usaram as equações de Zakharov generalizadas para tratar interações envolvendo indutoras de Langmuir de mesma amplitude, duas *grating* e ondas induzidas de Langmuir e eletromagnéticas. Glanz et al. (1993) consideraram ondas indutoras de Langmuir de amplitudes diferentes, incluindo na interação duas *grating* e a geração de ondas eletromagnéticas. Aqui considera-se duas ondas indutoras de Langmuir propagando longitudinalmente (eixo  $x$ ) em direções contrárias, com amplitudes diferentes, ou seja

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_1^+(+\mathbf{k}_1) + \mathcal{E}_1^-(-\mathbf{k}_1), \quad \text{com} \quad \mathcal{E}_1^-(-\mathbf{k}_1) = -p^{1/2}\mathcal{E}_1^+(+\mathbf{k}_1).$$

O parâmetro “ $p$ ” é a relação entre as amplitudes quadráticas dos campos elétricos das ondas indutoras com propagação para frente ( $\mathcal{E}_1^+$ ) e para trás ( $\mathcal{E}_1^-$ ).

As ondas indutoras de Langmuir geram duas ondas eletromagnéticas com propagação perpendicular (eixo  $y$ ) e quatro outras ondas longitudinais (eixo  $x$ ) de Langmuir quando interagem com as variações da densidade  $n(\pm\mathbf{k}_S) \equiv n_1^\pm$  e  $n(\mp 2\mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_S) \equiv n_2^\pm$ , denominadas primeira e segunda *grating*. A cinemática deste processo pode ser observada nas Figuras 3.4 e 3.5.

Na Figura 3.4(a) as ondas indutoras  $\pm\mathbf{k}_1$  decaem gerando os modos de baixa frequência  $-\mathbf{k}_S$  e  $-\hat{\mathbf{k}}_S$  e a onda eletromagnética  $\mathbf{k}_T$ ; na parte (b) as ondas indutoras interagem com os modos de baixa frequência  $\mathbf{k}_S$  e  $\hat{\mathbf{k}}_S$  e a onda eletromagnética  $-\mathbf{k}_T$ , desde que se considere  $|\mathbf{k}|_1 \approx |\mathbf{k}_S| \gg |\mathbf{k}_T|$ . É fácil observar que, dependendo da fase relativa entre os modos de baixa frequência, as ondas eletromagnéticas geradas são reforçadas ou anuladas.

A Figura 3.5 representa o acoplamento das ondas indutoras de Langmuir com as ondas de baixa frequência íon acústicas gerando quatro ondas de Langmuir  $\pm\mathbf{k}_L$  e  $\pm\hat{\mathbf{k}}_L$ .

Fazendo uso da cinemática que se acaba de apresentar pode-se escrever as variações de alta frequência dos campos elétricos como a soma das componentes longitudinal e transversal

$$\delta\mathcal{E} = \delta\mathcal{E}_L + \delta\mathcal{E}_T.$$

Assim, da Equação (3.22) e das Figuras 3.4 e 3.5 obtém-se (Smith et al., 1979; Rizzato e Chian, 1992)

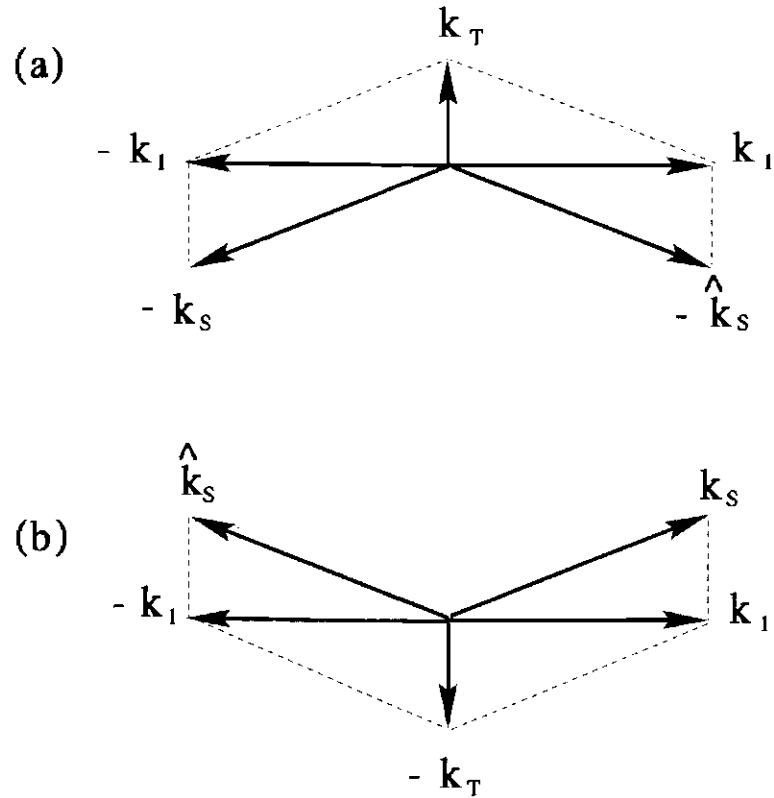


Fig. 3.4 - Cinemática dos modos induzidos eletromagnéticos onde tem-se as ondas indutoras de Langmuir  $\pm k_I$ , as ondas induzidas íon acústicas  $-k_S$  e  $-\hat{k}_S$  e as ondas induzidas eletromagnéticas  $k_T$ , parte (a), e  $-k_T$ , parte (b).

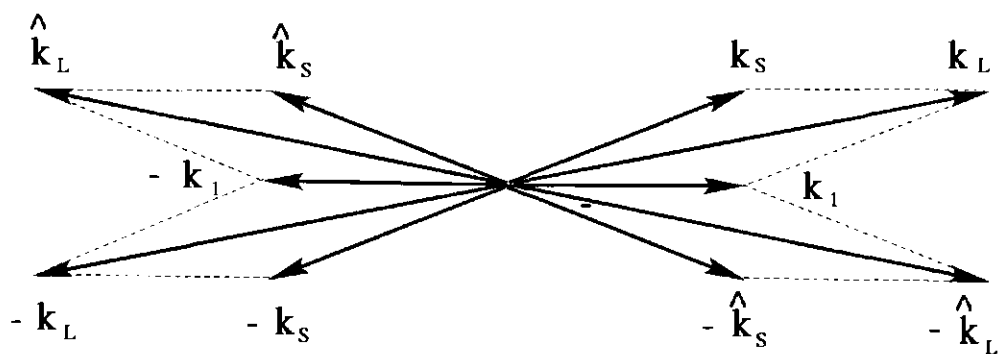


Fig. 3.5 - Cinemática dos modos induzidos eletrostáticos onde se observam as ondas indutoras de Langmuir  $\pm k_I$ , as ondas induzidas íon acústicas  $\pm k_S$  e  $\pm \hat{k}_S$  e as ondas induzidas eletrostáticas  $\pm k_L$  e  $\pm \hat{k}_L$ .

$$\left. \begin{aligned}
\delta\mathcal{E}_L(\mathbf{k}_L) &\equiv \mathcal{E}_{L,1}^+ = D_L n_1^+ \mathcal{E}_1^+, \\
\delta\mathcal{E}_L(\hat{\mathbf{k}}_L) &\equiv \mathcal{E}_{L,2}^+ = D_L n_2^+ \mathcal{E}_1^-, \\
\delta\mathcal{E}_L(-\mathbf{k}_L) &\equiv \mathcal{E}_{L,1}^- = D_L n_1^- \mathcal{E}_1^-, \\
\delta\mathcal{E}_L(-\hat{\mathbf{k}}_L) &\equiv \mathcal{E}_{L,2}^- = D_L n_2^- \mathcal{E}_1^+,
\end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{componentes} \\ \text{eletrostáticos} \end{array} \quad (3.24)$$

e

$$\left. \begin{aligned}
\delta\mathcal{E}_T(\mathbf{k}_T) &\equiv \mathcal{E}_T^+ = D_T(n_1^+ \mathcal{E}_1^- + n_2^+ \mathcal{E}_1^+), \\
\delta\mathcal{E}_T(-\mathbf{k}_T) &\equiv \mathcal{E}_T^- = D_T(n_1^- \mathcal{E}_1^+ + n_2^- \mathcal{E}_1^-).
\end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{componentes} \\ \text{eletromagnéticos} \end{array} \quad (3.25)$$

Das condições de casamento apresentadas nas Figuras 3.4 e 3.5 juntamente com as Equações (3.23), (3.24) e (3.25) e considerando que  $\mathcal{E}_1^- = -p^{1/2} \mathcal{E}_1^+$  e  $n^{-*} = n^+$  obtém-se

$$D_S n_1^+ = -K[n_1^+(pD_T + D_T^*) + n_1^+(D_L + pD_L^*) - n_2^+ p^{1/2}(D_T + D_T^*)], \quad (3.26)$$

$$D_S n_2^+ = -K[n_1^+ p^{1/2}(D_T + D_T^*) + n_2^+(pD_T + pD_T^*) + n_2^+(pD_L + D_L^*)], \quad (3.27)$$

onde

$$\begin{aligned}
D_T &= \frac{\omega_{pe}^2/n_0}{-2\omega_{pe}\omega + \delta\omega - c^2 k_T^2}, & D_T^* &= \frac{\omega_{pe}^2/n_0}{2\omega_{pe}\omega + \delta\omega - c^2 k_T^2}, \\
D_L &= \frac{\omega_{pe}^2/n_0}{-2\omega_{pe}\omega + \delta\omega - 3v_{th}^2 k_L^2}, & D_L^* &= \frac{\omega_{pe}^2/n_0}{2\omega_{pe}\omega + \delta\omega - 3v_{th}^2 k_L^2}, \\
D_S &= -\omega^2 + \omega_S^2, & K &= \frac{k_S^2 \varepsilon_0 E_1^{+2}}{2m_i}, & \delta\omega &= -\omega_1^2 + \omega_{pc}^2, & \omega_S^2 &\equiv v_S^2 k_S^2.
\end{aligned}$$

Finalmente das Equações (3.26)-(3.27) obtém-se a relação de dispersão geral que, devidamente normalizada, fica expressa na seguinte forma

$$\begin{aligned}
&d_{SN}^2 - W\omega_{pN}d_S [(d_{TN} + d_{TN}^*) + (d_{LN} + d_{LN}^*)] + W^2\omega_{pN}^2 \left(\frac{1-p}{1+p}\right)^2 d_{TN}d_{TN}^* + \\
&W^2\omega_{pN}^2 \left[ \frac{p}{(1+p)^2} (d_L^2 + d_L^{*2}) + \frac{2p}{(1+p)^2} (d_{TN}d_{LN}^* + d_{LN}d_{TN}^*) \right] +
\end{aligned}$$



$$W^2 \omega_{pN}^2 \left[ \frac{(1+p^2)}{(1+p)^2} (d_{LN} d_{LN}^* + d_{LN} d_{TN} + d_{LN}^* d_{TN}^*) \right] = 0, \quad (3.28)$$

onde

$$\begin{aligned} d_{TN} &= \frac{1}{\delta_{TN} + \omega_N}, & d_{TN}^* &= \frac{1}{\delta_{TN} - \omega_N}, & \delta_{TN} &= \frac{c^2 k_T^2 - \delta\omega}{2\omega_{pe}\omega_S} \approx \frac{\omega_T - \omega_1}{\omega_S}, \\ d_{LN} &= \frac{1}{\delta_{LN} + \omega_N}, & d_{LN}^* &= \frac{1}{\delta_{LN} - \omega_N}, & \delta_{LN} &= \frac{\gamma_e v_{th}^2 k_L^2 - \delta\omega}{2\omega_{pe}\omega_S} \approx \frac{\omega_L - \omega_1}{\omega_S}, \\ d_{SN} &= -\omega_N^2 + 1, & W &= \frac{(1+p)\varepsilon_0 E_1^{+2}}{4n_0 K_B T_e}, & \omega_{pN} &= \frac{\omega_{pe}}{\omega_S}, & \omega_N &= \frac{\omega}{\omega_S}. \end{aligned}$$

A presente relação de dispersão é mais geral que as apresentadas em trabalhos anteriores (Chian e Alves, 1988; Rizzato e Chian, 1992; Glanz et al., 1993) e sua solução numérica apresenta novos resultados, conforme será mostrado.

Antes de dar início ao estudo numérico da relação de dispersão deve-se lembrar que se define como processo ressonante ou convectivo aquele em que a magnitude da frequência da onda de baixa frequência é da ordem da frequência iônica acústica ( $|\omega| \approx \omega_S$ ), e não ressonante quando isto não acontece ( $|\omega| \neq \omega_S$ ). No caso não ressonante, quando a frequência da onda de baixa frequência tem somente parte imaginária ( $\omega = \omega_R + i\Gamma$ , onde  $\omega_R = 0$ ), se diz que é um processo absoluto ou puramente crescente.

A Figura 3.6 apresenta as soluções da relação de dispersão, Equação (3.28), para os modos desacoplados ( $W = 0$ ). As curvas  $n^\pm$  são soluções de  $d_{SN}^2 = (1 - \omega_N^2)^2 = 0$ , ou seja, solução dos modos de baixa frequência; as curvas  $T_\pm$  são soluções das expressões  $(d_{TN} d_{TN}^*)^{-1} = \delta_{TN} \pm \omega = 0$  que correspondem aos modos eletromagnéticos de alta frequência e  $L^\pm$  representam os modos eletrostáticos de alta frequência  $\delta_{LN} = 0, 5$ . Este gráfico é útil para a compreensão das soluções obtidas quando há o acoplamento destes três tipos de ondas, ou seja  $W \neq 0$ .

A Figura 3.7 apresenta as partes imaginárias (taxa de crescimento) das soluções numéricas da Equação (3.28) para diferentes amplitudes das ondas indutoras. Observa-se que tanto a taxa de crescimento máxima ( $\Gamma_{max}$ ) como a largura de banda aumentam com a amplitude da indutora para ambos os modos, ressonante ou convectivo em  $\delta_T < 0$ , e não ressonante, absoluto ou puramente crescente em  $\delta_T > 0$  (Chian e Rizzato, 1994a).

Supondo que a onda indutora de Langmuir retropropagante tenha amplitude nula, ou seja  $p = 0$ , o processo a considerar passa a ser de três ondas,

instabilidade de decaimento eletrostático ( $L \rightarrow L + S$ ) para  $\delta_{TN} = 0$  ou instabilidade de decaimento eletromagnético ( $L \rightarrow T + S$ ) para  $\delta_{LN} = 0$  (Shukla et al., 1983; Chian e Alves, 1988). A Figura 3.8 apresenta as soluções numéricas da Equação (3.28) para estas condições. Os valores que se obtém para os casos eletrostático e eletromagnético são os previstos por Chian e Alves (1988) e Chian (1991). Observa-se que neste caso tem-se somente soluções no modo convectivo o que é coerente com o processo; as maiores taxas de crescimento ( $\Gamma$ ) ocorrem para valores negativos do descasamento em frequência ( $\delta_{T,L}$ ) o que significa que as ondas eletromagnéticas ou eletrostáticas induzidas têm um deslocamento em frequência para baixo com relação à onda indutora, ou seja, são ondas Stokes. A taxa de crescimento máxima apresenta-se em  $\delta_{TN, LN} = -1$ , o que indica que a frequência da onda induzida de alta frequência é a diferença entre a frequência da onda indutora ( $\omega_1$ ) e a frequência da onda íon acústica ( $\omega_S$ ).

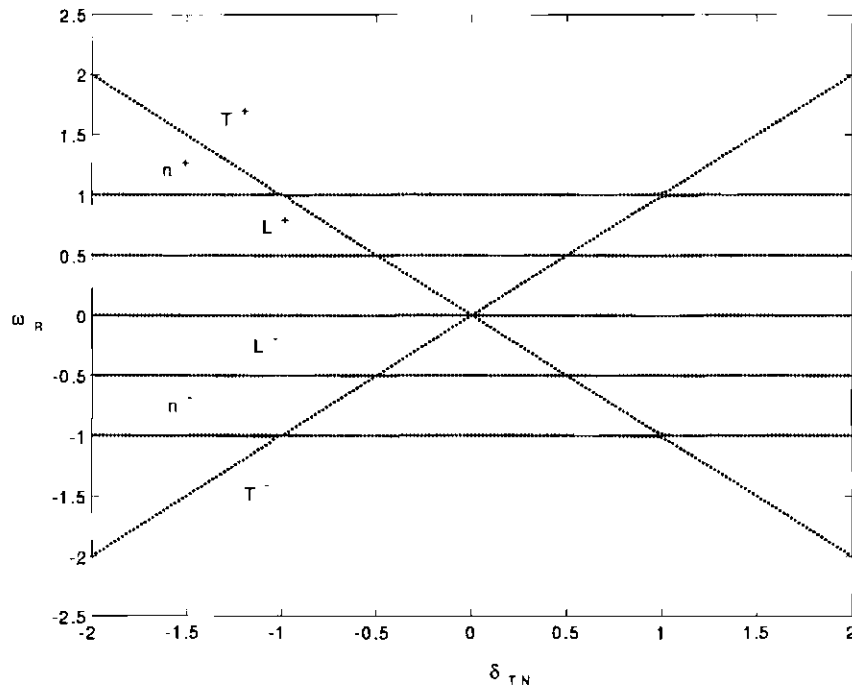


Fig. 3.6 - Curvas de dispersão para o caso em que não existe acoplamento ( $W = 0, 0$ ), para  $d_{SN}$ ,  $1/d_{TN}$  e  $1/d_{LN}$ .

Considerando as duas ondas indutoras de Langmuir com amplitudes iguais ( $p = 1$ ) e o descasamento eletrostático nulo ( $\delta_{LN} = 0$ ) se reproduz as condições para o processo de instabilidade eletromagnética de dois feixes oscilantes (EOTSI *electromagnetic oscillating two-stream instability*),  $L \rightarrow T^+ + T^- + S$ , tratado em Lashmore-Davies (1974) e Chian e Alves (1988). A Figura 3.9 apresenta as soluções numéricas da Equação (3.28) para este caso, onde se observa o aparecimento de uma região de instabilidade absoluta ou puramente crescente ( $\omega_R = 0$ ) para valores do descasamento em frequência pequenos e positivos ( $0 \leq \delta_{TN} < 1$ ) em concordância

com Chian e Alves (1988). Não obstante o aparecimento deste novo modo absoluto para o caso EOTSI, são os modos convectivos que apresentam uma maior taxa de crescimento e um menor valor do limiar (Chian e Alves, 1988) o que os torna mais possíveis de acontecer no espaço interplanetário.

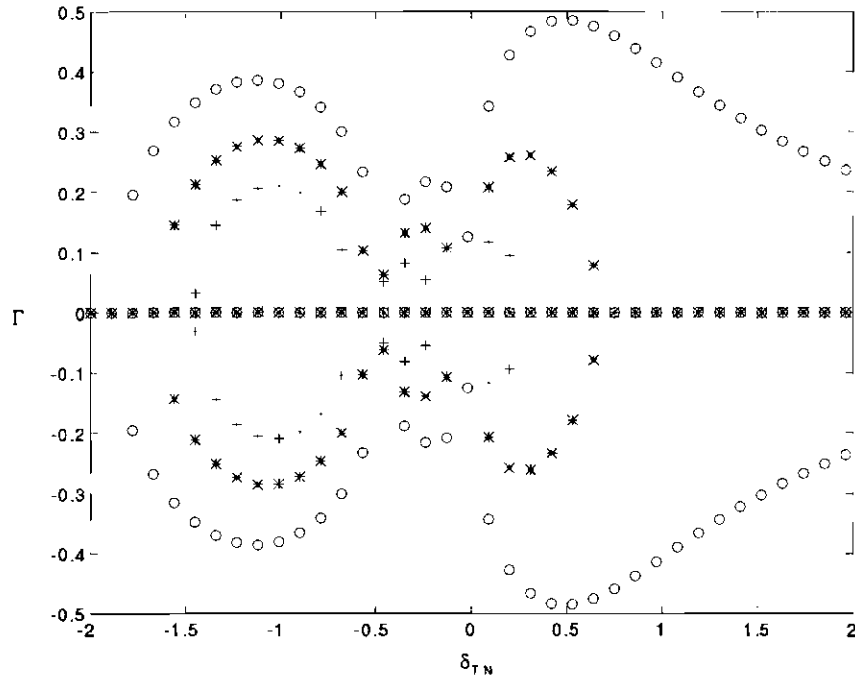


Fig. 3.7 - Taxa de crescimento ( $\Gamma$ ) em função de  $\delta_T$  para diferentes valores de amplitude,  $W\omega_{pN} = 0,1$  (+++),  $W\omega_{pN} = 0,2$  (\*\*\*), e  $W\omega_{pN} = 0,4$  (ooo), com  $p = 1,0$  e  $\delta_{LN} = 0,5$ .

Quando se considera o caso em que as ondas eletrostáticas não são induzidas ( $\delta_{LN} = 0$ ) temos o processo de instabilidade modulacional eletromagnética induzida por duas ondas de Langmuir contrapropagantes ( $L \equiv T^+ + T^- + S$ ); ao tomar o campo elétrico da onda indutora de Langmuir com propagação para atrás ( $\mathcal{E}_1^-$ ) menor que o campo elétrico da onda indutora de Langmuir com propagação para frente ( $\mathcal{E}_1^+$ ), ou seja  $p < 1$ , observa-se o alargamento da banda da instabilidade convectiva. Aparece, em relação ao caso de  $p = 1$ , uma nova região convectiva à direita do modo absoluto onde  $\delta_{TN}$  é positivo. Assim, no caso das duas ondas indutoras de Langmuir serem de igual amplitude, os modos convectivos apresentam somente ondas induzidas Stokes ( $\delta_{TN} < 0$ ); se as duas ondas indutoras de Langmuir são de amplitudes diferentes modos convectivos com ondas induzidas anti-Stokes ( $\delta_{TN} > 0$ ) podem ser geradas. Observa-se, também, que as taxas de crescimento máxima ( $\Gamma_{max}$ ) para ambos os modos são de valores próximos. A Figura 3.10 apresenta as soluções da relação de dispersão para  $W\omega_{pN} = 1,0$  e  $p = 0,6$ ; estes resultados estão em concordância com os de Glanz et al. (1993) embora aqui não se tenha levado em consideração os efeitos dissipativos.

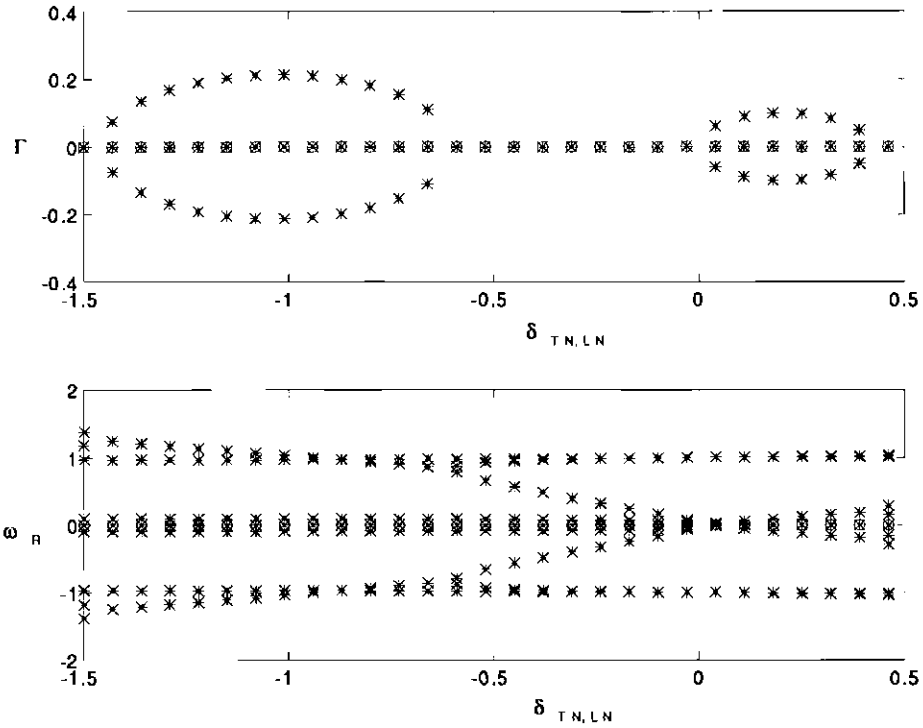


Fig. 3.8 - Solução numérica da relação de dispersão geral para os regimes convectivo (\*\*\*) e absoluto (ooo) com  $W\omega_{pN} = 0, 1$ ,  $p = 0$  e  $\delta_{LN} = 0$ .

Para estudar o caso híbrido, ou seja, em que há indução de ondas eletromagnéticas e eletrostáticas, por duas ondas de Langmuir contrapropagantes de igual amplitude, caso tratado por Rizzato e Chian (1992), se deve fixar  $p = 1, 0$ . Na Figura 3.11 e 3.12 temos as soluções da relação de dispersão para  $p = 1, 0$  e  $W\omega_{pN} = 0, 1$  quando  $\delta_{LN} > W\omega_{pN}$  e  $\delta_{LN} < W\omega_{pN}$  respectivamente.

Quando  $\delta_{LN} > W\omega_{pN}$ ,  $|\delta_{TN}| \gg |\delta_{LN}|$  e  $|W| < 1, 0$ , condições típicas no espaço interplanetário onde  $|W| \approx 10^{-8}$  e os descasamentos em frequência, eletromagnético e eletrostático, variam em uma ampla banda de valores dependendo da região do espaço, uma análise da relação de dispersão, Equação 3.28, mostra que somente ondas eletromagnéticas anti-Stokes são excitadas (Rizzato e Chian, 1992), ou seja, ocorre a instabilidade eletromagnética de dois feixes oscilantes (Chian e Alves, 1988) onde  $\delta_{TN}$  é positivo. A Figura 3.11, mostra a solução da Equação 3.28 em função de  $\delta_{TN}$  para  $W\omega_{pN} = 0, 1$ ,  $p = 1, 0$  e  $\delta_{LN} = 0, 704$ . As curvas “\*” correspondem a modos convectivos, ou seja,  $|\omega| \simeq \omega_S$ , e as curvas “o” correspondem a modos absolutos,  $\omega_R = 0$ . Estas últimas curvas reproduzem o caso (c) da Figura 5 de Rizzato e Chian (1992) onde se observa que o modo absoluto existe em uma pequena banda de valores de  $\delta_{TN} > 0$ .

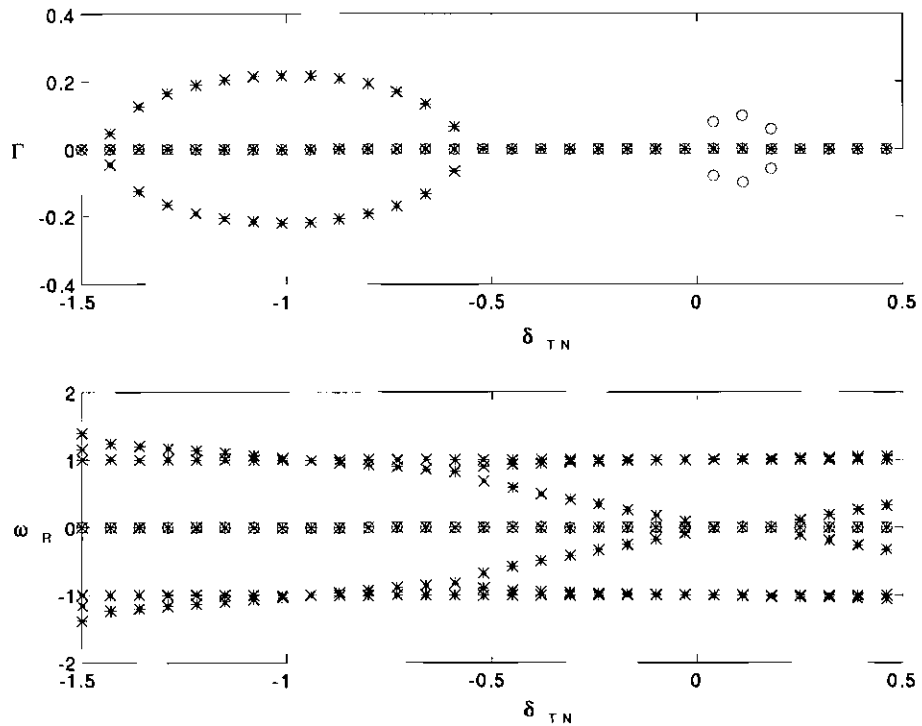


Fig. 3.9 - Solução numérica da relação de dispersão geral para para  $W\omega_{pN} = 0,1$ ,  $p = 1,0$  e  $\delta_{LN} = 0$  ou  $\delta_{TN} = 0$  com notação igual à Figura 3.8.

Quando  $\delta_{LN} < W\omega_{pN}$ , modos de Langmuir induzidos estão presentes e é possível induzir tanto ondas eletromagnéticas anti-Stokes ( $\delta_{TN} > 0$ ) como Stokes ( $\delta_{TN} < 0$ ) gerando a instabilidade absoluta ou puramente crescente também para valores negativos de  $\delta_{TN}$ . Na Figura 3.12 as curvas “\*” e “o” mostram as soluções para os modos convectivo e absoluto para este caso com  $W\omega_{pN} = 0,1$  e  $\delta_{LN} = 0,075$ . O modo absoluto reproduz o caso (b) das Figuras 5 e 6 do trabalho de Rizzato e Chian (1992) extendendo-se por todo o intervalo de valores para  $\delta_{TN}$  apresentado. O comportamento da parte real das soluções praticamente não apresenta variações com relação ao caso anterior.

Deve ser esclarecido que a relação de dispersão que se estuda leva em consideração todas as quatro ondas de Langmuir induzidas e no trabalho de Rizzato e Chian (1992) se faz um estudo de uma parte da relação de dispersão total, aquela com automodos que apresentam as duas ondas induzidas eletromagnéticas e duas das quatro ondas induzidas de Langmuir. É possível fazer esta separação quando se fixa  $p = 1$  já desde o início nas relações para as componentes de baixa frequência  $n(\mathbf{k}_S)$  e  $n(-2\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_S)$  (Equações 3.26 e 3.27) determinando os dois automodos  $n^+ = n(\mathbf{k}_S) + n(-2\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_S)$  e  $n^- = n(\mathbf{k}_S) - n(-2\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_S)$ .

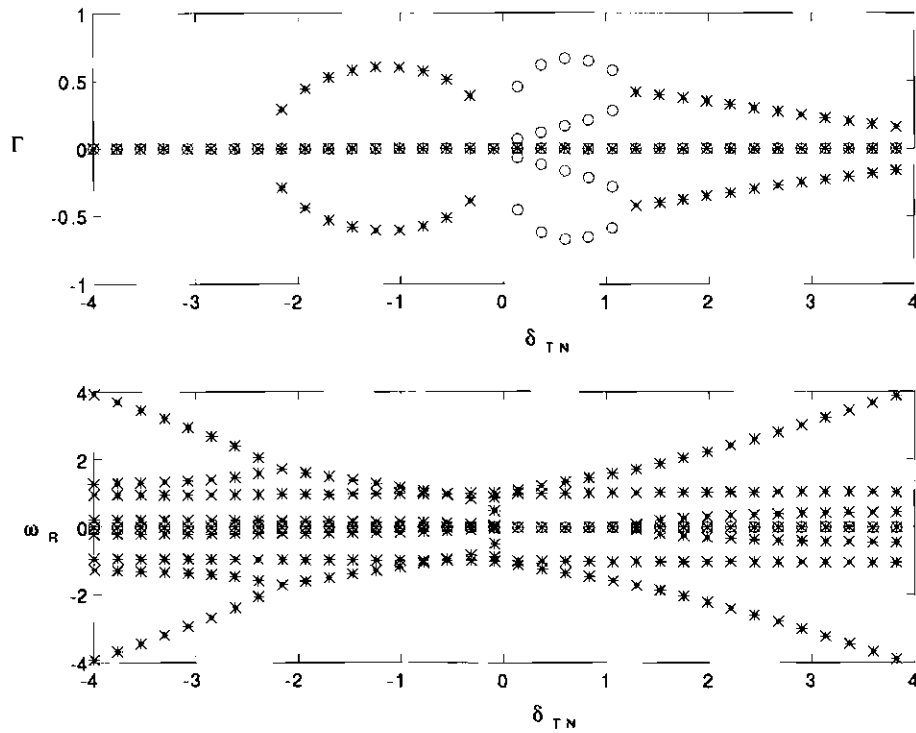


Fig. 3.10 - Solução numérica da relação de dispersão geral para  $W\omega_{pN} = 1, 0$ ,  $p = 0, 6$  e  $\delta_{LN} = 0$ ; a notação é a mesma que na Figura 3.8.

Observando estes dois últimos resultados (Figuras 3.11 e 3.12), e fazendo uma comparação com o caso desacoplado (Figura 3.6), tem-se que nos casos de instabilidade convectiva ( $\delta_{TN} < 0$ ), presentes nos processos de três e quatro ondas, uma das regiões está centrada na interseção das curvas  $T^\pm$  com  $n^\pm$ , e a outra região convectiva começa na interseção das curvas  $T^\pm$  com  $L^\pm$  e portanto, esta última, somente existe nos casos modulacionais híbridos. A região absoluta ou puramente crescente ( $\delta_{TN} > 0$ ) inicia-se no cruzamento das curvas  $T^+$  e  $T^-$ .

A seguir apresenta-se o comportamento do processo quando variamos o parâmetro “p”. Nas condições em que se pode desprezar os modos eletrostáticos induzidos, ou seja, no caso de conservar a relação  $\delta_{LN} > W\omega_{pN}$ , a taxa de crescimento máxima bem como as regiões de ambos os modos convectivo e puramente crescente apresentam crescimento na medida em que o valor do parâmetro “p” diminui. A fim de determinar com mais cuidado qual o papel de  $\mathcal{E}_1^-$ , resolveu-se a Equação (3.28) de duas maneiras com relação à energia da onda indutora  $W$ . No primeiro caso, manteve-se  $\mathcal{E}_1^+$  constante o que significa dizer que com a diminuição de “p” estamos também diminuindo o valor da amplitude total da indutora por diminuir o valor de  $\mathcal{E}_1^-$ . Observa-se que mesmo neste caso, onde se poderia esperar um decréscimo em  $\Gamma$ , observa-se um ligeiro aumento de  $\Gamma$  para o regime convectivo

para  $-\delta_{LN} < \delta_{TN} < 0$  conforme observa-se na Figura 3.13. Resolvendo-se a Equação (3.28) para outros valores de  $\delta_{LN}$  observa-se que  $\delta_T = -\delta_L$  determina o início desta região intermediária de instabilidade convectiva. A seguir, resolvemos novamente a Equação (3.28) mas agora mantendo  $W\omega_{pN}$  constante, ou seja, variando “p” estamos variando simultaneamente  $\mathcal{E}_1^+$  e  $\mathcal{E}_1^-$ . Neste caso é possível observar que o efeito de diminuir “p”, corresponde também a aumentar  $\mathcal{E}_1^+$  para compensar a diminuição de  $\mathcal{E}_1^-$ . O crescimento de  $\Gamma$  neste caso é mais pronunciado para o regime convectivo e faz-se notar também no regime absoluto o que não acontece quando se mantém  $\mathcal{E}_1^+$  constante. Estes resultados estão apresentados na Figura 3.14.

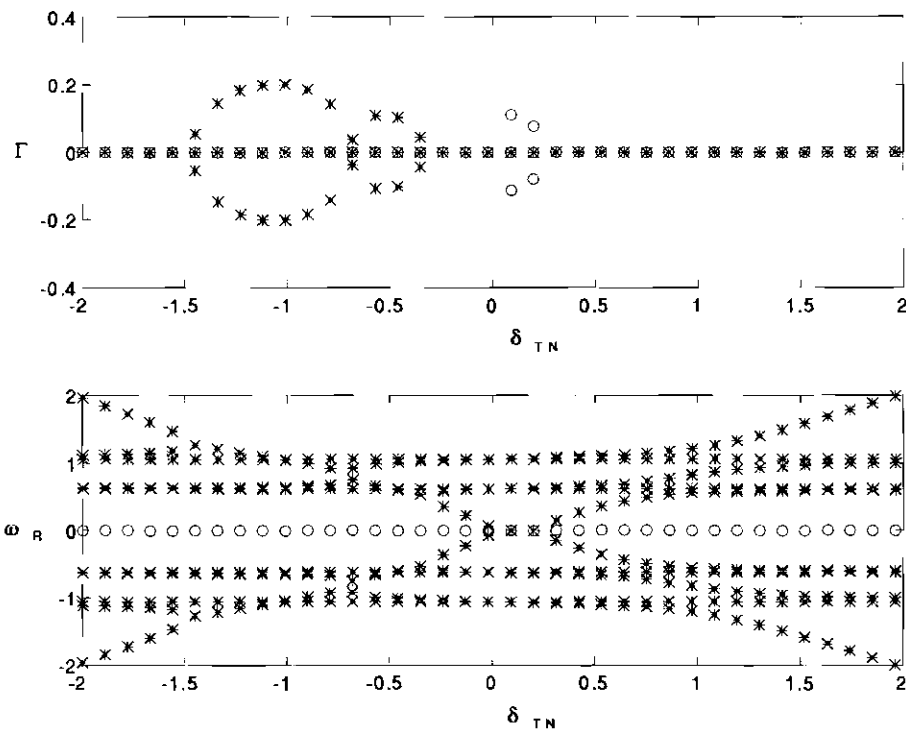


Fig. 3.11 - Solução numérica da relação de dispersão geral para  $\delta_{LN} > W$  para os regimes convectivo (\*\*\*) e absoluto (ooo) com  $W\omega_{pN} = 0,1$ ,  $p = 1,0$  e  $\delta_{LN} = 0,704$ .

No caso mais geral possível, quando estão presentes os seis tripletos, ou seja os quatro modos eletrostáticos e os dois modos eletromagnéticos induzidos ( $\delta_L < W$ ), se observam quatro regiões de instabilidade (três convectivas e uma absoluta). Duas delas são regiões convectivas que existem para valores negativos do descasamento em frequência eletromagnético ( $\delta_T < 0$ ); sendo que, como já foi dito, uma delas está sempre presente (processos de três e quatro ondas) e a outra, que é a que apresenta os mais baixos valores de  $\delta_{TN}$ , aparece no caso modulacional. Das outras duas regiões, em que  $\delta_{TN} \geq 0$ , uma é absoluta e presente em todos os casos embora para os processos de decaimento (três ondas) ela passa a ser convectiva; a

outra é convectiva aparecendo quando as ondas indutoras contra-propagantes são de amplitudes diferentes ( $p < 1$ ). Na Figuras 3.15 e 3.16 se observa o comportamento da taxa de crescimento para esta situação. À medida que “p” decresce a região onde ocorre a instabilidade absoluta diminui e deixa lugar ao surgimento de uma nova região convectiva com  $\delta_{TN}$  positivo como foi dito acima. A taxa de crescimento máxima no regime convectivo tende a manter-se constante no caso de considerar a energia da onda indutora para frente constante e diminuir a energia da onda indutora para trás via o decrescimento do parâmetro “p” como mostra a Figura 3.15. A taxa de crescimento máxima aumenta para o caso em que se considera a energia total das indutoras constante como se observa na Figura 3.16.

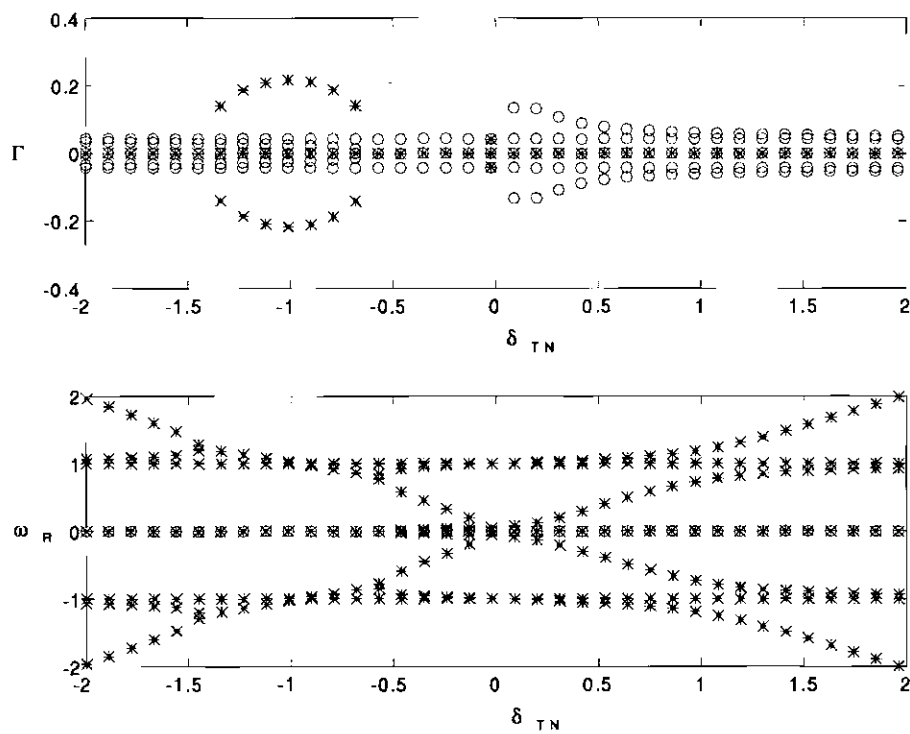


Fig. 3.12 - Solução numérica da relação de dispersão geral para  $\delta_{LN} < W$  para os regimes convectivo (xxx) e puramente crescente (ooo) com  $W\omega_{pN} = 0, 1$ ,  $p = 1, 0$  e  $\delta_{LN} = 0, 075$ .

A parte real das soluções não apresenta variações significativas e por isso não foi apresentada, melhorando assim a visualização da parte imaginária ou taxa de crescimento dos diferentes processos.



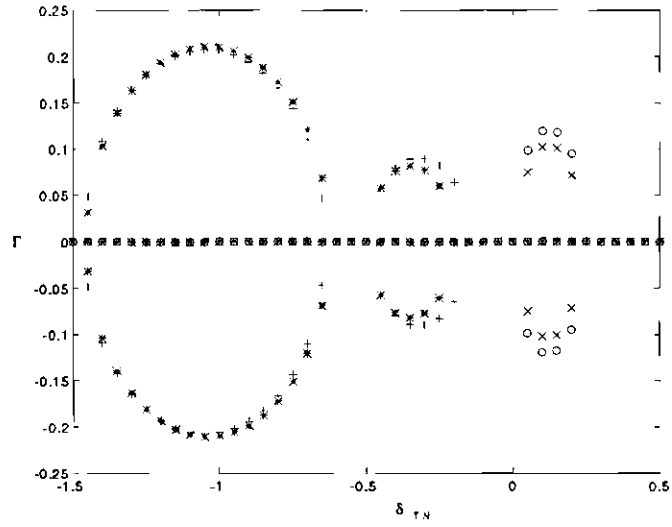


Fig. 3.13 - Gráfico de  $\Gamma$  em função de  $\delta_{TN}$ , no caso de  $\delta_{LN} > W$  com  $\delta_{LN} = 0,5$  e  $W\omega_{pN} = 0,1$  e mantendo  $\mathcal{E}^+ = \text{constante}$  para  $p = 1,0$  (\*\*\*) regime convectivo, ooo regime absoluto) e  $p = 0,3$  (+++ regime convectivo, xxx regime absoluto).

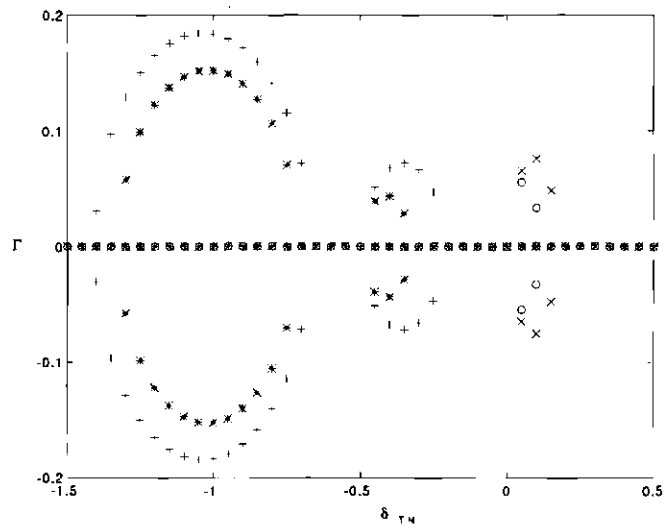


Fig. 3.14 - Gráfico de  $\Gamma$  em função de  $\delta_{TN}$  para o caso de  $\delta_{LN} > W$  com  $\delta_{LN} = 0,5$  e  $W\omega_{pN} = 0,1$  e mantendo  $W_{total} = \text{constante}$ , para  $p = 1,0$  e  $p = 0,3$ . A notação é a usada Figura 3.13.

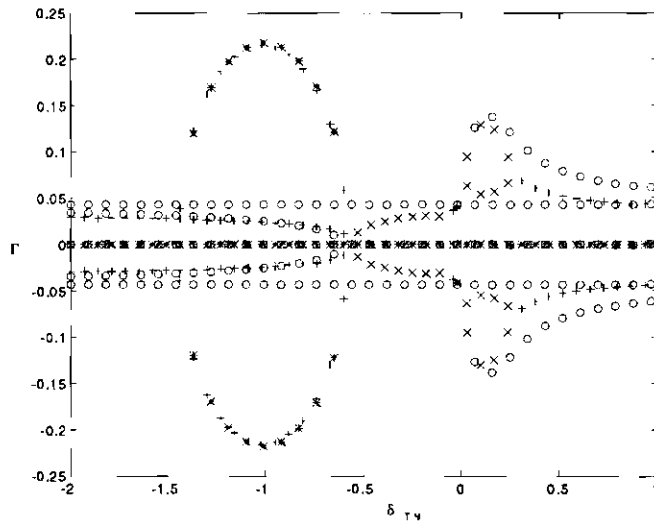


Fig. 3.15 - Gráfico de  $\Gamma$  em função de  $\delta_{TN}$ , no caso de  $\delta_{LN} < W$  com  $\delta_{LN} = 0,075$  e  $W\omega_p = 0,1$  e mantendo  $E^+$  = constante para  $p = 1,0$  e  $p = 0,5$  com notação igual à Figura 3.13.

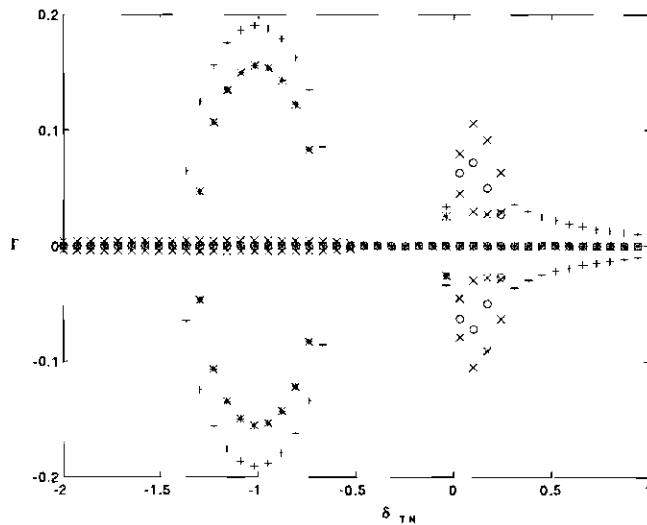


Fig. 3.16 - Gráfico de  $\Gamma$  em função de  $\delta_{TN}$ , no caso de  $\delta_{LN} < W$  com  $\delta_{LN} = 0,075$  e  $W\omega_p = 0,1$  e mantendo  $W =$  constante para  $p = 1,0$  e  $p = 0,5$  com notação igual à Figura 3.13.

## CAPÍTULO 4

# TEORIA NÃO LINEAR DE INSTABILIDADES MODULACIONAIS ESTIMULADAS INDUZIDAS POR UMA ONDA DE LANGMUIR

### 4.1 Introdução

Neste capítulo estudam-se as teorias linear e não linear dos processos de três e quatro ondas que apresentam uma onda de Langmuir como indutora. O objetivo é apresentar um modelo que explique as observações citadas no Capítulo 2 onde uma onda de Langmuir apresenta-se como indutora de outras ondas de Langmuir e ondas eletromagnéticas com a presença de ondas íon-acústicas.

As instabilidades paramétrica eletrostáticas de Langmuir apresentam, basicamente, três regimes distintos: instabilidade paramétrica de decaimento (PDI, *parametric decay instability*), instabilidade de dois feixes oscilantes (OTSI, *oscillating two-stream instability*), e instabilidade modulacional estimulada (SMI, *stimulated modulational instability*). No processo PDI, a onda indutora de Langmuir decai em outra onda de Langmuir Stokes e em uma onda íon-acústica. No processo OTSI, a onda indutora de Langmuir interage com uma perturbação da densidade do plasma puramente crescente para excitar ondas de Langmuir Stokes e anti-Stokes. Finalmente o processo SMI pode ser considerado como uma instabilidade de decaimento em que estão presentes três ondas de Langmuir (indutora, Stokes e anti-Stokes), e uma onda íon-acústica; esta última com frequência real da ordem da frequência íon-acústica. A análise tridimensional destas instabilidades eletrostáticas mostra que a taxa de crescimento máxima do processo SMI é comparável à dos processos PDI e OTSI. O número de onda para o qual ocorre o crescimento máximo é determinado pela interação de quatro ondas na qual o modo anti-Stokes é ressonante (Bardwell e Goldman, 1976; Weatherall et al., 1981). O processo OTSI é muito sensível ao campo magnético, diferentemente dos regimes SMI e PDI, que não são afetados por campos magnéticos fracos (Weatherall et al., 1981).

Apresenta-se neste capítulo os casos de instabilidade paramétrica de decaimento eletrostática ( $L_1 \rightleftharpoons L + S$ ) e eletromagnética ( $L_1 \rightleftharpoons T + S$ ) e as instabilidades modulacional estimulada eletrostática ( $L_1 \rightleftharpoons L + L + S$ ) e híbrida ( $L_1 \rightleftharpoons T + L + S$ ).

## 4.2 Dinâmica não linear da instabilidade paramétrica de decaimento

No processo de decaimento eletrostático de Langmuir  $L_1 \rightarrow L + S$  a onda indutora de Langmuir decai em uma onda retro-espalhada de Langmuir e uma onda íon acústica na direção da indutora; no processo de decaimento eletromagnético de Langmuir  $L_1 \rightarrow T + S$  a onda de Langmuir decai numa onda eletromagnética com propagação perpendicular à indutora e uma onda íon acústica que se propaga na direção da onda indutora de Langmuir. Os processos são os apresentados no Capítulo 3 quando considerou-se  $p = 0$  e  $\delta_{TN}$  ou  $\delta_{LN}$  nulos respectivamente. A Figura 4.1 mostra o diagrama de casamento de fase do primeiro processo; como as três ondas são eletrostáticas seus vetores de ondas são colineares. A Figura 4.2 mostra o diagrama de casamento de fase (a) e a cinemática (b) do segundo processo; neste processo temos ondas eletrostáticas (L, S) e ondas eletromagnéticas (T), com a cinemática dos vetores de ondas bi-dimensional sendo que o processo acontece desde que  $|\mathbf{k}_T| \ll |\mathbf{k}_L|, |\mathbf{k}_S|$  já que  $\omega_T \approx \omega_1 \gg \omega_S$ .

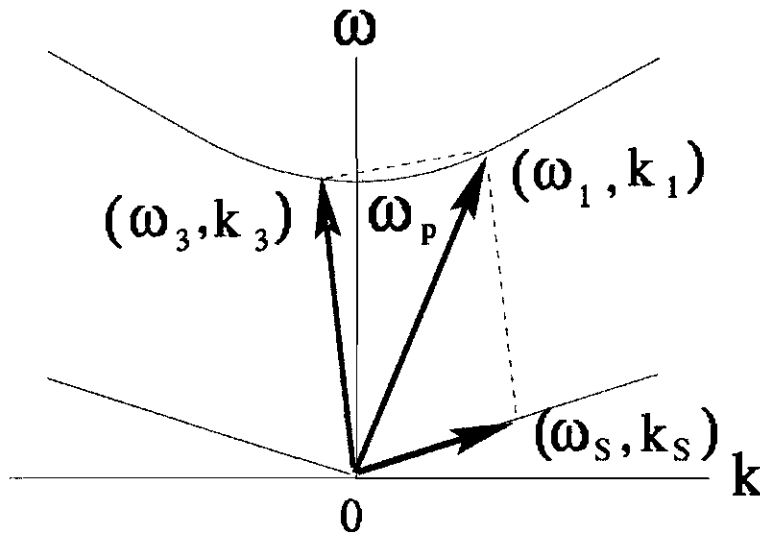


Fig. 4.1 - Diagrama de casamento de fase para o processo  $L_1 \rightleftharpoons L_3 + S$  onde o vetor  $(\omega_1, k_1)$  representa a onda indutora de Langmuir, o vetor  $(\omega_S, k_S)$  a onda íon-acústica e o vetor  $(\omega_3, k_3)$  a onda induzida de Langmuir.

O conjunto das equações de onda não lineares que governam o processo de decaimento eletrostático de uma onda de Langmuir,  $L_1 \rightarrow L + S$  obtidas a partir das equações eletrostáticas de Zakharov (3.14) e (3.15) (Zakharov, 1972;

Chian e Alves, 1988; Chian, 1991) são:

$$(\partial_t^2 - \nu_L \partial_t - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_1 = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathbf{E}_L, \quad (4.1)$$

$$(\partial_t^2 - \nu_S \partial_t - v_S^2 \nabla^2) n = \frac{\varepsilon_0}{2m_i} \nabla^2 \langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_L \rangle, \quad (4.2)$$

$$(\partial_t^2 - \nu_L \partial_t - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_L = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathbf{E}_1. \quad (4.3)$$

onde  $\mathbf{E}_1$  é o campo elétrico da onda indutora de Langmuir,  $\mathbf{E}_L$  é o campo elétrico da onda induzida de Langmuir,  $\nu_L$  é a frequência de amortecimento da onda de Langmuir, devido ao amortecimento Landau e ao amortecimento colisional elétron-iônico e  $\nu_S$  é a frequência de amortecimento da onda íon acústica ou frequência de amortecimento iônica de Landau. e  $\langle \rangle$  indica média temporal na escala rápida.

Para o caso de decaimento eletromagnético de uma onda de Langmuir  $L_1 \rightarrow T + S$ , o sistema de equações que se obtém das equações generalizadas de Zakharov (3.12) e (3.13) (Shukla et al., 1983; Rizzato e Chian, 1992; Glanz et al., 1993; Chian e Rizzato, 1994b) é:

$$(\partial_t^2 - \nu_L \partial_t - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_1 = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathbf{E}_T, \quad (4.4)$$

$$(\partial_t^2 - \nu_S \partial_t - v_S^2 \nabla^2) n = \frac{\varepsilon_0}{2m_i} \nabla^2 \langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_T \rangle, \quad (4.5)$$

$$(\partial_t^2 - \nu_T \partial_t - c^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_T = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathbf{E}_1. \quad (4.6)$$

onde  $\mathbf{E}_T$  é o campo elétrico da onda eletromagnética induzida e  $\nu_T$  é a frequência de amortecimento da onda eletromagnética ou frequência de amortecimento colisional elétron-íon. Nas Equações (4.4) e (4.6) toma-se as partes transversal e longitudinal, respectivamente, da equação generalizada de Zakharov de alta frequência. Em geral, os campos eletrostático e eletromagnético são acoplados pelo operador de onda da equação generalizada de Zakharov de alta frequência. No caso do modo puramente crescente, Rizzato e Chian (1992) mostraram que se  $W \ll \delta_L / \omega_{pe}$ , onde  $W = \varepsilon_0 E_1^2 / 2n_0 K_B T_e$  e  $\delta_L \approx \omega_L - \omega_1$ , é o descasamento entre a frequência da onda indutora de Langmuir ( $\omega_1$ ) e a frequência linear da onda induzida de Langmuir ( $\omega_L$ ), o campo eletrostático induzido de alta frequência pode ser desprezado.

O acoplamento não linear das ondas é o que permite a transferência de energia na interação destas ondas; assim, em geral, os campos das ondas passam



a ser variáveis no tempo e no espaço. O pacote da modulação da amplitude dos campos elétricos, na interação não linear, pode ser representado por  $\mathbf{E}_\alpha(\mathbf{r}, t) = 1/2\mathcal{E}_\alpha(\mathbf{r}, t)\exp i\theta_\alpha + c.c.$ , onde  $\mathcal{E}_\alpha(\mathbf{r}, t)$  representa a variação lenta do envelope tal que  $|\partial_r^2 \mathcal{E}_\alpha| \ll |k_\alpha \partial_r \mathcal{E}_\alpha|$  e  $|\partial_t^2 \mathcal{E}_\alpha| \ll |\omega_\alpha \partial_t \mathcal{E}_\alpha|$ ,  $\theta_\alpha = \mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{r} - \omega_\alpha t$  é a variação rápida da fase e  $j$  indica cada uma das ondas participantes. Da mesma forma procede-se para as variações da densidade iônica,  $n(\mathbf{r}, t) = 1/2n \exp i(\mathbf{k}_S \cdot \mathbf{r} - \omega_S t) + c.c.$ . A aproximação que se está adotando, de variação lenta na amplitude, implica em fraca não linearidade e é equivalente a desprezar a componente do campo que se propaga na direção oposta (Shen, 1984).

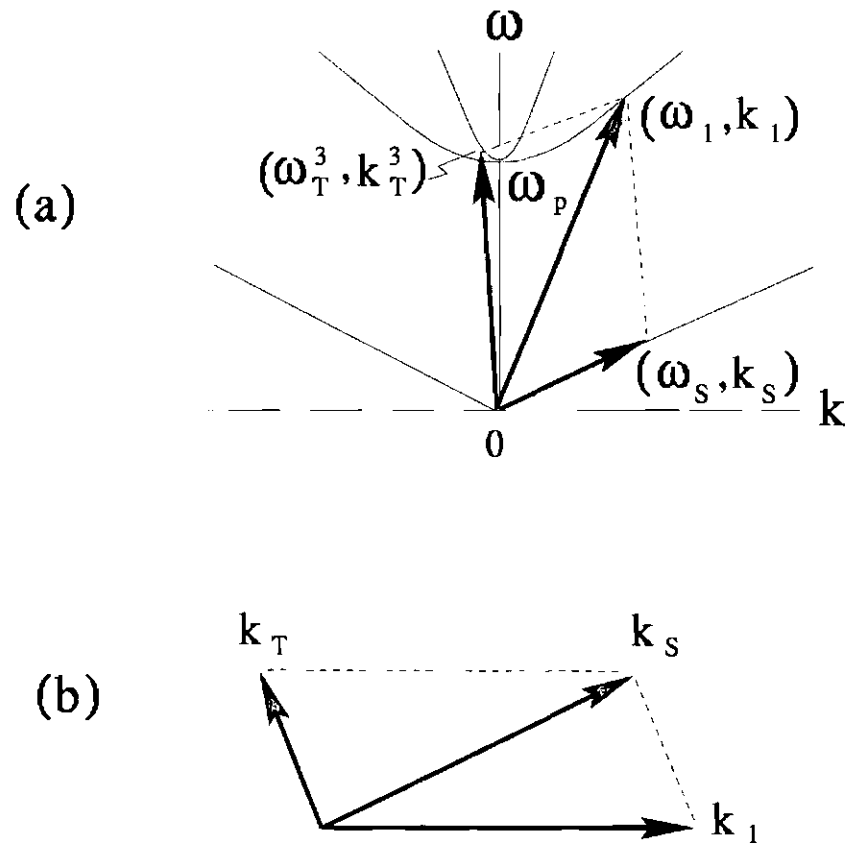


Fig. 4.2 - Diagrama de casamento de fase (a) e cinemática de vetor de onda (b) do processo  $L_1 \rightleftharpoons T_3 + S$  onde o vetor  $(\omega_1, k_1)$  representa a onda indutora de Langmuir, o vetor  $(\omega_S, k_S)$  a onda íon-acústica e o vetor  $(\omega_3, k_3)$  a onda induzida eletromagnética.

Considerando somente os modos ressonantes, com as relações de dispersão lineares dadas por as expressões (3.2), (3.3) e (3.4) para as três ondas, temos as seguintes condições no casamento de fase:  $\omega_1 \approx \omega_L + \omega_S$  e  $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_L + \mathbf{k}_S$  no caso do decaimento eletrostático e  $\omega_1 \approx \omega_T + \omega_S$  e  $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_T + \mathbf{k}_S$  no caso de decaimento eletromagnético. Assume-se assim perfeito casamento no vetor de onda e um pequeno descasamento na frequência.

A fim de interpretar as variações temporais do campo elétrico que vêm sendo observadas no espaço trata-se a dinâmica temporal das ondas. Aplica-se a representação modulacional acima citada no conjunto de Equações (4.1)-(4.3) e obtém-se:

$$(\partial_t + \nu_L/2)\mathcal{E}_1 = -(ek_S/4m_e\omega_1)\mathcal{E}_L\mathcal{E}_S \exp i\delta_L t, \quad (4.7)$$

$$(\partial_t + \nu_S/2)\mathcal{E}_S = (ek_S/8m_i\omega_S)\mathcal{E}_1\mathcal{E}_L^* \exp -i\delta_L t, \quad (4.8)$$

$$(\partial_t + \nu_L/2)\mathcal{E}_L = (ek_S/4m_e\omega_L)\mathcal{E}_1\mathcal{E}_S^* \exp -i\delta_L t, \quad (4.9)$$

onde  $\delta_L = \omega_1 - \omega_L - \omega_S$  é a frequência de descasamento. Procedendo-se de forma similar para o processo de decaimento de Langmuir eletromagnético, obtém-se:

$$(\partial_t + \nu_L/2)\mathcal{E}_1 = -(ek_S/4m_e\omega_1)\mathcal{E}_T\mathcal{E}_S \exp i\delta_T t, \quad (4.10)$$

$$(\partial_t + \nu_S/2)\mathcal{E}_S = (ek_S/8m_i\omega_S)\mathcal{E}_1\mathcal{E}_T^* \exp -i\delta_T t, \quad (4.11)$$

$$(\partial_t + \nu_T/2)\mathcal{E}_T = (ek_S/4m_e\omega_T)\mathcal{E}_1\mathcal{E}_S^* \exp -i\delta_T t, \quad (4.12)$$

onde, neste caso, a frequência de descasamento é  $\delta_T = \omega_1 - \omega_T - \omega_S$ . Deve ser observado que para obter as Equações (4.7)-(4.9) e (4.10)-(4.12) se fez uso da equação linearizada de Poisson  $E_S = ien/\epsilon_0 k_S$  e da aproximação  $\omega_1 \sim \omega_L \sim \omega_T \sim \omega_{pe}$ .

Na teoria linear,  $\partial_t \mathbf{E}_1 = 0$ . Uma análise de Fourier das Equações (4.2)-(4.3) e (4.5)-(4.6) permite obter a seguinte relação de dispersão não linear:

$$\begin{aligned} \left( \omega + i\frac{\nu_{L,T}}{2} - \frac{\gamma_c v_{ih}^2 k_1 k_S}{\omega_1} + \frac{\gamma_e v_{ih}^2 k_S^2}{2\omega_1} \right) (\omega^2 + i\nu_S \omega - v_S^2 k_S^2) = \\ = -\frac{e^2 k_S^2}{4m_i m_e \omega_S \omega_{pe}} |\mathbf{E}_1|^2. \end{aligned} \quad (4.13)$$

A partir dela e considerando  $\omega = \omega_R + i\Gamma$  com  $\omega_R \approx \omega_S$  e  $\Gamma \gg \nu_{T,L}$ ,  $\nu_S$  e  $\omega_R$  se obtém a taxa de crescimento, que é similar para ambos os processos, e dada por:

$$\Gamma = (2m_e m_i \omega_S \omega_{pe})^{-1/2} ek_S |\mathbf{E}_1|/2. \quad (4.14)$$

O valor mínimo do campo elétrico da onda indutora necessário para que ocorra a instabilidade é denominado limiar da instabilidade. Para sua obtenção considera-se  $\omega = \omega_R$ , ( $\Gamma = 0$ ) e

$$|\mathbf{E}_1| = \frac{1}{ek_S} [m_i m_e \omega_S \omega_{pe} \nu_S \nu_{T,L}]^{1/2}. \quad (4.15)$$



Na teoria não linear se leva em consideração a variação temporal da amplitude da onda indutora de Langmuir. A solução não linear das Equações (4.7)-(4.9) e (4.10)-(4.12) é facilitada pela introdução das variáveis reais  $F_\alpha$  e  $\phi_\alpha$ , onde define-se  $\mathcal{E}_\alpha = \beta_\alpha F_\alpha^{1/2} \exp i\phi_\alpha$ , onde  $j = 1, 2, 3$  (Walters e Lewak, 1977; Lopes e Chian, 1995; Chian e Abalde, 1995). A substituição desta representação polar no conjunto de equações acima citadas permite obter o seguinte sistema de equações:

$$\dot{F}_1 = 2(F_1 F_2 F_3)^{1/2} \cos \phi - \nu'_1 F_1, \quad (4.16)$$

$$\dot{F}_2 = -2(F_1 F_2 F_3)^{1/2} \cos \phi - \nu'_2 F_2, \quad (4.17)$$

$$\dot{F}_3 = -2(F_1 F_2 F_3)^{1/2} \cos \phi - \nu'_3 F_3, \quad (4.18)$$

$$\dot{\phi} = [(F_1 F_2 / F_3)^{1/2} + (F_1 F_3 / F_2)^{1/2} - (F_2 F_3 / F_1)^{1/2}] \sin \phi + \delta, \quad (4.19)$$

onde  $\phi \equiv \phi_1 - \phi_2 - \phi_3$ ,  $\delta \equiv \delta_{L,T}/\omega_{pe}$  e  $\nu'_\alpha = \nu_\alpha/2\omega_{pe}$ ; o sub-índice 1 representa a onda indutora de Langmuir, 2 a onda íon acústica, e 3 a onda induzida de Langmuir no processo  $L_1 \rightarrow L + S$  e a onda induzida eletromagnética no processo  $L_1 \rightarrow T + S$ ; o ponto indica diferenciação com respeito a  $\tau = \omega_{pe} t$ . No processo de decaimento de Langmuir eletrostático  $L_1 \rightarrow L + S$ , os parâmetros  $\beta_\alpha$  são dados por:

$$\beta_1 = (4\omega_p/ek_S)(2m_e m_i \omega_L \omega_S)^{1/2}, \quad (4.20)$$

$$\beta_2 = (4m_e \omega_p/ek_S)(\omega_1 \omega_L)^{1/2} \exp i\delta t, \quad (4.21)$$

$$\beta_3 = (4\omega_p/ek_S)(2m_e m_i \omega_1 \omega_S)^{1/2}. \quad (4.22)$$

Para o processo de decaimento de Langmuir eletromagnético  $L_1 \rightarrow T + S$ , os  $\beta_\alpha$  são definidos da seguinte forma:

$$\beta_1 = (4\omega_p/ek_S)(2m_e m_i \omega_T \omega_S)^{1/2}, \quad (4.23)$$

$$\beta_2 = (4m_e \omega_p/ek_S)(\omega_1 \omega_T)^{1/2} \exp i\delta t, \quad (4.24)$$

$$\beta_3 = (4\omega_p/ek_S)(2m_e m_i \omega_1 \omega_S)^{1/2}. \quad (4.25)$$

Na ausência de dissipação, e considerando o sistema de Equações (4.16)-(4.19) podem ser derivadas as seguintes leis de conservação de energia conhecidas como relações de Manley-Rowe (Lashmore-Davies, 1981):

$$F_1 + F_2 = c_1, \quad F_1 + F_3 = c_2, \quad (4.26)$$

e a Hamiltoniana do sistema,

$$H = 2(F_1 F_2 F_3)^{1/2} \sin \phi - \delta F_2, \quad (4.27)$$

onde  $c_1$ ,  $c_2$  e  $H$  são constantes de movimento do sistema. Tomando  $F_1(0) = c_1$ ,  $F_2(0) = c_2 - c_1$  e  $F_3(0) = 0$  como condições iniciais obtém-se a seguinte solução para a onda indutora de Langmuir (Byrd e Friedmann, 1971):

$$F_1(\tau) = a_0 + (a_0 - a_1) \operatorname{sn}^2[(a_2 - a_1)^{1/2} \tau, ((a_0 - a_1)/(a_2 - a_1))^{1/2}], \quad (4.28)$$

onde “sn” é a função seno-elíptico,  $a_0 = c_1$  e  $a_{1,2} = (1/2)[c_2 + \delta^2 \pm ((c_2 + \delta^2)^2 - 4c_1\delta^2)^{1/2}]$ , com  $a_0$  e  $a_1$  sendo os valores máximo e mínimo de  $F_1(\tau)$ , respectivamente. As soluções para  $F_2$  e  $F_3$  podem ser obtidas de (4.28) e das relações (4.26). Pode ser observado que o período da modulação não linear é dado por:

$$P = 2K \left[ \sqrt{(a_0 - a_1)/(a_2 - a_1)} \right] / \sqrt{a_2 - a_1}, \quad (4.29)$$

onde  $K$  é a integral elíptica de primeira espécie. A Equação (4.29) indica que o período da modulação não linear é função da amplitude de onda.

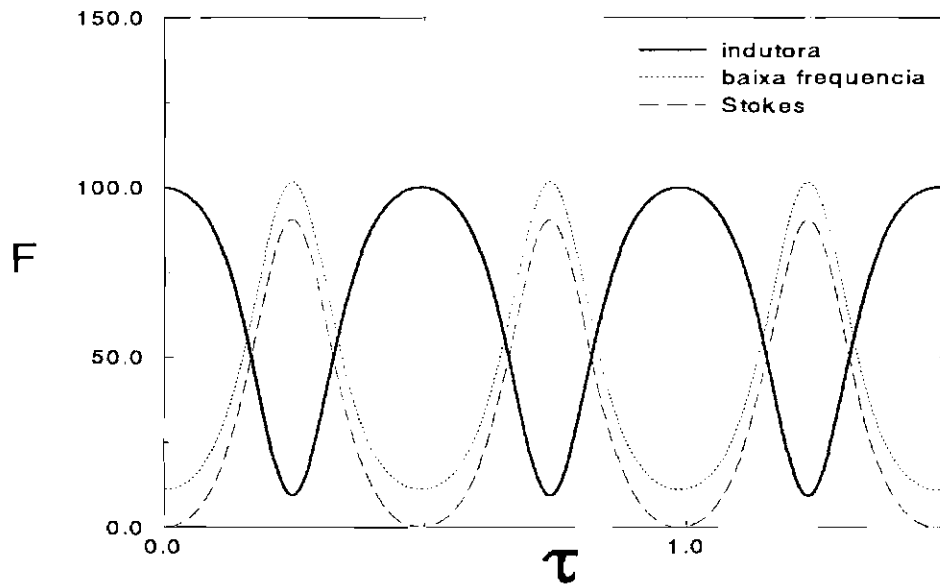


Fig. 4.3 - Variação temporal da modulação nos processos de decaimento de três ondas  $L_1 \Rightarrow L_3 + S$  ou  $L_1 \Rightarrow T_3 + S$  com as seguintes condições iniciais:  $F_1 = 100,01$ ;  $F_2 = 10$ ;  $F_3 = 0$  e  $\delta = 1$ .

Na Figura 4.3 se apresenta a variação temporal da modulação das três ondas onde a onda indutora é uma onda de Langmuir, a onda de baixa frequência é

uma onda íon acústica e a onda Stokes é uma onda de Langmuir ou eletromagnética de alta frequência.

### 4.3 Dinâmica não linear da instabilidade modulacional estimulada eletrostática

Nesta seção apresentam-se os estudos linear e não linear da instabilidade modulacional estimulada eletrostática de Langmuir ( $L_1 \rightleftharpoons L_4 + L_3 + S$ ) onde o acoplamento das quatro ondas se realiza via interação paramétrica de dois tripletos:  $L_1 \rightleftharpoons L_3 + S$  e  $L_4 \rightleftharpoons L_1 + S$ . O processo foi apresentado no Capítulo 3 quando estudada a relação de dispersão geral para  $p = 1$ ,  $\delta_{TN} = 0$  e  $\delta_{LN} = 1$ , sendo que aqui se considera apenas um modo de baixa frequência, um *grating*, e portanto duas ondas induzidas de Langmuir de alta frequência. A Figura 4.4 apresenta o diagrama de casamento de fase deste processo.

A instabilidade modulacional estimulada de Langmuir é de grande interesse no estudo das explosões de rádio solar (Bardwell e Goldman, 1976; Bingham e Lashmore-Davies, 1979a; Weatherall et al., 1981; Goldman, 1984; Chian e Alves, 1988) e muito importante próximo da camada de densidade crítica em experimentos com laser de plasmas em laboratório (Leung et al., 1982; Cheung et al., 1982; Gandy et al., 1985) e em experimentos ativos no espaço (Longinov et al., 1976; Thidé et al., 1982, 1989) onde se apresentam intensas ondas de Langmuir. Estudos anteriores deste processo fazem uma análise linear da estabilidade (Bardwell e Goldman, 1976; Weatherall et al., 1981). Aqui apresenta-se a teoria não linear onde se observam estados saturados.

O acoplamento não linear unidimensional de ondas de Langmuir e íon-acústicas é governado pelas equações eletrostáticas de Zakharov (3.14)-(3.15) (Zakharov, 1972; Goldman, 1984; Chian, 1991).

No estudo deste processo de quatro ondas define-se o campo elétrico total da onda de Langmuir como sendo  $E = E_1 + E_3 + E_4$ , onde os sub-índices (0, 3, 4) designam a onda de Langmuir indutora, Stokes e anti-Stokes respectivamente. Este processo de quatro ondas satisfaz as seguintes condições de casamento de fase,

$$\omega_3 \approx \omega_1 - \omega_S, \quad k_3 = k_1 - k_S, \quad \omega_4 \approx \omega_1 + \omega_S, \quad k_4 = k_1 + k_S, \quad (4.30)$$

onde supõe-se casamento perfeito no vetor de onda, permitindo porém, um pequeno descasamento na frequência.

Note que cada processo de quatro ondas envolve o acoplamento de dois tripletos; focaliza-se a atenção na dinâmica temporal do processo, para fazer, posteriormente, comparações com os dados observacionais disponíveis e apresentados no Capítulo 2.

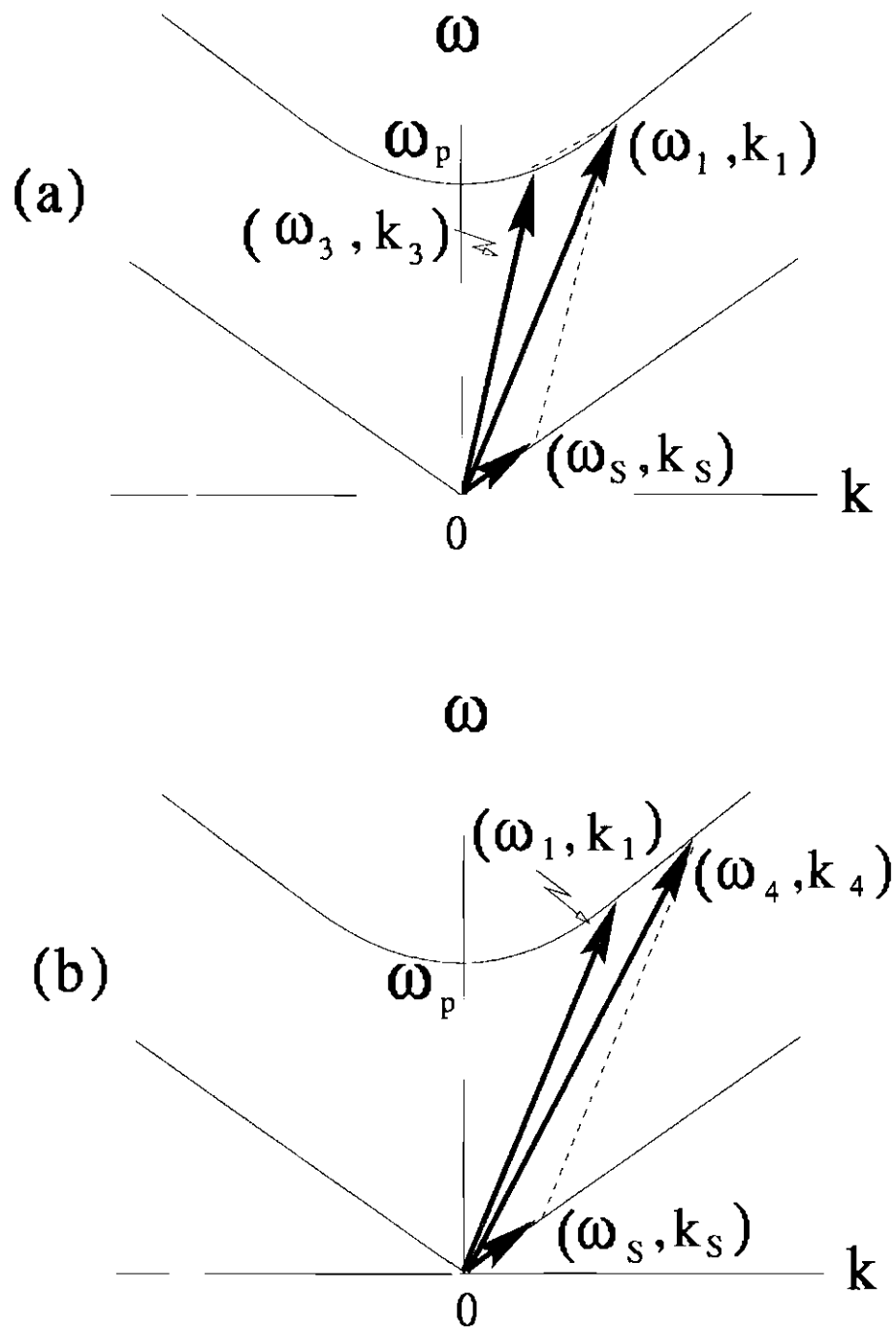


Fig. 4.4 - Diagrama de casamento de fase da instabilidade modulacional estimulada eletrostática onde temos o tripleto  $L_1 \rightleftharpoons L_3 + S$  na parte (a) e o tripleto  $L_4 \rightleftharpoons L_1 + S$  na parte (b) onde o vetor  $(\omega_1, k_1)$  representa a onda indutora de Langmuir, o vetor  $(\omega_s, k_s)$  a onda íon-acústica e o vetor  $(\omega_3, k_3)$  a onda induzida de Langmuir Stokes e  $(\omega_4, k_4)$  a onda induzida de Langmuir anti-Stokes.

Procedendo-se de igual forma que na seção anterior e partindo das Equações (3.14)-(3.15) se tem o seguinte sistema dinâmico complexo

$$(\partial_t^2 + \nu_L \partial_t - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_1 = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} [n \mathbf{E}_3 + n^* \mathbf{E}_4], \quad (4.31)$$

$$(\partial_t^2 + \nu_S \partial_t - v_S^2 \nabla^2) n = -\frac{\epsilon_0}{2m_i} [\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_3^* + \mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_4], \quad (4.32)$$

$$(\partial_t^2 + \nu_L \partial_t - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_3 = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} [n^* \mathbf{E}_1], \quad (4.33)$$

$$(\partial_t^2 + \nu_L \partial_t - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_4 = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} [n \mathbf{E}_1], \quad (4.34)$$

A análise linear da instabilidade modulacional estimulada eletrostática de Langmuir pode ser feita considerando nulas as variações do campo elétrico da onda indutora,  $\partial_t \mathbf{E}_1 = 0$  e  $|\mathbf{E}_1| \gg |\mathbf{E}_3|, |\mathbf{E}_4|$  e  $|\mathbf{E}_S|$ . A análise de Fourier das Equações (4.32)-(4.34) determina a relação dispersão:

$$\left( \omega + i \frac{\nu_L}{2} - \frac{\gamma_e v_{th}^2 k_1 k_S}{\omega_1} + \frac{\gamma_e v_{th}^2 k_S^2}{2\omega_1} \right) \left( \omega + i \frac{\nu_L}{2} - \frac{\gamma_e v_{th}^2 k_1 k_S}{\omega_1} - \frac{\gamma_e v_{th}^2 k_S^2}{2\omega_1} \right) \times \\ \times (\omega^2 + i \nu_S \omega - v_S^2 k_S^2) = -\frac{e^2 k_S^4 \gamma_e v_{th}^2}{8m_i m_e \omega_S \omega_{pe}^2} |\mathbf{E}_1|^2. \quad (4.35)$$

A partir da Equação (4.35) e considerando as dissipações nulas ( $\nu_L = \nu_S = 0$ ) se obtém a taxa de crescimento

$$\Gamma = \sqrt{3} k_S / 2 [(e^2 \gamma_e v_{th}^2 |\mathbf{E}_1|^2) / (4m_i m_e \nu_S \omega_1^2)]^{1/3}. \quad (4.36)$$

No limiar da instabilidade tem-se  $\omega = \omega_R \approx \omega_S$ , ( $\Gamma = 0$ ), e

$$|\mathbf{E}_1| = \frac{1}{ek_S} [2m_i m_e \omega_S \omega_{pe} \nu_S \nu_{T,L}]^{1/2}. \quad (4.37)$$

Note-se que o valor do limiar para este processo modulacional estimulado, Equação (4.37), é o mesmo que para os processos de três ondas vistos na seção anterior, Equação (4.15); isto é devido a que os automodos naturais das ondas íon acústicas estão presentes em ambos casos.

Introduzindo a representação modulacional nas Equações (4.31)-(4.34) se obtém o sistema

$$(\partial_t + \nu_L/2) \mathcal{E}_1 = c_3 \omega_1 [\mathcal{E}_S \mathcal{E}_3 \exp i\delta_3 t - \nu \mathcal{E}_S^* \mathcal{E}_4 \exp i\delta_4 t], \quad (4.38)$$

$$(\partial_t + \nu_S/2)\mathcal{E}_S = -c_3 \left( \frac{m_e \omega_p^2}{2m_i \omega_S} \right) [\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_3^* \exp -i\delta_3 t + r \mathcal{E}_1^* \mathcal{E}_4 \exp i\delta_4 t], \quad (4.39)$$

$$(\partial_t + \nu_L/2)\mathcal{E}_3 = -c_3 \omega_3 \mathcal{E}_S^* \mathcal{E}_1 \exp -i\delta_3 t, \quad (4.40)$$

$$(\partial_t + \nu_L/2)\mathcal{E}_4 = c_4 \omega_4 \mathcal{E}_S \mathcal{E}_1 \exp -i\delta_4 t, \quad (4.41)$$

onde os coeficientes de acoplamento são  $c_3 = (ek_S)/(4m_e w_1 w_3)$ ,  $c_4 = (ek_S)/(4m_e w_1 w_4)$ ; os parâmetros de descasamento em frequência para cada um dos dois tripletos é  $\delta_3 = \omega_1 - \omega_S - \omega_3$  e  $\delta_4 = \omega_1 + \omega_S - \omega_4$ .

A análise das soluções não lineares das Equações (4.38)-(4.41) é simplificada introduzindo a transformação  $\mathcal{E}_\alpha = \beta_\alpha F_\alpha^{1/2} \exp i\phi_\alpha$ , onde a amplitude  $F_\alpha$  e a fase  $\phi_\alpha$  são variáveis reais, e  $\beta_\alpha$  são constantes de normalização complexas. Substituindo esta representação polar nas Equações (4.38)-(4.41) se obtém o seguinte sistema

$$\dot{F}_1 = 2(F_1 F_2 F_3)^{1/2} \cos \phi_- - 2r(F_1 F_2 F_4)^{1/2} \cos \phi_+ - \nu'_1 F_1, \quad (4.42)$$

$$\dot{F}_2 = -2(F_1 F_2 F_3)^{1/2} \cos \phi_- - 2r(F_1 F_2 F_4)^{1/2} \cos \phi_+ - \nu'_2 F_2, \quad (4.43)$$

$$\dot{F}_3 = -2(F_1 F_2 F_3)^{1/2} \cos \phi_- - \nu'_3 F_3, \quad (4.44)$$

$$\dot{F}_4 = 2r(F_1 F_2 F_4)^{1/2} \cos \phi_+ - \nu'_4 F_4, \quad (4.45)$$

$$\dot{\phi}_- = 1/2[H + \delta'_3 F_3 + \delta'_4 F_4][1/F_2 - 1/F_1] + (F_1 F_2/F_3)^{1/2} \sin \phi_- - \delta'_3, \quad (4.46)$$

$$\dot{\phi}_+ = 1/2[H + \delta'_3 F_3 + \delta'_4 F_4][-1/F_2 - 1/F_1] - r(F_1 F_2 F_4)^{1/2} \sin \phi_+ - \delta'_4, \quad (4.47)$$

onde, na ausência de dissipação ( $\nu'_\alpha = 0$ ),  $H$  é a Hamiltoniana do sistema

$$H = 2(F_1 F_2)^{1/2}(F_3^{1/2} \sin \phi_- - r F_4^{1/2} \sin \phi_+) - \delta_3 F_3 - \delta_4 F_4. \quad (4.48)$$

O parâmetro  $r$  é definido como a razão entre os coeficientes de acoplamento dos modos anti-Stokes e Stokes induzidos:

$$r = c_4/c_3. \quad (4.49)$$

Os novos parâmetros de fase são:  $\phi_- = \phi_1 - \phi_2 - \phi_3$  e  $\phi_+ = \phi_1 + \phi_2 - \phi_4$  com  $\delta'_{3,4} = \delta_{3,4}/\omega_{pe}$ ;  $\nu'_\alpha = \nu_\alpha/\omega_{pe}$  e as constantes de normalização são

$$\beta_1 = (4w_1/ek_S w_p)(2m_e m_i \omega_S \omega_3)^{1/2}, \quad (4.50)$$

$$\beta_2 = (4m_c/ek_S)(\omega_1\omega_3)^{1/2}, \quad (4.51)$$

$$\beta_3 = (4w_3/ek_S w_p)(2m_e m_i \omega_1 \omega_S)^{1/2} \exp i\delta_3 t, \quad (4.52)$$

$$\beta_4 = (4w_4/ek_S w_p)(2m_e m_i \omega_1 \omega_S)^{1/2} \exp i\delta_4 t. \quad (4.53)$$

Nas Equações (4.42) a (4.47) o sub-índice 1 denota a onda indutora de Langmuir, 2 denota a onda íon-acústica, 3 denota a onda de Langmuir Stokes e 4 denota a onda de Langmuir anti-Stokes. Além da Hamiltoniana dada pela Equação (4.48), o sistema de Equações (4.42)-(4.47), considerando-o sem dissipação, admite outras duas constantes de movimento conhecidas por relações de Manley-Rowe (Lashmore-Davies, 1981),

$$F_1 + F_3 + F_4 = c_1, \quad (4.54)$$

$$F_2 - F_3 + F_4 = c_2. \quad (4.55)$$

No caso de casamento perfeito em frequência,  $\delta_3 = \delta_4 = 0$ , pode-se obter soluções analíticas do sistema de Equações (4.42)-(4.47) se considera-se o valor da Hamiltoniana nulo. Isto pode ser feito, por exemplo, considerando as condições iniciais  $F_3(0) = F_4(0) = 0$  e assim se obtém da Equação (4.48) que  $H = 0$ ; e dessas mesmas condições pode-se obter  $F_4 = r^2 F_3$ . Finalmente, as soluções para as quatro ondas são:

$$F_1 = c_1 \operatorname{sn}^2[(a_1 - a_2)^{1/2} \tau, ((a_1)/(a_1 - a_2))^{1/2}], \quad (4.56)$$

$$F_2 = c_2 + (1 - r^2) a_1 \operatorname{cn}^2[(a_1 - a_2)^{1/2} \tau, ((a_1)/(a_1 - a_2))^{1/2}], \quad (4.57)$$

$$F_3 = a_1 \operatorname{cn}^2[(a_1 - a_2)^{1/2} \tau, ((a_1)/(a_1 - a_2))^{1/2}], \quad (4.58)$$

$$F_4 = r^2 a_1 \operatorname{cn}^2[(a_1 - a_2)^{1/2} \tau, ((a_1)/(a_1 - a_2))^{1/2}], \quad (4.59)$$

onde "cn" é a função cosseno-elíptico,  $a_1 = c_1/(1 + r^2)$  e  $a_2 = c_2/(r^2 - 1)$ .

A Figura 4.5 (a) ilustra este caso para  $\delta_3 = \delta_4 = 0$  e  $r = 0,9$ . Quando o modo anti-Stokes  $F_4$  é não ressonante o parâmetro  $r$  torna-se zero e este caso degenera para o processo de decaimento de três ondas  $L_1 \rightarrow L + S$  visto na seção anterior. No limite  $r = 1$ ,  $F_3 = F_4$  e  $F_2 = c_2 = \text{constante}$ , o módulo da função cosseno elíptico,  $(a_1/(a_1 - a_2))^{1/2}$ , vai para zero desde que  $a_2 \rightarrow \infty$ , e a função elíptica na Equação (4.56) torna-se uma função senoidal, como mostra a Figura 4.5 (b). A Figura 4.5 (c) ilustra o caso de  $r = 1$  e  $\delta_3 = \delta_4 = 3$ .

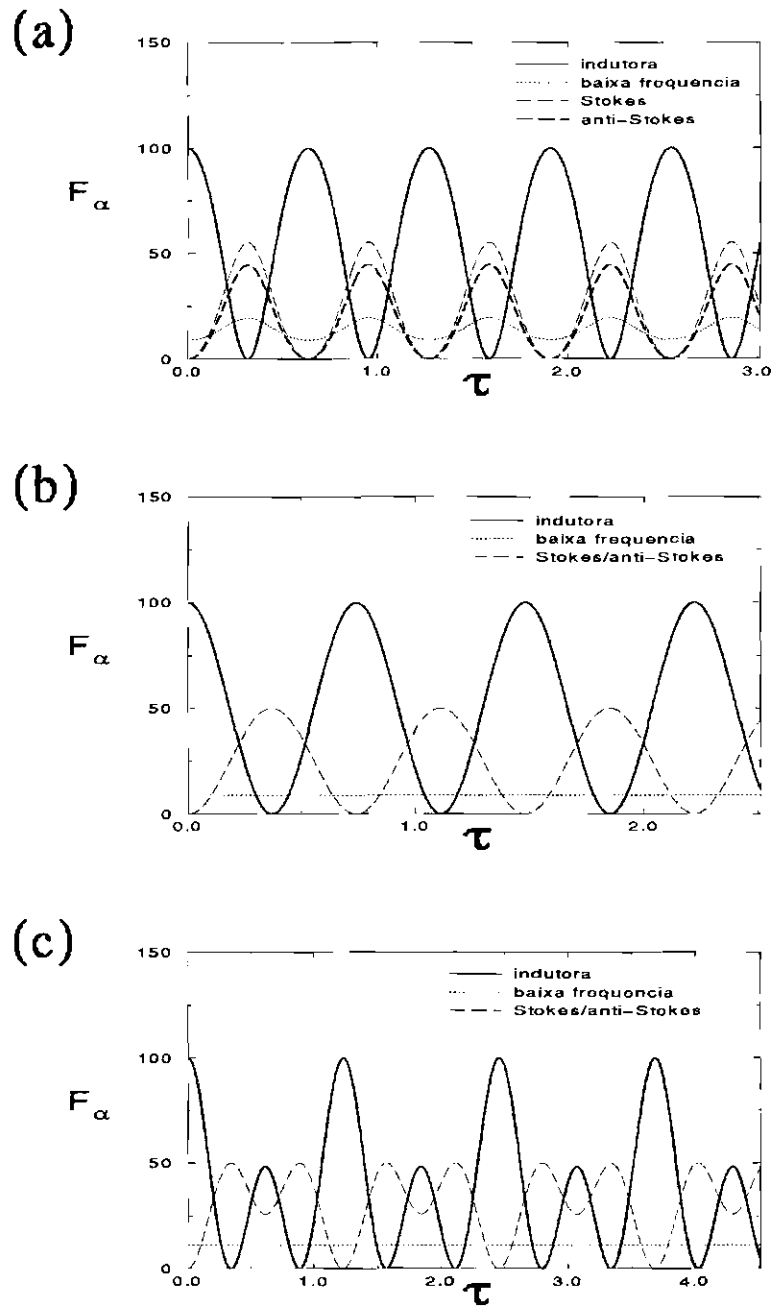


Fig. 4.5 - Evolução não linear da instabilidade modulacional estimulada eletrostática onde as ondas indutora, Stokes e anti-Stokes são ondas de Langmuir e a onda de baixa frequência é uma onda íon-acústica. No casos (a) e (b) temos descasamento em frequência nulo  $\delta_3 = \delta_4 = 0$  e  $r$  igual a 0,9 e 1,0 respectivamente; o caso (c) é para  $\delta_3 = \delta_4 = 3$  e  $r = 1$ .



O valor do parâmetro  $r$  foi escolhido próximo da unidade por ser compatível com os dados observacionais, onde se tem que as ondas de Langmuir apresentam valores similares nas suas amplitudes, Figuras 2.10, 2.13 e 2.14. Uma diminuição do valor de  $r$  ( $r \rightarrow 0$ ) faz com que a transferência de energia para a onda anti-Stokes seja menor, e conseqüentemente seu valor máximo decresça. Deve ser lembrado que nesta figura, como em todas as restantes, onde se apresentam as variações da densidade de ação de onda  $F_\alpha$ , ela está relacionada com o valor quadrático do campo elétrico da onda pelo parâmetro  $\beta_\alpha$  onde  $\beta_2 = (m_e \omega_1)/(2m_i \omega_S) \beta_{1,3,4}$ . Assim e considerando valores típicos observados no meio interplanetário, ondas de Langmuir de alta frequência da ordem de dezenas de quiloHertz e ondas íon acústicas de baixa frequência da ordem de centenas de Hertz,  $\beta_2 \approx 0,1 \beta_{1,3,4}$  e portanto se as figuras fossem feitas na variável campo elétrico a onda de baixa frequência teria valores 10 vezes menores.

#### 4.4 Dinâmica não linear da instabilidade modulacional estimulada híbrida

Este novo processo de quatro ondas, denominado instabilidade modulacional estimulada híbrida, e onde tem-se uma onda indutora de Langmuir interagindo com uma outra onda de Langmuir, uma onda eletromagnética e uma onda íon-acústica no seu modo normal ( $L_1 \rightleftharpoons T + L + S$ ), pode ser considerado como uma instabilidade de decaimento convectivo de quatro ondas ressonantes (Mima e Nishikawa, 1984). Trabalhos anteriores apresentam a teoria analítica linear da instabilidade modulacional híbrida absoluta  $L_1 \rightleftharpoons T + L + S^*$  onde as flutuações da densidade de baixa frequência ( $S^*$ ) são puramente crescentes (Akimoto, 1988). Neste seção apresenta-se uma análise temporal linear e não linear para esta instabilidade paramétrica onde considera-se a onda íon acústica de baixa frequência no modo normal (frequência da ordem da frequência íon acústica). O caso está contemplado no estudo da relação de dispersão geral, Equação (3.28) para o caso de  $p = \delta_{TN} = \delta_{LN} = 1$  e considerando apenas um modo de baixa frequência.

Neste processo o campo elétrico total pode ser representado por:  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_T + \mathbf{E}_L + \mathbf{E}_S$ , onde  $\mathbf{E}_1$  é o campo elétrico da onda indutora de Langmuir propagante ( $L_1$ ),  $\mathbf{E}_T$  é o da onda eletromagnética induzida ( $T$ ),  $\mathbf{E}_L$  é o campo elétrico da onda de Langmuir induzida ( $L$ ), e  $\mathbf{E}_S$  representa o campo elétrico da onda íon acústica induzida normal ( $S$ ).

As equações básicas que governam o acoplamento ponderomotivo das ondas de Langmuir com ondas eletromagnéticas e eletrostáticas de alta frequência, próximo à frequência de plasma, e ondas íon acústicas são as equações generalizadas de Zakharov (3.12)-(3.13) (Thornhill e ter Haar, 1978; Akimoto, 1988; Rizzato e Chian, 1992; Li e Li, 1993; Chian e Rizzato, 1994a), de onde se obtém o seguinte

sistema de quatro equações acopladas

$$(\partial_t^2 - \nu_L \partial_t - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_1 = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} (n \mathbf{E}_T + n \mathbf{E}_L), \quad (4.60)$$

$$(\partial_t^2 - \nu_S \partial_t - v_S^2 \nabla^2) n = \frac{\varepsilon_0}{2m_i} \nabla^2 (\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_T + \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_L), \quad (4.61)$$

$$(\partial_t^2 - \nu_T \partial_t - c^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_T = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathbf{E}_1, \quad (4.62)$$

$$(\partial_t^2 - \nu_L \partial_t - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_L = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathbf{E}_1, \quad (4.63)$$

Dois instabilidades modulacionais estimuladas híbridas distintas podem ser geradas por uma onda de Langmuir propagante:  $L_1 \rightleftharpoons T_4 + L_3 + S$  e  $L_1 \rightleftharpoons T_3 + L_4 + S$ . No primeiro caso, uma onda eletromagnética anti-Stokes  $E_T^4(\omega_1 + \omega_S, \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_S)$  e uma onda de Langmuir Stokes  $E_L^3(\omega_1 - \omega_S, \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_S)$  são geradas. No segundo caso, uma onda eletromagnética Stokes  $E_T^3(\omega_1 - \omega_S, \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_S)$  e uma onda de Langmuir anti-Stokes  $E_L^4(\omega_1 + \omega_S, \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_S)$  são induzidas. As Figuras 4.6 e 4.7 ilustram respectivamente o casamento de fase e a cinemática de vetor de onda para o primeiro caso, e as Figuras 4.8 e 4.9 ilustram o segundo caso citado.

Na aproximação quasi linear, para ambos os casos da instabilidade modulacional híbrida,  $L_1 \rightarrow T_4 + L_3 + S$  e  $L_1 \rightarrow T_3 + L_4 + S$  a análise de Fourier das Equações (4.61)-(4.63) quando  $\omega_1 \approx \omega_{pe}$  determina a seguinte relação de dispersão não linear

$$\begin{aligned} & (\omega + i\frac{\nu_L}{2} - v_{gL}k_S - \chi_L)(\omega + i\frac{\nu_L}{2} - v_{gT}k_S + \chi_T)(\omega^2 + i\nu_S\omega - v_S^2k_S^2) = \\ & -\frac{e^2k_S^2}{4m_im_e\omega_{pe}} |\mathbf{E}_1|^2 [\chi_L + \chi_T + k_S(v_{gL} - v_{gT}) + i/2(\nu_T - \nu_L)]. \end{aligned} \quad (4.64)$$

onde  $v_{gT}$  e  $v_{gL}$  são a velocidade de grupo da onda eletromagnética e da onda de Langmuir, respectivamente; com  $\chi_T = c^2k_S^2/2\omega_1$  e  $\chi_L = \gamma_e v_{th}^2 k_S^2/2\omega_1$ .

Da Equação (4.64) e considerando que  $v_{gT} \gg v_{gL}$ ,  $\chi_T \gg \chi_L$  e  $\nu_L \gg \nu_T$  um valor de limiar similar aos processos anteriores

$$|\mathbf{E}_1| = \frac{1}{ek_S} [4m_im_e\omega_S\omega_{pe}\nu_S\nu_T]^{1/2}. \quad (4.65)$$

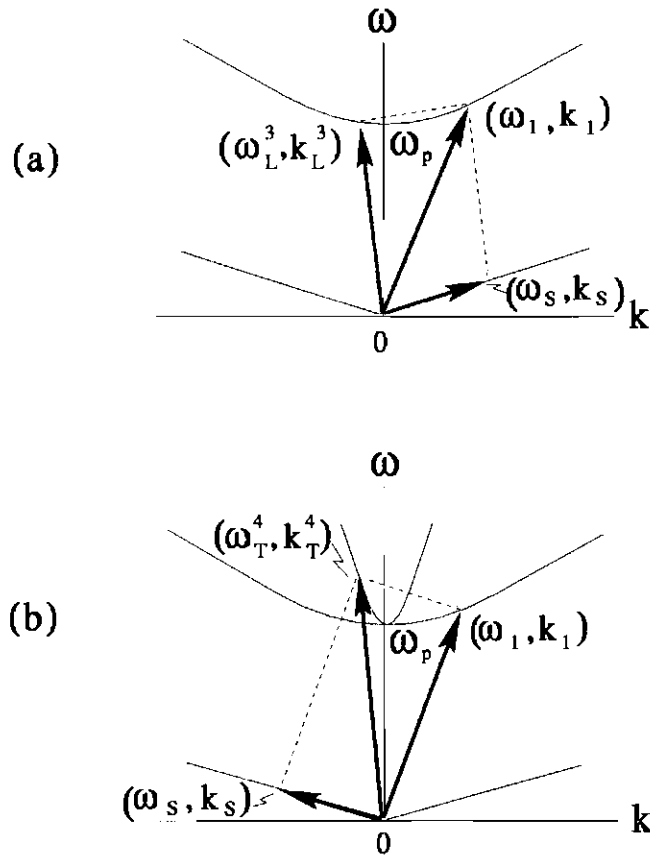


Fig. 4.6 - Diagrama de casamento de fase da instabilidade modulacional estimulada híbrida para o caso eletromagnético anti-Stokes, onde temos o tripleto  $L_1 \rightleftharpoons L_3 + S$  na parte (a) e o tripleto  $T_4 \rightleftharpoons L_1 + S$  na parte (b). O vetor  $(\omega_1, k_1)$  representa a onda indutora de Langmuir, o vetor  $(\omega_s, k_s)$  a onda íon-acústica, o vetor  $(\omega_3, k_3)$  a onda induzida de Langmuir Stokes e o vetor  $(\omega_4, k_4)$  a onda induzida eletromagnética anti-Stokes.

Como resultado da interação não linear onda-onda, uma modulação lenta espaço-temporal aparece. Portanto, como nos casos anteriores, podemos introduzir a representação modulacional para os campos elétricos das ondas presentes no processo.

As Equações (4.60)-(4.63) para interações ressonantes no caso  $L_1 \rightleftharpoons T_4 + L_3 + S$ , podem ser expandidas em série de Taylor chegando-se ao seguinte sistema de quatro equações acopladas

$$(\partial_t + \nu_L/2)\mathcal{E}_1 = c_3^L \omega_1 (\mathcal{E}_S \mathcal{E}_L^- \exp i\delta_3 t - r \mathcal{E}_S^* \mathcal{E}_T^+ \exp i\delta_4 t), \quad (4.66)$$

$$(\partial_t + \nu_S/2)\mathcal{E}_S = -c_3^L \left( \frac{m_e \omega_p^2}{2m_i \omega_S} \right) (\mathcal{E}_1 \cdot \mathcal{E}_L^{3*} \exp -i\delta_3 t + r \mathcal{E}_1^* \cdot \mathcal{E}_T^4 \exp i\delta_4 t), \quad (4.67)$$

$$(\partial_t + \nu_L/2)\mathcal{E}_L^3 = -c_3^L \omega_L^3 \mathcal{E}_S^* \mathcal{E}_1 \exp -i\delta_3 t, \quad (4.68)$$

$$(\partial_t + \nu_T/2)\mathcal{E}_T^4 = (c_4^T \omega_T^4) \mathcal{E}_S \mathcal{E}_1 \exp -i\delta_4 t, \quad (4.69)$$

onde os coeficientes de acoplamento não linear são dados por  $c_3^{L,T} = (ek_S)/(4m_e w_1 w_{L,T}^3)$  e  $c_4^{T,L} = (ek_S)/(4m_e w_1 w_{T,L}^4)$  e os parâmetros de descasamento por  $\delta_3 = \omega_1 - \omega_S - \omega_L^3$  e  $\delta_4 = \omega_1 + \omega_S - \omega_T^4$ .

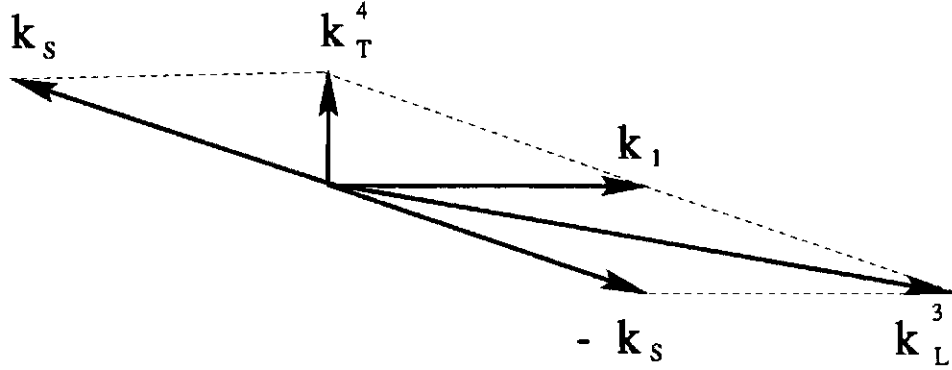


Fig. 4.7 - Cinemática de vetor de onda da instabilidade modulacional estimulada híbrida para o caso eletromagnético anti-Stokes  $L_1 \rightleftharpoons T_4 + L_3 + S$ . O vetor  $\mathbf{k}_1$  representa a onda indutora de Langmuir, o vetor  $\mathbf{k}_S$  a onda íon-acústica, o vetor  $\mathbf{k}_L^3$  a onda induzida de Langmuir Stokes e o vetor  $\mathbf{k}_T^4$  a onda induzida eletromagnética anti-Stokes.

Procedendo de forma similar para o caso  $L_1 \rightleftharpoons T_3 + L_4 + S$  tem-se

$$(\partial_t + \nu_L/2)\mathcal{E}_1 = c_3^L \omega_1 (\mathcal{E}_S \mathcal{E}_T^3 \exp i\delta_3 t - r \mathcal{E}_S^* \mathcal{E}_L^4 \exp i\delta_4 t), \quad (4.70)$$

$$(\partial_t + \nu_S/2)\mathcal{E}_S = -c_3^L \left( \frac{m_e w_p^2}{2m_i w_S} \right) (\mathcal{E}_1 \cdot \mathcal{E}_T^{3*} \exp -i\delta_3 t + r \mathcal{E}_1^* \cdot \mathcal{E}_L^4 \exp i\delta_4 t), \quad (4.71)$$

$$(\partial_t + \nu_T/2)\mathcal{E}_T^3 = -c_3^T \omega_T^3 \mathcal{E}_S^* \mathcal{E}_1 \exp -i\delta_3 t, \quad (4.72)$$

$$(\partial_t + \nu_L/2)\mathcal{E}_L^4 = c_4^L \omega_L^4 \mathcal{E}_S \mathcal{E}_1 \exp -i\delta_4 t, \quad (4.73)$$

onde  $\delta_3 = \omega_1 - \omega_S - \omega_T^3$  e  $\delta_4 = \omega_1 + \omega_S - \omega_L^4$ .

O estudo das soluções não lineares das Equações (4.66)-(4.69) e (4.70)-(4.73) é facilitado pelo uso da notação polar já mencionada nas seções anteriores. Com esta notação os sistemas (4.66)-(4.69) e (4.70)-(4.73) podem ser identicamente re-escritos como:

$$\dot{F}_1 = 2(F_1 F_2 F_3)^{1/2} \cos \phi_- - 2r(F_1 F_2 F_4)^{1/2} \cos \phi_+ - \nu_1' F_1, \quad (4.74)$$

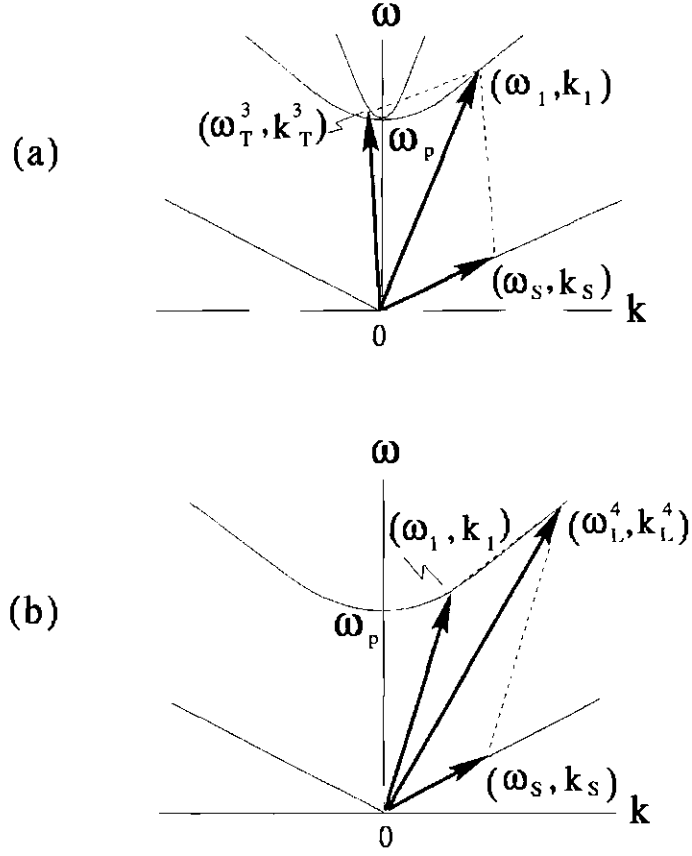


Fig. 4.8 - Diagrama de casamento de fase da instabilidade modulacional estimulada híbrida para o caso eletromagnético Stokes, onde temos o tripleto  $L_1 \rightleftharpoons T_3 + S$  na parte (a) e o tripleto  $L_4 \rightleftharpoons L_1 + S$  na parte (b). Onde o vetor  $(\omega_1, k_1)$  representa a onda indutora de Langmuir, o vetor  $(\omega_s, k_s)$  a onda íon-acústica, o vetor  $(\omega_3, k_3)$  a onda induzida eletromagnética Stokes e o vetor  $(\omega_4, k_4)$  a onda induzida de Langmuir anti-Stokes.

$$\dot{F}_2 = -2(F_1 F_2 F_3)^{1/2} \cos \phi_- - 2r(F_1 F_2 F_4)^{1/2} \cos \phi_+ - \nu'_2 F_2, \quad (4.75)$$

$$\dot{F}_3 = -2(F_1 F_2 F_3)^{1/2} \cos \phi_- - \nu'_3 F_3, \quad (4.76)$$

$$\dot{F}_4 = 2r(F_1 F_2 F_4)^{1/2} \cos \phi_+ - \nu'_4 F_4, \quad (4.77)$$

$$\dot{\phi}_1 = -(F_2 F_3 / F_1)^{1/2} \sin \phi_- + r(F_2 F_4 / F_1)^{1/2} \sin \phi_+, \quad (4.78)$$

$$\dot{\phi}_2 = -(F_1 F_3 / F_2)^{1/2} \sin \phi_- + r(F_1 F_4 / F_2)^{1/2} \sin \phi_+, \quad (4.79)$$

$$\dot{\phi}_3 = -(F_1 F_2 / F_3)^{1/2} \sin \phi_- + \delta'_3, \quad (4.80)$$

$$\dot{\phi}_4 = r(F_1 F_2 / F_4)^{1/2} \sin \phi_+ + \delta'_4, \quad (4.81)$$

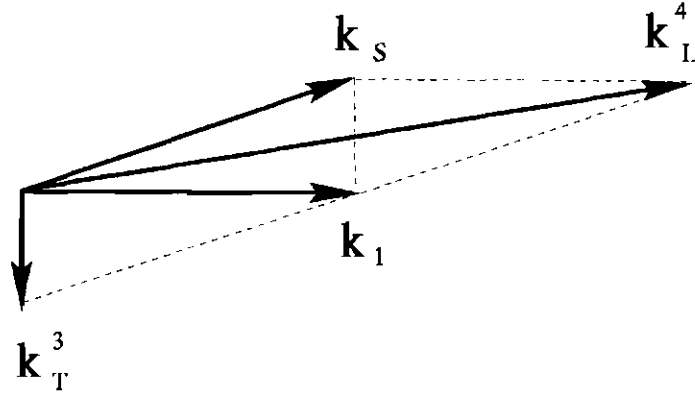


Fig. 4.9 - Cinemática de vetor de onda da instabilidade modulacional estimulada híbrida para o caso eletromagnético Stokes  $L_1 \rightleftharpoons T_3 + L_4 + S$ . O vetor  $k_1$  representa a onda indutora de Langmuir, o vetor  $k_S$  a onda íon-acústica, o vetor  $k_L^4$  a onda induzida de Langmuir anti-Stokes e o vetor  $k_T^3$  a onda induzida eletromagnética Stokes.

onde, para o processo  $L_1 \rightleftharpoons T_4 + L_3 + S$  ( $L_1 \rightleftharpoons T_3 + L_4 + S$ ), o sub índice 1 denota a onda indutora de Langmuir, 2 denota a onda íon-acústica, 3 denota a onda de Langmuir (eletromagnética) Stokes, e 4 denota a onda eletromagnética (Langmuir) anti-Stokes. Os parâmetros  $\beta_\alpha$  são dados por:

$$\beta_1 = (1/c_3)(2m_i\omega_S/m_e\omega_3)^{1/2}, \quad (4.82)$$

$$\beta_2 = (\omega_p/c_3)(\omega_1\omega_3)^{1/2}, \quad (4.83)$$

$$\beta_3 = (1/c_3)(2m_i\omega_S/m_e\omega_1)^{1/2} \exp i\delta_3 t, \quad (4.84)$$

$$\beta_4 = (1/c_3)(2m_i\omega_S/m_e\omega_1)^{1/2} \exp i\delta_4 t. \quad (4.85)$$

Na ausência de dissipação ( $\nu'_\alpha = 0$ ), podem ser derivadas constantes do movimento das Equações (4.74)-(4.81) similares ao caso eletrostático anterior, Equações (4.48), (4.54) e (4.55). Note que o sistema (4.74)-(4.81) pode ser reduzido para seis equações, como foi feito no processo da instabilidade modulacional estimulada eletrostática de Langmuir na seção anterior, re-escrevendo as Equações (4.78)-(4.81) em termos das variáveis  $\phi_-$  e  $\phi_+$ .

Na ausência de descasamento ( $\delta'_3 = \delta'_4 = 0$ ), e dissipação ( $\nu'_\alpha = 0$ ), algumas soluções periódicas analíticas das Equações (4.74)-(4.81) podem ser obtidas (Walters e Lewak, 1977) similarmente às apresentadas na seção anterior. Para isso é necessário que o valor da Hamiltoniana seja nulo o que pode ser obtido, por exemplo, colocando  $F_3(0) = F_4(0) = 0$  como no caso da seção anterior ou com a condição  $F_2(0) = 0$ , como mostra a Figura 4.10, onde estados periódicos não lineares saturados da instabilidade são apresentados.

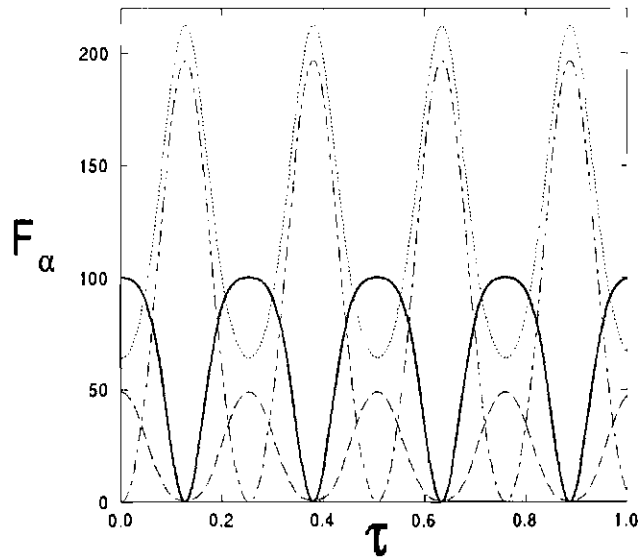


Fig. 4.10 - Evolução não linear da instabilidade modulacional estimulada híbrida  $L_1 \rightleftharpoons T + L + S$  com  $r = 0,95$ , e  $\delta'_3 = \delta'_4 = \nu'_\alpha = 0$ ; as condições iniciais são  $F_1(0) = 100,01$ ,  $F_2(0) = 0$ ,  $F_3(0) = 64$  e  $F_4(0) = 49$ . A curva sólida representa a onda indutora de Langmuir  $F_1(\tau)$ , a curva ponto-tracejada a onda íon acústica de baixa frequência  $F_2(\tau)$ , a curva pontilhada a onda Stokes de alta frequência  $F_3(\tau)$ , e a curva tracejada a onda anti-Stokes de alta frequência  $F_4(\tau)$ .

Na implementação computacional não é necessária a condição de ter a Hamiltoniana nulo, mas pelo menos um dos quatro campos elétricos das ondas deve ter parte imaginária não nula; para isso é escolhido arbitrariamente o campo elétrico da onda indutora  $\mathcal{E}_1$  e tomou-se  $A_1(0) = 10 + i0,1$  onde  $A_\alpha = \mathcal{E}_\alpha / \beta_\alpha$  e com isso  $F_1(0) = 100,01$ .

O efeito do descasamento em frequência e amortecimento das ondas é ilustrado na Figura 4.11 para o processo  $L_1 \rightleftharpoons T_4 + L_3 + S$ , e na Figura 4.12 para o processo  $L_1 \rightleftharpoons T_3 + L_4 + S$ . As Figuras 4.11 e 4.12 mostram que o descasamento de frequência ( $\delta'_{3,4} \neq 0$ ) reduz a eficiência na transferência de energia entre as ondas. Quando  $\delta'_{3,4} = 0$ , a Figura 4.10 mostra que a onda indutora de Langmuir transfere completamente sua energia e  $(F_1)_{min} = 0$ . O descasamento em frequência evita essa transferência total da energia da onda indutora para as outras ondas e  $(F_1)_{min} > 0$ , como pode ser visto nas Figuras 4.11 e 4.12.

Vale ressaltar aqui que os parâmetros de descasamento em frequência ( $\delta'_{3,4}$ ) e amortecimento ( $\nu'_\alpha$ ) são fenomenológicos. Os valores numéricos foram esco-

lhidos arbitrariamente, de modo a permitir que se observe nas figuras apresentadas os efeitos que eles produzem, e são compatíveis com os encontrados na literatura (Lin et al., 1986; Chian e Alves, 1988; Glanz et al., 1993; Thejappa et al., 1993).

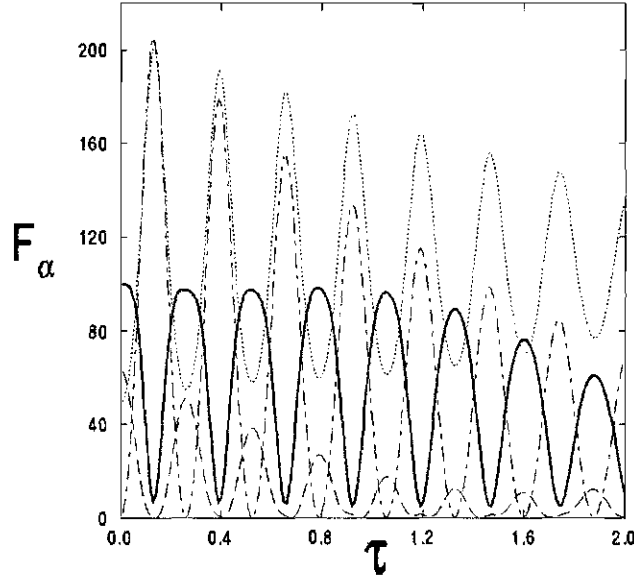


Fig. 4.11 - Evolução não linear da instabilidade modulacional estimulada híbrida para o caso  $L_1 \rightleftharpoons T_4 + L_3 + S$ , com  $r = 0,95$ ,  $\nu'_1 = \nu'_3 = 0,1$ ,  $\nu'_2 = 0,5$  e  $\nu'_4 = 0,001$ ;  $\delta'_3 = 5$  e  $\delta'_4 = -5$ ; as condições iniciais são  $F_1(0) = 100,01$ ,  $F_2(0) = 0$ ,  $F_3(0) = 49$  e  $F_4(0) = 64$ ; a notação é a mesma que na Figura 4.10.

Devido a escolha da condição inicial  $F_2(0) = 0$  nas Figuras 4.10, 4.11 e 4.12 o valor inicial da onda de baixa frequência é nulo e por isso no processo modulacional temos inicialmente decaimento das ondas indutora (triplete  $L_1 \rightleftharpoons L_3 + S$ ) e anti-Stokes (triplete  $T_4 \rightleftharpoons L_1 + S$ ) necessário para gerar a onda íon acústica de baixa frequência. Como consequência disso as ondas induzidas Stokes e anti-Stokes apresentam grande diferença nas suas amplitudes. As figuras têm por objetivo mostrar comportamentos determinados e deve-se ter cuidado de observar todos os fatores como normalizações e condições iniciais ao interpreta-las.

Temos assim apresentado um processo pelo qual uma radiação com frequência da ordem da frequência de plasma pode ser induzida por uma onda de Langmuir propagante via acoplamento ponderomotivo com ondas de Langmuir induzidas e ondas íon acústicas. Em geral, o processo  $L_1 \rightleftharpoons T_4 + L_3 + S$  é mais eficiente que o processo  $L_1 \rightleftharpoons T_3 + L_4 + S$  na geração desta radiação propagante, uma vez que a frequência da onda eletromagnética induzida anti-Stokes (conversão para cima,  $\omega_1 + \omega_S$ ), pode sair da região fonte o que não é o caso da onda eletromagnética



Stokes (conversão para baixo,  $\omega_1 - \omega_S$ ), que é facilmente absorvida pelo plasma da região fonte. É possível que o processo SMI híbrido  $L_1 \rightleftharpoons T_4 + L_3 + S$  contribua para a geração efetiva de emissão de plasma não térmico no plasma espacial e de laboratório (Leung et al., 1982; Thidé et al., 1982; 1989; Pulincts e Selegey, 1986; Shuiskaya et al., 1987).

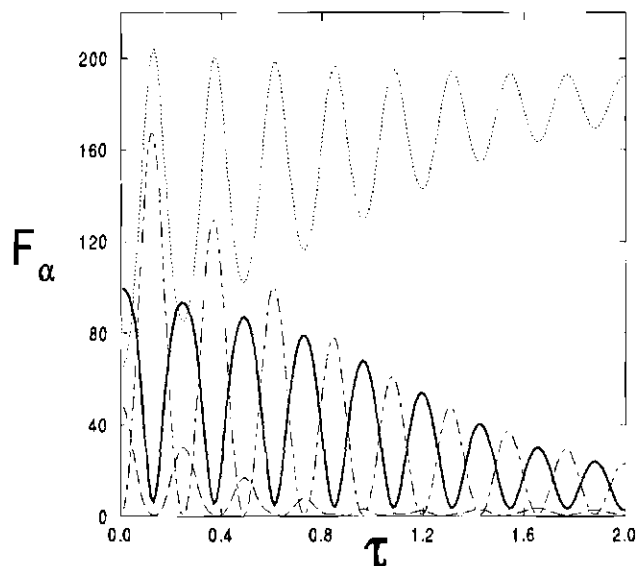


Fig. 4.12 - Evolução não linear da instabilidade modulacional estimulada híbrida para o caso  $L_1 \rightleftharpoons T_3 + L_4 + S$ , com  $r = 0,95$ ;  $\nu'_1 = \nu'_4 = 0,1$ ,  $\nu'_2 = 1,0$  e  $\nu'_3 = 0,001$ ;  $\delta'_3 = 5$  e  $\delta'_4 = -5$ ; as condições iniciais e notação são as mesmas que na Figura 4.10.

Estes resultados teóricos são compatíveis com as formas de onda com alta resolução temporal dos pacotes de ondas de Langmuir moduladas observados no meio interplanetário (Figura 2.15) e nas frentes de choque dos planetas Júpiter (Figura 2.8) e Venus (Figura 2.11) onde suas formas de onda sugerem a interação onda-onda quasi-monocromática com frequência próxima à frequência de plasma local (Figuras 2.10, 2.13 e 2.14). Estes e outros resultados serão comentados no Capítulo 6.

## CAPÍTULO 5

# TEORIA NÃO LINEAR DE INSTABILIDADES MODULACIONAIS ESTIMULADAS INDUZIDAS POR UMA ONDA ELETROMAGNÉTICA

### 5.1 Introdução

Neste capítulo consideram-se alguns dos processos não lineares de quatro ondas que apresentam uma onda eletromagnética como indutora. O objetivo é modelar as observações citadas no Capítulo 2 onde uma onda eletromagnética do tipo emissão de rádio tipo III no meio interplanetário, ou uma onda eletromagnética na frente de choque, apresenta-se como indutora de outras ondas eletromagnéticas e de ondas de Langmuir na presença de ondas de baixa frequência do tipo ondas íon acústicas.

O plasma apresenta características de um meio ótico não linear quando uma intensa onda eletromagnética (EM) incide nele (Chen, 1984; Joshi, 1990). Isto inclui processos de três ondas como o espalhamento estimulado Brillouin (Forsslund et al., 1975) onde uma onda EM é espalhada por uma onda íon acústica e processos de quatro ondas como filimentação e auto focalização (Bingham e Lashmore-Davies, 1979b, 1984; Chian e Rizzato, 1994a) onde uma onda EM é modulada num plano perpendicular à direção de incidência via acoplamento com uma perturbação da densidade de frequência nula. Num laser com radiação direcionada o espalhamento estimulado Brillouin e a filimentação acontecem em regiões de plasma sub denso ( $n < n_{cr}$ , onde  $n_{cr}$  é a densidade crítica de plasma) como é indicado na Figura 5.1. No estado não linear saturado, onde se leva em consideração a depleção da onda indutora, o espalhamento estimulado Brillouin pode ser descrito por um sistema de três equações acopladas com não linearidade quadrática (Forsslund et al., 1975); no limite subsônico, a filimentação é descrita por um sistema de três equações acopladas com não linearidade cúbica (Bingham e Lashmore-Davies, 1979b, 1984).

Nas duas seções seguintes estuda-se o espalhamento estimulado Brillouin modulacional,  $T_1 \rightleftharpoons T_4 + T_3 + S$ , o qual pode ser excitado na vizinhança de regiões que apresentem uma camada crítica  $n_{cr}$  como mostra a Figura 5.1 e a instabilidade modulacional estimulada eletromagnética,  $T_1 \rightleftharpoons L_4 + L_3 + S$ , a qual pode acontecer em situações similares quando o vetor de onda da onda indutora incidente ( $T_1$ ) é perpendicular aos vetores de onda das ondas de Langmuir e íon acústica induzidas ( $L, S$ ). Ambos são processos de quatro ondas que podem ser descritos por acoplamentos não lineares quadráticos.

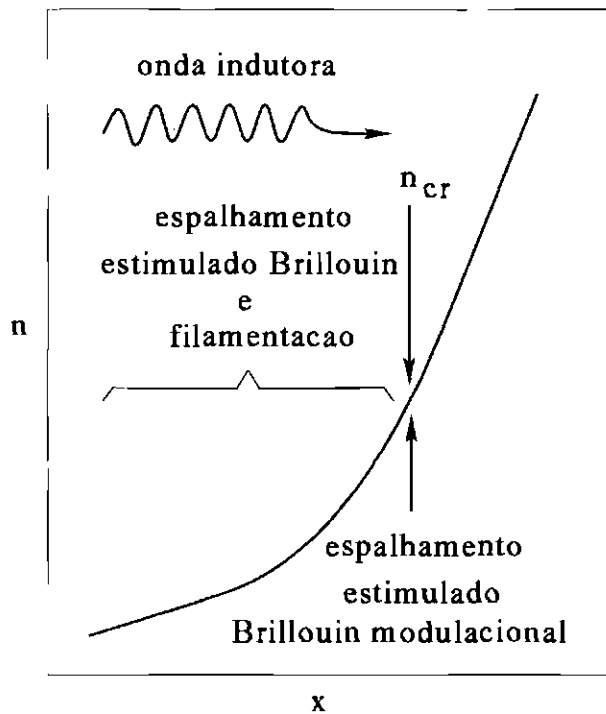


Fig. 5.1 - Perfil típico da densidade para as interações laser-plasma.

## 5.2 Dinâmica não linear do espalhamento estimulado Brillouin modulacional

Espalhamento estimulado Brillouin modulacional é um processo paramétrico convectivo de quatro ondas onde uma onda indutora eletromagnética é espalhada em duas outras ondas eletromagnéticas, Stokes e anti-Stokes, via acoplamento ponderomotivo com os automodos de uma onda íon acústica cuja frequência é próxima da frequência íon acústica.

As equações básicas que governam o acoplamento ponderomotivo das ondas eletromagnéticas de alta frequência e ondas íon acústicas de baixa frequência são as Equações (3.16) e (3.17) (Forsslund, 1975; Bingham e Lashmore-Davies, 1979b, 1984; Chian e Rizzato, 1994a).

Neste processo de quatro ondas, a onda eletromagnética indutora ( $T_1$ ) dá origem a duas outras ondas eletromagnéticas, uma Stokes ( $T_3$ ) e outra anti-Stokes ( $T_4$ ) via acoplamento ponderomotivo com uma onda íon acústica ( $S$ ). O acoplamento das quatro ondas envolve a interação de dois tripletos de ondas, como é representado na Figura 5.2 com as seguintes relações entre as frequências e vetores das ondas:

$$\omega_3 \approx \omega_1 - \omega_S, \quad k_3 = k_1 - k_S, \quad \omega_4 \approx \omega_1 + \omega_S, \quad k_4 = k_1 + k_S, \quad (5.1)$$

onde  $(\omega_1, \mathbf{k}_1)$  denota a onda indutora,  $(\omega_S, \mathbf{k}_S)$  a onda íon-acústica (*idler*),  $(\omega_3, \mathbf{k}_3)$  a onda Stokes, e  $(\omega_4, \mathbf{k}_4)$  a onda anti-Stokes.

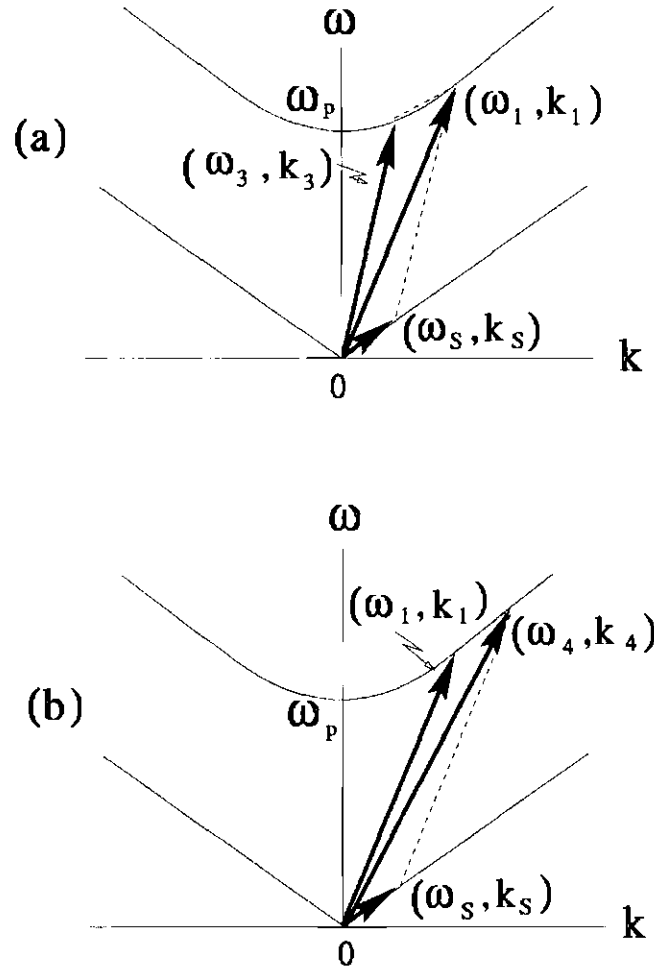


Fig. 5.2 - Diagrama de casamento de fase para os dois tripletos de ondas do espalhamento estimulado Brillouin modulacional: (a) o primeiro tripleto consiste em uma onda indutora eletromagnética  $(\omega_1, \mathbf{k}_1)$ , uma onda induzida eletromagnética Stokes  $(\omega_3, \mathbf{k}_3)$  e a onda íon acústica  $(\omega_S, \mathbf{k}_S)$ ; (b) o segundo tripleto consiste na onda indutora, a onda induzida eletromagnética anti-Stokes  $(\omega_4, \mathbf{k}_4)$  e a onda íon acústica.

No espalhamento estimulado modulacional Brillouin, as Equações (3.16) e (3.17) podem ser decompostas no seguinte sistema de quatro equações acopladas

$$(\partial_t^2 - \nu_T \partial_t - c^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_1 = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} (n \mathbf{E}_3 + n^* \mathbf{E}_4), \quad (5.2)$$

$$(\partial_t^2 - \nu_S \partial_t - v_S^2 \nabla^2) n = \frac{\epsilon_0}{2m_i} \nabla^2 (\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_3^* + \mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_4), \quad (5.3)$$

$$(\partial_t^2 - \nu_T \partial_t - c^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_3 = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n^* \mathbf{E}_1, \quad (5.4)$$

$$(\partial_t^2 - \nu_T \partial_t - c^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_4 = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathbf{E}_1, \quad (5.5)$$

onde os parâmetros já foram definidos anteriormente. Por simplicidade, consideramos todas as ondas propagando-se na direção  $x$ .

A análise linear da estabilidade deste processo pode ser feita supondo  $\mathbf{E}_1$  constante e considerando que as ondas eletromagnéticas Stokes e anti-Stokes e também a onda íon acústica são ressonantes, ou seja, satisfazem às relações de dispersão linear. A análise de Fourier das Equações (5.3)-(5.5) permite obter a seguinte relação de dispersão não linear

$$(\omega^2 + i\nu_S k - v_S^2 k^2) = -\frac{e^2 k^2 |\mathbf{E}_1|^2}{2m_e m_i} \left[ \frac{1}{\omega_4^2 + i\nu_T \omega_4 - c^2 k_4^2 - \omega_p^2} + \frac{1}{\omega_3^2 - i\nu_T \omega_3 - c^2 k_3^2 - \omega_p^2} \right], \quad (5.6)$$

A Equação (5.6) mostra o acoplamento dos três automodos  $n(\omega_S, k_S)$ ,  $\mathbf{E}_3(\omega_3, k_3)$  e  $\mathbf{E}_4(\omega_4, k_4)$  devido à atuação da onda indutora  $\mathbf{E}_1(\omega_1, k_1)$ . Considerando o acoplamento ressonante para as três ondas induzidas, se obtém o limiar

$$|\mathbf{E}_1|_{lim}^2 = \nu_T \nu_S \left( \frac{2m_e m_i \omega_1 \omega_S}{e^2 k_S^2} \right), \quad (5.7)$$

e a taxa de crescimento

$$\Gamma = (\sqrt{3} k/4) [(\epsilon_0 \omega_p^2 c^2 |\mathbf{E}_1|^2) / (m_i n_0 v_s \omega_1^2)]^{1/3}, \quad (5.8)$$

onde  $v_{g1} = \partial\omega_1/\partial k_1 = c^2 k_1/\omega_1$  é a velocidade de grupo da onda indutora eletromagnética. Para que as ondas induzidas Stokes e anti-Stokes sejam simultaneamente ressonantes é necessário que a condição  $v_{g1} \rightarrow v_S$  seja satisfeita; isto acontece próximo da camada de densidade crítica do plasma  $n_{cr}$  onde  $\omega_1 \approx \omega_{pe}$ , como mostra a Figura 5.1.

Como resultado da interação não linear onda-onda, e como já foi dito no Capítulo anterior, uma lenta modulação espaço temporal dos campos das ondas aparece. Procedendo similarmente aos processos anteriores e já descritos no Capítulo

4, introduzimos a representação modulacional nos campos elétricos das ondas (Chen, 1984). Como já foi dito, é de interesse o acoplamento de modos ressonantes, ou seja, todas as ondas que interagem são modos normais do plasma.

Nestes casos, as Equações (5.2)-(5.5) podem ser expandidas em séries de Taylor determinando o seguinte conjunto de quatro equações acopladas

$$(\partial_t + v_{g1} \cdot \nabla + \nu_T/2)\mathcal{E}_1 = c_3\omega_1(\mathcal{E}_S\mathcal{E}_3 \exp i\delta_3t - r\mathcal{E}_S^*\mathcal{E}_4 \exp i\delta_4t), \quad (5.9)$$

$$(\partial_t + v_{gS} \cdot \nabla + \nu_S/2)\mathcal{E}_S = -c_3 \left( \frac{m_e w_p^2}{2m_i w_S} \right) (\mathcal{E}_1 \cdot \mathcal{E}_3^* \exp -i\delta_3t + r\mathcal{E}_1^* \cdot \mathcal{E}_4 \exp i\delta_4t), \quad (5.10)$$

$$(\partial_t + v_{g3} \cdot \nabla + \nu_T/2)\mathcal{E}_3 = -c_3\omega_3\mathcal{E}_S^*\mathcal{E}_1 \exp -i\delta_3t, \quad (5.11)$$

$$(\partial_t + v_{g4} \cdot \nabla + \nu_T/2)\mathcal{E}_4 = c_4\omega_4\mathcal{E}_S\mathcal{E}_1 \exp -i\delta_4t, \quad (5.12)$$

As soluções não lineares das Equações (5.9)-(5.12) são facilitadas usando a notação polar  $\mathcal{E}_\alpha = \beta_\alpha F_\alpha^{1/2} \exp i\phi_\alpha$ , similarmente ao que foi apresentado no capítulo anterior. Com esta modificação as Equações (5.9) a (5.12) podem ser re-escritas como

$$\dot{F}_1 = 2(F_1 F_2 F_3)^{1/2} \cos \phi_- - 2r(F_1 F_2 F_4)^{1/2} \cos \phi_+ - \nu'_1 F_1, \quad (5.13)$$

$$\dot{F}_2 = -2(F_1 F_2 F_3)^{1/2} \cos \phi_- - 2r(F_1 F_2 F_4)^{1/2} \cos \phi_+ - \nu'_2 F_2, \quad (5.14)$$

$$\dot{F}_3 = -2(F_1 F_2 F_3)^{1/2} \cos \phi_- - \nu'_1 F_3, \quad (5.15)$$

$$\dot{F}_4 = 2r(F_1 F_2 F_4)^{1/2} \cos \phi_+ - \nu'_1 F_4, \quad (5.16)$$

$$\dot{\phi}_1 = -(F_2 F_3 / F_1) \sin \phi_- + r(F_2 F_4 / F_1) \sin \phi_+, \quad (5.17)$$

$$\dot{\phi}_2 = -(F_1 F_3 / F_2) \sin \phi_- + r(F_1 F_4 / F_2) \sin \phi_+, \quad (5.18)$$

$$\dot{\phi}_3 = -(F_1 F_2 / F_3) \sin \phi_- + \Delta'_3, \quad (5.19)$$

$$\dot{\phi}_4 = r(F_1 F_2 / F_4) \sin \phi_+ + \Delta'_4, \quad (5.20)$$

onde  $\phi_- = \phi_1 - \phi_2 - \phi_3$ , e  $\phi_+ = \phi_1 + \phi_2 - \phi_4$ ; com

$$\beta_1 = [(4Kw_1)/(ek_S w_p)][2m_e m_i \omega_S \omega_3 (v_{gS} - V)(v_{g3} - V)]^{1/2}, \quad (5.21)$$

$$\beta_2 = [(4Km_e)/(ek_S)][\omega_1 \omega_3 (v_{g1} - V)(v_{g3} - V)]^{1/2}, \quad (5.22)$$

$$\beta_3 = [(4Kw_3)/(ek_S w_p)] [2m_e m_i \omega_S \omega_1 (v_{g1} - V)(v_{gS} - V)]^{1/2} \exp i\delta_3 t, \quad (5.23)$$

$$\beta_4 = \left( \frac{4Kw_3(v_{g3} - V)}{ek_S w_p (v_{g4} - V)} \right) [2m_e m_i \omega_S \omega_1 (v_{g1} - V)(v_{gS} - V)]^{1/2} \exp i\delta_4 t; \quad (5.24)$$

onde o ponto denota diferenciação com respeito a  $\tau = K(x - Vt)$ ,  $V$  e  $K$  são a velocidade e o vetor de onda arbitrários;  $\nu'_{j,S} = \nu_{j,S}/[k(v_{gj,S} - v)]$  e  $\Delta'_{3,4} = [\delta_{3,4}^w - v_{g3,4}\delta_{3,4}^k]/[K(v_{g3,4} - V)]$ , respectivamente. O sub índice 1 denota a onda indutora eletromagnética, 2 a onda induzida íon acústica, 3 a onda eletromagnética Stokes e 4 a onda eletromagnética anti-Stokes.

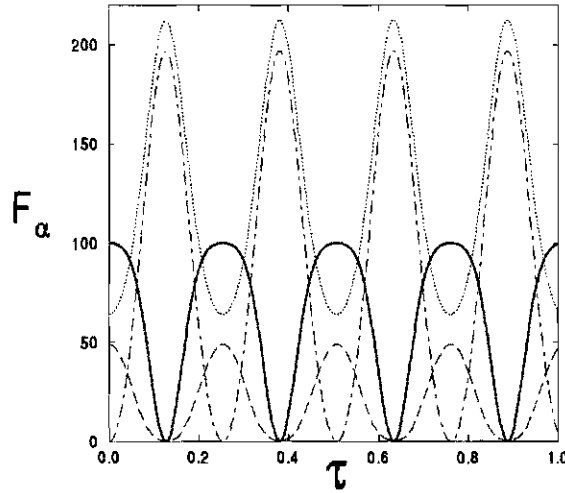


Fig. 5.3 - Evolução não linear da densidade de ação de fluxo  $F_\alpha$  com  $\tau = k(x - vt)$  para  $r = 0,95$ ;  $\delta'_3 = \delta'_4 = \nu'_1 = \nu'_2 = 0$ ; as condições iniciais são  $F_1(0) = 100,01$ ,  $F_2(0) = 0$ ,  $F_3(0) = 64$  e  $F_4(0) = 49$ . A curva sólida é  $F_1(\tau)$ , a curva ponto-tracejada é  $F_2(\tau)$ , a curva pontilhada é  $F_3(\tau)$ , e a curva tracejada é  $F_4(\tau)$ .

As Figuras 5.3 e 5.4 mostram dois exemplos do comportamento espaço temporal não linear do espalhamento estimulado modulacional Brillouin, para  $r = 0,95$  e as condições iniciais:  $F_1(0) = 100,01$ ,  $F_2(0) = 0$ ,  $F_3(0) = 64$  e  $F_4(0) = 49$ . Na Figura 5.3, não temos descasamento na frequência e nem dissipação, e as soluções são periódicas (Walters e Lewak, 1977); no caso de considerar  $r = 1,0$  o comportamento dos modos induzidos Stokes ( $F_3$ ) e anti-Stokes ( $F_4$ ) é igual e na Figura 5.3 as curvas se sobrepõem. Na Figura 5.4 são mostrados os efeitos do descasamento em frequência e da dissipação de onda. Nota-se que na ausência de descasamento em frequência a onda indutora transfere completamente sua energia

tal que  $(F_1)_{min} = 0$ , como mostra a Figura 5.3. Entretanto, na presença de desca-  
samento de frequência a transferência de energia da onda indutora é incompleta, e  
 $(F_1)_{min} > 0$ , o que reduz a eficiência de troca de energia entre as ondas, como se vê  
na Figura 5.4.

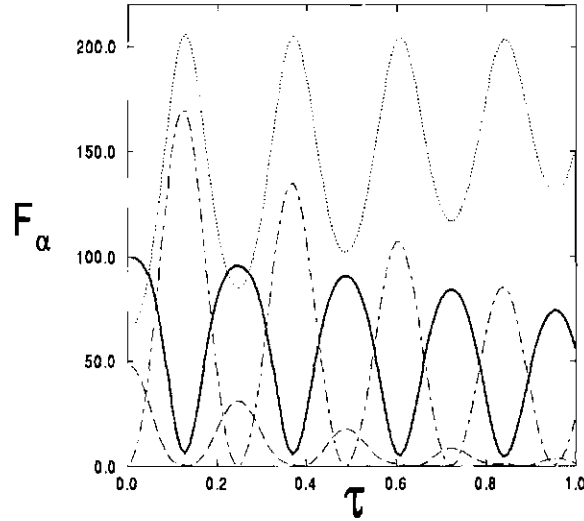


Fig. 5.4 - Evolução não linear da densidade de ação de fluxo  $F_\alpha$  com  $\tau = k(x - vt)$  para  $r = 0,95$ ;  $\nu'_1 = 0,01$  e  $\nu'_2 = 1,0$ ;  $\delta'_3 = 5$  and  $\delta'_4 = -5$ ; as condições iniciais e a notação são as mesmas que na Figura 5.3.

### 5.3 Dinâmica não linear da instabilidade modulacional es- timulada eletromagnética

Neste processo paramétrico de quatro ondas, uma onda indutora eletromagnética interage com duas ondas de Langmuir e com uma onda íon acústica,  $T_1 = L_3 + L_4 + S$ . A Figura 5.5 ilustra a cinemática de vetor de onda, e a Figura 5.6 o diagrama de casamento de fase dos dois tripletos presentes nesta instabilidade.

As equações básicas que governam o acoplamento ponderomotivo da onda indutora eletromagnética com as ondas de Langmuir e a onda íon acústica são as equações generalizadas de Zakharov.

Para a instabilidade modulacional estimulada eletromagnética, a partir das Equações (3.12) e (3.13) se obtém o seguinte sistema de quatro equações acopladas:

$$(\partial_t^2 - \nu_T \partial_t - c^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_1 = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} (n \mathbf{E}_3 + n \mathbf{E}_4), \quad (5.25)$$



$$(\partial_t^2 - \nu_S \partial_t - v_S^2 \nabla^2) n = \frac{\varepsilon_0}{2m_i} \nabla^2 (\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_3 + \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_4), \quad (5.26)$$

$$(\partial_t^2 - \nu_L \partial_t - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_3 = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathbf{E}_1, \quad (5.27)$$

$$(\partial_t^2 - \nu_L \partial_t - \gamma_e v_{th}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2) \mathbf{E}_4 = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_0} n \mathbf{E}_1, \quad (5.28)$$

onde  $\mathbf{E}_1$  representa o campo elétrico da onda indutora eletromagnética,  $\mathbf{E}_3$  o campo elétrico da onda induzida Stokes de Langmuir,  $\mathbf{E}_4$  o da onda induzida anti-Stokes de Langmuir, e  $\mathbf{E}_S$  o da onda íon acústica e os demais parâmetros são definidos similarmente aos processos anteriormente apresentados.

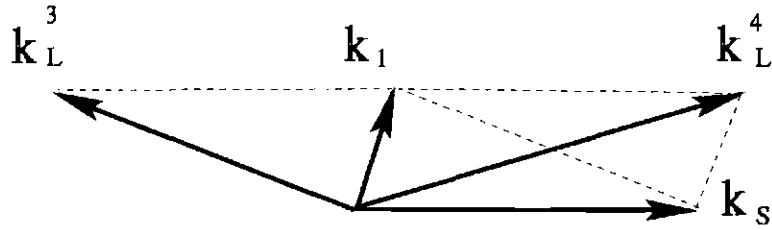


Fig. 5.5 - Cinemática de vetor de onda da instabilidade modulacional estimulada eletromagnética  $T_1 \rightleftharpoons L_3 + L_4 + S$  onde o vetor  $\mathbf{k}_1$  representa a onda indutora eletromagnética ( $T_1$ ), o vetor  $\mathbf{k}_S$  a onda íon-acústica ( $S$ ), o vetor  $\mathbf{k}_3$  a onda induzida de Langmuir Stokes ( $L_3$ ) e  $\mathbf{k}_4$  a onda induzida de Langmuir anti-Stokes ( $L_4$ ).

Na aproximação quasi linear da instabilidade consideramos  $\mathbf{E}_1 =$  constante, com  $|\mathbf{E}_1| \gg |\mathbf{E}_{L,S}|$ . Uma análise de Fourier das Equações (5.26)-(5.28) permite obter a relação de dispersão:

$$(\omega^2 + i\nu_S k - v_S^2 k^2) = -\frac{e^2 k^2 |\mathbf{E}_1|^2}{2m_e m_i} \times \left[ \frac{1}{\omega_4^2 + i\nu_L \omega_4 - \gamma_e v_{th}^2 k_4^2 - \omega_p^2} + \frac{1}{\omega_3^2 - i\nu_L \omega_3 - \gamma_e v_{th}^2 k_3^2 - \omega_p^2} \right]. \quad (5.29)$$

A partir da Equação (5.29) a taxa de crescimento é:

$$\Gamma = \frac{e^2 k^2 |\mathbf{E}_1|^2}{4\omega_1 m_e m_i} \left[ \frac{\nu_S \delta_{3,4}}{(\delta_{3,4}^2 - \omega_S^2)^2 + \nu_S^2 \delta_{3,4}^2} \right] \quad (5.30)$$

e o limiar

$$|\mathbf{E}_1|_{lim}^2 = \nu_L \nu_S \left( \frac{4m_e m_i \omega_1 \omega_S}{e^2 k_S^2} \right). \quad (5.31)$$

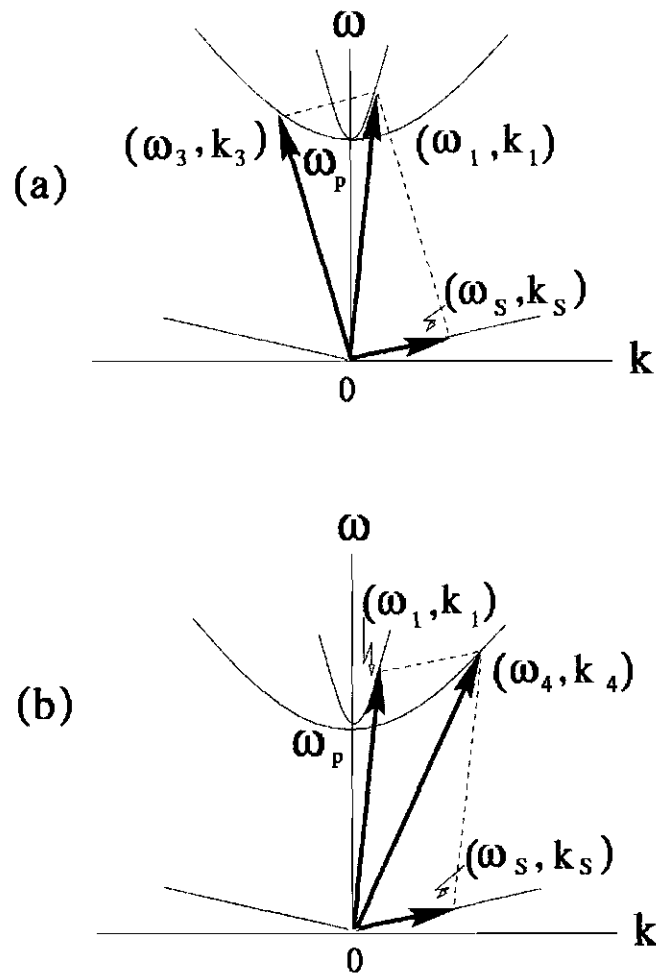


Fig. 5.6 - Diagrama de casamento de fase da instabilidade modulacional estimulada eletromagnética onde temos o triplete  $T_1 \Rightarrow L_3 + S$  na parte (a) e o triplete  $L_4 \Rightarrow T_1 + S$  na parte (b) onde o vetor  $(\omega_1, \mathbf{k}_1)$  representa a onda indutora eletromagnética, o vetor  $(\omega_s, \mathbf{k}_s)$  a onda íon acústica, o vetor  $(\omega_3, \mathbf{k}_3)$  a onda induzida de Langmuir Stokes e  $(\omega_4, \mathbf{k}_4)$  a onda induzida de Langmuir anti-Stokes.

Como resultado da interação não linear onda-onda uma modulação lenta espaço-temporal aparece; novamente, como nos casos anteriores, podemos introduzir a representação modulacional para os campos elétricos das ondas presentes no processo. Assim procedendo e fazendo expansão em série de Taylor do sistema, chega-se a um conjunto de quatro equações acopladas, similar ao caso anterior

$$(\partial_t + v_{g1} \cdot \nabla + \nu_T/2)\mathcal{E}_1 = c_3\omega_1(\mathcal{E}_S\mathcal{E}_3 \exp i\delta_3 t - r\mathcal{E}_S^*\mathcal{E}_4 \exp i\delta_4 t), \quad (5.32)$$

$$(\partial_t + v_{gS} \cdot \nabla + \nu_S/2)\mathcal{E}_S = -c_3 \left( \frac{m_e w_p^2}{2m_i w_S} \right) (\mathcal{E}_1 \cdot \mathcal{E}_3^* \exp -i\delta_3 t + r\mathcal{E}_1^* \cdot \mathcal{E}_4 \exp i\delta_4 t), \quad (5.33)$$

$$(\partial_t + v_{g3} \cdot \nabla + \nu_L/2)\mathcal{E}_3 = -c_3\omega_3\mathcal{E}_S^*\mathcal{E}_1 \exp -i\delta_3 t, \quad (5.34)$$

$$(\partial_t + v_{g4} \cdot \nabla + \nu_L/2)\mathcal{E}_4 = c_4\omega_4\mathcal{E}_S\mathcal{E}_1 \exp -i\delta_4 t, \quad (5.35)$$

onde os coeficientes de acoplamento não lineares são dados por  $c_3 = (ek_S)/(4m_e w_1 w_3)$  e  $c_4 = (w_3/w_4)c_3$ ;  $\delta_3 = \omega_1 - \omega_S - \omega_3$  e  $\delta_4 = \omega_1 + \omega_S - \omega_4$  são os parâmetros de descasamento da frequência e considerou-se casamento perfeito para os vetores de onda.

As soluções não lineares das Equações (5.32)-(5.35) são facilitadas usando a notação polar já definida nos casos anteriores. Com esta modificação as Equações (5.32)-(5.35) podem ser re-escritas como no sistema (5.13)-(5.20). Deve-se lembrar que neste caso o vetor de onda da onda eletromagnética indutora é perpendicular e muito menor que os vetores de onda das ondas de Langmuir induzidas, condição necessária para termos acoplamento nos campos elétricos das ondas como pode ser visto na cinemática bidimensional da Figura 5.5.

O sistema é não conservativo já que se consideram os efeitos do amortecimento das ondas e o comportamento é similar ao apresentado na seção anterior para o espalhamento estimulado Brillouin modulacional onde agora, as ondas induzidas são ondas de Langmuir e os coeficientes de amortecimento são também diferentes (Akimoto, 1988). Como foi dito no capítulo anterior, o coeficiente de amortecimento das ondas de Langmuir é maior que o das ondas eletromagnéticas porque ao efeito do amortecimento colisional elétron-íon, presente em ambos tipos de ondas, se deve adicionar o amortecimento de Landau no caso das ondas eletrostáticas.

Considerando-se o sistema conservativo,  $\nu_\alpha = 0$ , pode-se explicitar a Hamiltoniana e as relações de Manley-Rowe, que são constantes do movimento do sistema, e reduzir o mesmo de oito para seis equações acopladas como se fez no caso da instabilidade modulacional estimulada eletrostática de Langmuir na Seção 4.3. As soluções temporais e espaço temporais deste processo são similares às apresentadas nos processos anteriores vistos nas anteriores seções deste mesmo Capítulo 5 e as do

Capítulo 4, mas tendo em mente as diferenças que cada uma das ondas envolvidas introduzem nos coeficientes e na geometria vetorial do sistema como um todo, e que vão dar diferenças na interpretação dos resultados. Estes resultados teóricos permitem uma modelagem de alguns processos na óptica não linear e das interações laser-plasma com comparação das intensidades das ondas e suas variações espaço-temporais obtidas experimentalmente o que será comentado no Capítulo 6 como trabalhos a serem realizados.



## CAPÍTULO 6

### DISCUSSÕES E CONCLUSÕES

Neste trabalho, estudou-se inicialmente uma relação de dispersão (Equação 3.28), decorrente das equações generalizadas de Zakharov (Equações 3.12 e 3.13), relacionando ondas de Langmuir, ondas eletromagnéticas e ondas íon acústicas, permitindo o tratamento dos modos convectivo e absoluto de acordo com os valores dos campos elétricos das ondas indutoras e induzidas presentes. A variação dos valores das ondas indutoras se faz via densidade de energia normalizada ( $W$ ), a relação entre os dois campos indutores ( $p$ ) e o valor da frequência de plasma normalizada ( $\omega_{pN} = \omega_{pe}/\omega_S$ ). A determinação de quais ondas induzidas de alta frequência se encontrariam presentes se faz mediante a variação dos valores dos parâmetros de descasamento eletrostático ( $\delta_{LN}$ ) e eletromagnético ( $\delta_{TN}$ ).

Observa-se que existe um limiar mínimo no valor do parâmetro de controle  $K_C = W\omega_{pN}$  necessário para que as instabilidades estejam presentes ( $\Gamma_{max} > 0$ ); este valor (determinado numericamente), é de aproximadamente  $10^{-3}$ . Abaixo deste valor,  $K_C \approx 10^{-4}$ , não existe instabilidade ( $\Gamma \approx 10^{-8}$ ); com  $K_C \approx 10^{-3}$  instabilidades no modo convectivo começam a surgir, como mostra a Figura 3.8, com valores de  $\Gamma_{max} \approx 10^{-2} > 0$ . Na medida que se aumenta o parâmetro de controle as instabilidades crescem e a partir de  $K_C \approx 2,0 \times 10^{-2}$  o modo absoluto, além do convectivo, é observado, como mostra a Figura 3.9, com  $\Gamma_{max} \approx 10^{-1}$ .

Considerando os valores típicos dos parâmetros no vento solar, espaço interplanetário e frente de choque planetário, apresentados na Tabela 6 ( $E_{1,max} \approx 1mVm^{-1}$ ,  $\omega_{pe} \approx 24kHz$  e  $\omega_S \approx 30Hz$ ), poder-se-ia afirmar que normalmente não aconteceriam as instabilidades mencionadas neste trabalho ( $K_C \approx 10^{-3}$ ), mas quando se leva em conta os valores do campo elétrico das micro estruturas das ondas de Langmuir ( $E_{1,spike} \approx 10mVm^{-1}$ ) e não o valor do campo elétrico médio máximo ( $E_{1,max}$ ) se chega a obter valores para o parâmetro de controle  $K_C \geq 10^{-2}$  que determinam taxas de crescimento positivas ( $\Gamma \geq 1,0$ ) para as instabilidades, e com isso os processos apresentados no Capítulo 3 e seu comportamento espaço-temporal visto nos Capítulos 4 e 5 poderiam explicar algumas características das observações apresentadas no Capítulo 2.

A modulação temporal das amplitudes das ondas de Langmuir foram observadas no espaço (pela primeira vez) pelo satélite Voyager-1 na frente de choque do planeta Júpiter (Gurnett et al., 1981). Estes autores interpretaram essas observações como sendo consequência de processos do tipo instabilidade paramétrica de decaimento eletrostático ( $L \rightarrow L' + S$ ) e colapso espacial das ondas de Langmuir.



que processos do tipo decaimento, cujo tratamento teórico foi apresentado na Seção 4.2, seriam a explicação mais óbvia para estas observações.

As formas de onda obtidas com alta resolução digital dos pacotes de ondas de Langmuir modulados observados na frente de choque jupiteriana (Figura 2.8, Gurnett et al., 1981), na frente de choque venusiana (Figura 2.11, Hospodarsky et al., 1994) e no meio interplanetário (Figura 2.15, Gurnett et al., 1993; Hospodarsky e Gurnett, 1995) apresentam estruturas finas com duração de poucos milissegundos compatível com as soluções teóricas dos processos apresentados nos Capítulos 4 e 5. Estas formas de ondas são altamente coerentes sendo na sua maioria pacotes de onda isolados com formas de onda do tipo batimento (observar as Figuras 2.10, 2.13 e 2.14). As formas de ondas do tipo batimento sugerem a interação entre duas ondas de Langmuir quasi-monocromáticas com frequências ligeiramente diferentes e próximas da frequência de plasma local  $\omega_{pe}$  e com amplitudes comparáveis. De acordo com a teoria apresentada neste trabalho estas formas de ondas observadas podem ser explicadas em termos do batimento de duas ondas de Langmuir nos processos puramente eletrostáticos ( $L_1 \rightleftharpoons L' + S$  e  $L_1 \rightleftharpoons L_3 + L_4 + S$ ) ou no processo híbrido ( $L_1 \rightleftharpoons T + L' + S$ ). No caso dos processos de três ondas e no de quatro ondas híbrido as ondas indutora e induzida de Langmuir seriam as observadas; no modo convectivo os dois picos seriam individualmente a onda indutora e a onda induzida, no modo absoluto cada um dos picos seria a soma de uma onda indutora e sua onda induzida num processo que teria a presença de dois tripletos. No processo de quatro ondas puramente eletrostático a onda indutora teria sofrido uma completa depleção,  $E_{1,final} = 0$ , e as ondas observadas seriam as ondas induzidas de Langmuir Stokes e anti-Stokes. No caso de turbulência de Langmuir excitada por um feixe de elétrons além do processo de três ondas eletrostático poderiam ocorrer igualmente o processo eletromagnético,  $L_1 \rightleftharpoons T + S$ , Chian (1991), Rizzato e Chian (1992) e Robinson et al. (1994). Assim todos os processos apresentados no Capítulo 4 podem contribuir para produzir os pacotes de ondas de Langmuir que hoje frequentemente são observáveis graças aos melhoramentos tecnológicos na resolução espaço-temporal dos instrumentos.

O fato de que as duas ondas de alta frequência que sofrem batimento são de amplitudes comparáveis pode ser explicado por uma das relações de Manley-Rowe apresentadas neste trabalho para cada processo visto nos Capítulos 4 e 5 e das quais pode ser tirado que  $|E_1(0)|^2/|E_{L,max}|^2 = \omega_1/\omega_L$  para o caso de decaimento eletrostático ( $L_1 \rightleftharpoons L' + S$ ) e  $|E_1(0)|^2/|E_{T,max}|^2 = \omega_1/\omega_T$  para o caso do decaimento eletromagnético ( $L_1 \rightleftharpoons T + S$ ), onde as condições iniciais são  $E_L(0) = 0$  e  $E_T(0) = 0$ , respectivamente (Chian e Abalde, 1995). No caso dos processos de quatro ondas e supondo a condição final  $E_{1,final} = 0$ , além das condições iniciais anteriores, relações similares entre as amplitudes e frequências das ondas induzidas de alta frequência podem ser obtidas. Assim, destas relações obtém-se que as ondas indutora e induzidas de alta frequência têm níveis de energia comparáveis desde que no meio interplanetário se observa que  $\omega_1 \sim \omega_L \sim \omega_T \sim \omega_{pe}$ . Vale resaltar aqui que



nas figuras apresentadas nos Capítulos 4 e 5 se colocam condições arbitrárias nos parâmetros aos efeitos de poder distinguir as ondas Stokes e anti-Stokes e também aumentar o valor da onda íon acústica.

Da outra relação de Manley-Rowe pode-se obter  $|E_1(0)|^2/|E_{S_{max}}|^2 = \omega_1/\omega_S$ , e com isso se observa que o nível de energia da onda íon acústica é muito menor que a energia da onda de Langmuir desde que no vento solar se observa que  $\omega_S \ll \omega_1$ . Isto pode explicar porque as ondas íon acústicas associadas com turbulência de Langmuir são tão difíceis de ser medidas no vento solar (Gurnett et al., 1993).

A teoria apresentada nos Capítulos 4 e 5 pode fornecer uma estimativa numérica para o valor do campo elétrico das ondas íon acústicas. Nos eventos no espaço interplanetário apresentados por Gurnett et al. (1993), a maioria dos campos elétricos das ondas de Langmuir têm valores entre 0,01 e 1,0  $mVm^{-1}$ . Para uma frequência de plasma  $f_{pe} = 24 kHz$  e uma frequência íon acústica  $f_S = 400Hz$ , o campo elétrico da onda íon acústica  $|E_S| = (f_S/f_{pe})^{1/2}|E_L|$ , é estimado entre 1,3  $\muVm^{-1}$  a 0,13  $mVm^{-1}$ , e como o próprio trabalho diz, o instrumental a bordo do satélite Galileo não permite medidas confiáveis abaixo de 0,01  $mVm^{-1}$  que seriam mascaradas por níveis de ruído de fundo (devido a níveis de ruído do próprio receptor e de outros sinais de baixo nível) a partir dessa faixa de valores. Num trabalho recente Hospodarsky e Gurnett (1995) publicam dados similares à Figura 2.10, como apresenta a Figura 6.1, com uma extensão dos valores para as baixas frequências onde indicam a onda íon acústica de baixa frequência e as ondas de Langmuir de alta frequência com valores de potência, quadrado do campo elétrico, que estão em concordância com os valores acima mencionados.

O espectro das formas de onda de Langmuir do tipo batimento observadas no meio interplanetário por Gurnett et al. (1993) (Figura 2.8) consiste em dois picos separados por uma frequência de batimento da ordem do 400Hz (Figura 2.10). Nas observações na frente de choque do planeta Venus (Hospodarsky et al., 1994) (Figura 2.11) a separação entre os dois picos é da ordem dos 4 a 9 kHz (Figuras 2.13 e 2.14). Para o processo de três ondas ( $L_1 \rightleftharpoons L' + S$ ), apresentado na Seção 4.2, e de quatro ondas ( $L_1 \rightleftharpoons L' + T + S$ ), apresentado na Seção 4.4, a frequência de batimento é dada por  $f_0 - f_L \sim f_S$ , isto é, a frequência íon acústica. No caso dos processos de quatro ondas, ( $L_1 \rightleftharpoons L_3 + L_4 + S$  e  $T \rightleftharpoons L_3 + L_4 + S$ ) apresentados nas Seções 4.3 e 5.3, os dois picos podem ser interpretados como as duas ondas induzidas de Langmuir Stokes e anti-Stokes, e conseqüentemente a frequência íon acústica passa a ser a metade da frequência de batimento observada. Estas conclusões estão em concordância com Cairns e Robinson (1992b) que mostram que os pacotes de ondas de Langmuir do tipo batimento, observadas na frente de choque do planeta Júpiter, são moduladas por uma frequência íon acústica devidamente corrigida em seu valor devido ao efeito Doppler que deve ser levado em consideração.

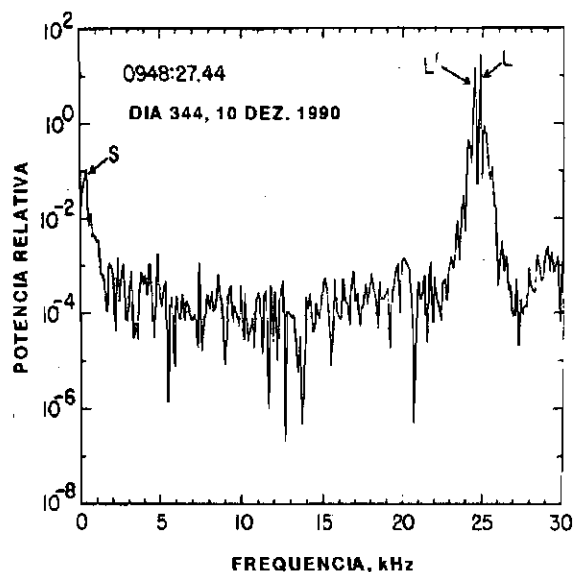


Fig. 6.1 - Espectro da forma de onda da Figura 2.8(c). Os dois picos mostram que a modulação é causada pelo batimento entre duas ondas de Langmuir,  $L$  e  $L'$ , de frequências próximas à frequência de plasma ( $\approx 24kHz$ ), amplitudes semelhantes e separadas por a frequência íon acústica  $S$  ( $\approx 400Hz$ ).

FONTE: Hospodarsky e Gurnett (1995), p.1162.

Deve-se dizer ainda que, nos pacotes de onda do tipo batimento, uma variedade de outros tipos de formas de ondas para a modulação das intensidades dos campos elétricos das ondas poderia ser observada. Assim, é plausível que uma variedade de diferentes processos de modulação, cada um dos quais com seu próprio e característico período, possa acontecer. A Equação 4.29 pode ser usada para identificar as escalas temporais de modulação não linear dos processos de três e quatro ondas apresentados neste trabalho, o qual é esperado ser mais longo que o período da onda íon acústica. Exemplos deste tipo de modulação aparecem na frente de choque jupiteriana (Gurnett et al., 1981, Figura 2.15). A forma das ondas para a modulação não linear dos pacotes de ondas de Langmuir e eletromagnéticas pode ser determinada a partir da Equação 4.28 no caso dos processos de três ondas ( $L \rightleftharpoons L' + S$  e  $L \rightleftharpoons T + S$ ), e das Equações 4.56 a 4.59 para os processos de quatro ondas estudados ( $L \rightleftharpoons L_4 + L_3 + S$ ,  $L \rightleftharpoons T + L' + S$ ,  $T \rightleftharpoons T_4 + T_3 + S$  e  $T \rightleftharpoons L_4 + L_3 + S$ ). No limite quando o módulo da função elíptica tende para zero (isto é,  $a_0 - a_1 \rightarrow 0$  nos casos de três ondas, e  $a_1 \rightarrow 0$  nos casos de quatro ondas), as soluções se reduzem a funções periódicas senoidais. Quando este módulo tende para a unidade, o período da modulação tenderia para infinito e as soluções tornam-se ondas solitárias do tipo secante hiperbólica.

Observando as expressões dos limiares para os diferentes processos aqui apresentados, Equações (4.15), (4.37), (4.65), (5.7) e (5.31), se pode concluir

que processos modulacionais ressonantes e convectivos podem estar acontecendo nos eventos tipo III observados.

Não é demais ressaltar aqui novamente que os parâmetros de desacoplamento em frequência ( $\delta'_{3,4}$ ) e amortecimento ( $\nu'_\alpha$ ) são fenomenológicos. Os valores numéricos foram escolhidos arbitrariamente, de modo a permitir que se observe nas figuras apresentadas os efeitos que eles produzem, e são compatíveis com os encontrados na literatura (Lin et al., 1986; Chian e Alves, 1988; Glanz et al., 1993; Thejappa et al., 1993). O mesmo poder ser dito dos valores para o coeficiente de acoplamento  $r$  e as condições iniciais das ondas  $F_\alpha(0)$ .

Apresentou-se uma teoria não linear coerente de conversão de ondas de Langmuir e eletromagnéticas em outras ondas de Langmuir e eletromagnéticas via acoplamento ponderomotivo com ondas íon acústicas. Considerou-se o caso mais geral, até o momento apresentado na literatura, e possivelmente o mais realista de acontecer no meio interplanetário, de ondas indutoras se propagando em sentidos contrários e com amplitudes diferentes. Estes processos para três e quatro ondas são um meio eficiente de dissipação de energia dos feixes de elétrons ejetados pelo Sol por mecanismos como as explosões solares ou os transientes coronais permitindo assim um monitoramento do acoplamento Sol-Terra. Tem-se exposto que a modulação temporal observada nas amplitudes das ondas de Langmuir, e que parecem ser provenientes de complexos mecanismos turbulentos, podem evoluir diretamente de efeitos não lineares fracos e simples de processos de decaimento de Langmuir eletrostático e eletromagnético ou ainda de processos de espalhamento modulacional estimulados. Esta teoria pode ser aplicada para a interpretação das estruturas finas das ondas de Langmuir ascendentes nas frentes de choque terrestre (Hospodarsky et al., 1991), venusiana (Hospodarsky et al., 1992, 1994) e jupiteriana (Gurnett et al., 1981; Thiessen e Kellogg, 1993) como também das estruturas finas das rádio emissões solares decimétricas, decamétricas e quilométricas (Wang e Li, 1991; Barrow et al., 1994; Gurnett et al., 1993; Hospodarsky e Gurnett, 1995).

Vários dos tópicos desenvolvidos neste trabalho admitem uma melhor exploração. O estudo da relação de dispersão geral pode ser aprimorado no aspecto da interpretação física dos resultados numéricos obtidos. A própria relação pode ser melhorada se são considerados nela fatores de dissipação para cada uma das ondas presentes. Nos processos não lineares apresentados já existe um profundo estudo da dinâmica caótica em acoplamentos conservativos ou Hamiltonianos para o caso de três e quatro ondas e dissipativos ou não Hamiltonianos para o caso de três ondas; poderia ser feito um estudo similar para o caso dissipativo para os processos de quatro ondas. Do ponto de vista observacional os modelos apresentados admitem uma imediata aplicação aos fenômenos de emissões de rádio solares na baixa coroa solar onde se observa que se as amplitudes dos campos elétricos forem menores que as do meio interplanetário as frequências das ondas eletromagnéticas estão na faixa de centenas de megahertz e até os gigahertz. Assim o parâmetro de controle  $K_C$

teria valores acima do limiar mínimo, ou seja, os processos aqui apresentados seriam factíveis de acontecer nesta região para os valores médios dos campos elétricos das ondas eletrostáticas que estão presentes nesta região. A modelagem dos processos que apresentam ondas eletromagnéticas como indutoras admitem uma comparação imediata com os valores observacionais obtidos nos trabalhos de óptica não linear e fenômenos laser-plasma para assim considerar se estes tipos de instabilidades acontecem. Todos estes pontos são caminhos a serem percorridos para aprimorar o conhecimento e entendimento da física de plasma espacial e de laboratório.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Alvarez, H.; Haddock, F.; Lin, R. P. Evidence for electron excitation of type III radio burst emission. *Solar Phys.*, **26**(1):468-473, Jan. 1972.
- Akimoto, K. Electromagnetic effects on parametric instabilities of Langmuir waves. *Phys. Fluids*, **31**(3):538-546, Mar. 1988.
- Anderson, R. R.; Parks, G. K.; Eastman, T. E.; Gurnett, D. A.; Frank, L. A. Plasma waves associated with energetic particles streaming into the solar wind from the Earth' bow shock. *J. Geophys. Res.*, **86**(A6):4493-4510, June 1981.
- Bardwell, S.; Goldman, M. V. Three-dimensional Langmuir instabilities in type III solar radio bursts. *Astrophys. J.*, **209**(3):912-926, Nov. 1976.
- Barrow, C. H.; Zarka, P.; Aubier, M. G. Fine structures in solar radio emission at decametric wavelengths. *Astron. Astrophys.*, **286**(2):597-606, June 1994.
- Bingham, R.; Lashmore-Davies, C. N. On the nonlinear development of the Langmuir modulational instability. *J. Plasma Phys.*, **21**(1):51-69, May 1979a.
- Bingham, R.; Lashmore-Davies, C. N. On the nonlinear development of the filamentation of an electromagnetic wave in a plasma. *Plasma Phys.*, **21**(5):433-453, May 1979b.
- Bingham, R.; Lashmore-Davies, C. N. Filamentation re-visited. *Plasma Phys.*, **26**(11):1325-1331, Nov. 1984.
- Byrd, P. F.; and Friedman, M. D. *Handbook of elliptic integral for engineers and scientists*. New York, Springer-Verlag, 1971. 358 p.
- Cairns, I. H. Fundamental plasma emission involving ion sound waves *J. Plasma Phys.*, **38**(2):169-178, Oct. 1987.
- Cairns, I. H.; Robinson, P. A. Strong Langmuir turbulence at Jupiter ?. *Geophys. Res. Lett.*, **19**(11):1069-1072, June 1992a.
- Cairns, I. H.; Robinson, P. A. Theory for low-frequency modulated Langmuir wave packets. *Geophys. Res. Lett.*, **19**(20):2187-2190, Nov. 1992b.
- Canu, P.; Conilleau-Wehrin, N.; de Villedary, C.; Kellogg, P. J.; Harvey, C. C.; MacDowall, R. J. Observations of electron plasma waves upstream of the Jovian bow shock. *Planet. Space Sci.*, **41**(11/12):811-822, Nov./Dec. 1993.
- Chen, F. F. *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. New York, Plenum Press, 1984. 421 p.

- Cheung, P. Y.; Wong, A. Y.; Darrow, C. B.; Qian, S. J. Simultaneous observation of caviton formation, spiky turbulence, and electromagnetic radiation. *Phys. Rev. Lett.*, **48**(19):1348-1354, May 1982.
- Chian, A. C. -L. Electromagnetic radiation emitted by supersonic Langmuir turbulence in active experiments in space. *Planet. Space Sci.*, **39**(8):1217-1222, Aug. 1991.
- Chian, A. C. -L.; Abalde, J. R. Nonlinear modulation of Langmuir waves by ion-acoustic waves in the interplanetary medium and planetary foreshocks. *Astron. Astrophys.*, **298**(1):L9-L12, June 1995.
- Chian, A. C. -L.; Alves, M. V. Nonlinear generation of fundamental radiation of interplanetary type III radio bursts. *Astrophys. J.*, **330**(1):L77-L80, July 1988.
- Chian, A. C. -L.; Rizzato, F. B. Coupling of electromagnetic filamentation instability and electrostatic Langmuir parametric instabilities in laser-plasma interactions. *J. Plasma Phys.*, **51**(1):61-73, Feb. 1994a.
- Chian, A. C. -L.; Rizzato, F. B. Ponderomotive interaction of electrostatic parametric instabilities in active experiments in space. *Planet. Space Sci.*, **42**(7):569-573, July 1994b.
- Chian, A. C. -L.; Lopes, S. R.; Alves, M. V. Nonlinear excitation of Langmuir and Alfvén waves by auroral whistler waves in the planetary magnetosphere. *Astron. Astrophys.*, **288**(3):981-984, Aug. 1994a.
- Chian, A. C. -L.; Lopes, S. R.; Alves, M. V. Generation of auroral whistler-mode radiation via nonlinear coupling of Langmuir waves and Alfvén wave. *Astron. Astrophys.*, **290**(1):L13-L16, Oct. 1994b.
- Dulk, G. A.; McLean, D. J.; Nelson, G. J. Solar Flares. In: McLean, D. J.; Labrum, N. R., ed. *Solar radiophysics*. Cambridge, Cambridge University Press, 1985. cap. 4, p. 53-88.
- Fainberg, J.; Stone, R. G. Satellite observation of type III solar radio bursts at low frequencies. *Space Sci. Rev.*, **16**(1):145-188, 1974.
- Fitzenreiter, R.J.; Evans, L. G.; Lin, R. P. Quantitative comparisons of type III radio burst intensity and fast electron flux at 1 AU. *Solar Phys.*, **46**(2):437-446, Feb. 1976.
- Forslund, D. W.; Kindel, J. M.; Lindman, E. L. Theory of stimulated scattering processes in laser-irradiated plasmas. *Phys. Fluids*, **18**(8):1002-1016, Aug. 1975.
- Frank, L. A.; Gurnett, D. A. Direct observations of low-energy solar electrons associated with a type III solar radio burst. *Solar Phys.*, **27**(1):446-465, 1972.

- Gandy, R. F.; Hutchinson, I. H.; Yates, D. H. Observation and analysis of maser activity in a tokamak plasma. *Phys. Rev. Lett.*, **54**(8):800-803, Feb. 1985.
- Ginzburg, V. L.; Zheleznyakov, V. V. On the possible mechanism of sporadic solar radio emission (radiation in an isotropic plasma). *Soviet Astron.-AJ*, **2**(4):653-668, Jan./Feb. 1958.
- Glanz, J.; Goldman, M. V.; Newman, D. L.; McKinstrie, C. J. Electromagnetic instability and emission from counterpropagating Langmuir waves. *Phys. Fluids B*, **5**(4):1101-1114, Apr. 1993.
- Goldman, M. V. Strong turbulence of plasma waves. *Rev. Mod. Phys.*, **56**(4):709-735, Oct. 1984.
- Goldman, M. V.; Reiter, G. F.; Nicholson, D. R. Radiation from a strongly turbulent plasma: application to electron beam-excited solar emissions. *Phys. Fluids*, **23**(2):388-401, Feb. 1980.
- Gurnett, D. A.; Anderson, R. R. Plasma wave electric fields in the solar wind: initial results from Helios 1. *J. Geophys. Res.*, **82**(4):632-650, Feb. 1977.
- Gurnett, D. A.; Frank, L. A. Electron plasma oscillations associated with type III radio emissions and solar electrons. *Solar Phys.*, **45**(1):477-493, 1975.
- Gurnett, D. A.; Maggs, J. E.; Gallagher, D. L.; Kurth, W. S.; Scarf, F.L. Parametric interaction and spacial collapse of beam-driven Langmuir waves in the solar wind. *J. Geophys. Res.*, **86**(A10):8833-8841, Sep. 1981.
- 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. *J. Geophys. Res.*, **98**(A4):5631-5637, Sep. 1993.
- Hospodarsky, G. B.; Gurnett, D. A. Beat-type Langmuir wave emissions associated with a type III solar radio burst: Evidence of parametric decay. *Geophys. Res. Lett.* **22**(10):1161-1164, May 1995.
- Hospodarsky, G. B.; Gurnett, D. A.; Kurth W. S.; Bolton, S. J. High resolution measurement of Langmuir waves upstream of the Earth's bow shock. *EOS*, **72**(44):390, 1991.
- Hospodarsky, G. B.; Gurnett, D. A.; Kurth W. S.; Bolton, S. J.; Kivelson, M.; Strangeway, R. J. Foreshock physics and radio bursts. *EOS*, **73**(14):241, 1992.
- Hospodarsky, G. B.; Gurnett, D. A.; Kurth W. S.; Kivelson, M. G.; Stangeway, R. J.; Bolton, S. J. Fine structure of Langmuir waves observed upstream of the bow shock at Venus. *J. Geophys. Res.* **99**(A7):13363-13371, July 1994.
- Joshi, C. The nonlinear optics of plasmas. *Physica Scripta* **T30**:90-94, Feb. 1990.



- Kellogg, J. P.; Goetz, K.; Howard, R. L.; Monson, S. J. Evidence for Langmuir wave collapse in the interplanetary plasma. *Geophys. Res. Lett.*, **19**(12):1303-1306, June 1992a.
- Kellogg, J. P.; Goetz, K.; Lin, S. J.; Monson, S. J.; Balogh, A.; Forsyth, R. J. Low frequency magnetic signals associated with Langmuir waves *Geophys. Res. Lett.*, **19**(12):1299-1302, June 1992b.
- Koons, H. C.; Roeder, J. L.; Bauer, O. H.; Haerendel, G.; Treumann, R.; Anderson, R. R.; Gurnett, D. A.; Holzworth, R. H. Observation of nonlinear wave decay processes in the solar wind by the AMPTE IRM plasma wave experiment. *J. Geophys. Res.*, **92**(A6):5865-5872, June 1987.
- Kruchina, E. N.; Sagdeev, R. Z.; Shapiro, V. D. Strong Langmuir turbulence as a source of radio emission. *JETP Lett.*, **32**(6):419-423, 1980.
- Kundu, M. R. *Solar Radio Astronomy*. New York, Interscience, 1965. 660 p.
- Kuznetsov, E. A. The collapse of electromagnetic waves in a plasma. *Sov. Phys.-JETP*, **39**(6):1003-1007, Dec. 1974.
- Lashmore-Davies, L. N., Parametric up-conversion of Langmuir waves into transverse electromagnetic waves. *Phys. Rev. Lett.*, **32**(6):289-291, Feb. 1974.
- Lashmore-Davies, C. N. Nonlinear laser plasma interaction theory. In: Gill, R. D. *Plasma physics and nuclear fusion research*. New York, Academic Press, 1981. cap. 14 p. 319-354.
- Leung, P.; Iran, M. Q.; Wong, A. Y. Plasma wave collapse generated by the interaction of two oppositely propagating electron beams with a plasma. *Plasma Phys.*, **24**(5):567-575, May 1982.
- Li, L. H.; Li, X. Q. Three-wave interactions in strong Langmuir turbulence. *Phys. Fluids B*, **5**(10):3819-3821, Oct. 1993.
- Lin, R. P. The emission and propagation of  $\sim 40$  keV solar flare electrons. *Solar Phys.*, **12**(1):266-303, 1970.
- Lin, A. T.; Kaw, P. K.; Dawson, J. M. A possible plasma laser. *Phys. Rev. A*, **8**(5):2618-2624, Nov. 1973.
- 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. *Astrophys. J.*, **308**(2):954-965, Sep. 1986.
- Lin, R. P.; Potter, D. W.; Gurnett, D. A.; Scarf, F. L. Energetic electrons and plasma waves associated with a solar type III radio burst. *Astrophys. J.*, **251**(1):364-373, 1981.

- Longinov, A. V.; Perepelkin, N. F.; Suprunenko, V. A. Local suppression and intensification of RF turbulence in current carrying plasma. *Sov. J. Plasma Phys.*, **2**(4):344-349, July/Aug. 1976.
- Lopes, S. R.; Chian, A. C. -L. A coherent nonlinear theory of auroral Langmuir-Alfvén-whistler (LAW) events in the planetary magnetosphere. *Astron. Astrophys.*, 1995. In press.
- McLean, D. J.; Labrum, N. R. *Solar Radiophysics*. Cambridge, Cambridge University Press, 1985. 516 p.
- Melrose, D. B. A relationship between the brightness temperatures for type III bursts. *Sol. Phys.*, **35**(1):441-450, 1974.
- Melrose, D. B. Remarks on plasma emission and its application to solar radio bursts. *Radiophys. and Quantum Electron.*, **20**(5):945-951, 1978.
- Melrose, D. B. The emission mechanisms for solar radio bursts. *Space Sci. Rev.*, **26**(1):3-38, May 1980a.
- Melrose, D. B. Mode coupling in the solar corona. VI\* Direct conversion of Langmuir waves into o-mode waves. *Australian J. Phys.*, **33**(1):121-137, 1980b.
- Melrose, D. B. The brightness temperatures of solar type III bursts. *Sol. Phys.*, **120**(2):369-381, 1989.
- Melrose, D. B.; Dulk, G. A.; Cairns, I. H. Clumpy Langmuir waves in type III solar radio bursts. *Astron. Astrophys.*, **163**(1/2):229-238, July 1986.
- Mima, K.; Nishikawa, K. Parametric instabilities and wave dissipation in plasmas. In: Galeev, A. A. and Sudan, R. N. ed. *Handbook of Plasma Physics*. Amsterdam, North-Holland, 1984. v.2, p. 451-517.
- Minorsky, N. Parametric excitation. In: Krieger, R. E., ed. *Nonlinear oscillations*. New York, Robert E. Krieger, 1974. cap. 20, p. 488-513.
- Nicholson, D. R.; Goldman, M. V.; Hoyng, P.; Weatherall, J. C. Nonlinear Langmuir waves during type III solar radio bursts. *Astrophys. J.*, **223**(2):605-619, 1978.
- Papadopoulos, K.; Golstein, M. L.; Smith, R. A. Stabilization of electron streams in type III solar radio bursts. *Astrophys. J.*, **196**(1):175-169, May 1974.
- Peierls, R. E. *Quantum theory of solids*. Oxford, Oxford University Press, 1955. 205 p.
- Pulinets, S. A.; Selegey, V. V. Ionospheric plasma modifications in the vicinity of a spacecraft by powerful radio pulses in topside sounding. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**(2):149-154, Feb. 1986.

- Reasoner, D. L. *The combined release and radiation effects satellite program CR-RES: a unique series of scientific experiments*. Alabama, University of Alabama Research Institute, June 1990.
- Reiner, M. J.; Stone, R. G.; Fainberg, J. Detection of fundamental and harmonic type III radio emission and the associated Langmuir waves at source region. *Astrophys. J.*, **394**(1):340-350, July 1992.
- Rizzato, F. B.; Chian, A. C. -L. Nonlinear generation of the fundamental radiation in plasmas: the influence of induced ion-acoustic and Langmuir waves. *J. Plasma Phys.*, **48**(1):71-84, Aug. 1992.
- Robinson, P. A.; Cairns, I. H.; Willes, A. J. Dynamics and efficiency of type III solar radio emission. *Astrophys. J.*, **422**(2):870-882, Feb. 1994.
- Robinson, P. A.; Willes, A. J.; Cairns, I. H. Dynamics of Langmuir and ion-sound waves in type III solar radio sources. *Astrophys. J.*, **408**(2):720-734, May 1993.
- Shen, Y. *The principles of nonlinear optics*. New York, John Wiley, 1984. 456 p.
- Shuiskaya, F. K.; Galperin, Y. I.; Serov, A. A.; Baranetz, N. V.; Kushnerevsky, Y. V.; Vasiliev, G. V.; Pulinets, S. A.; Pligel, M. D.; Selegey, V. V. Resonant heating of the ionospheric plasma by powerful radiopulses aboard the Intercosmos-19 and Cosmos 1809 satellites. USSR, *Space Research Institute of Academy of Sciences of the U.S.S.R.*, 1987. (Report N. p. 1304).
- Shukla, P. K.; Yu, M. Y.; Moham, M.; Varma, R. K.; Spatscheck, K. H. Electromagnetic wave generation in a beam-plasma system. *Phys. Rev. A*, **27**(1):552-557, Jan. 1983.
- Smith, R. A.; Goldstein, M. L.; Papadopoulos, K. Nonlinear stability of solar type III radio bursts. I) theory. *Astrophys. J.*, **234**(1):348-362, Nov. 1979.
- Smith, E. J.; Page, D. E.; Wenzel, K. P. Ulysses: A journey above the Sun's poles. *EOS*, **72**(22):241-248, May 1991.
- Takakura, T. Low frequency turbulence in the solar corona and fundamental radiation of type III solar radio burst. *Sol. Phys.*, **62**(1):375-382, 1979.
- Thejappa, G.; Lengyel-Frey, D.; Stone, R. G.; Goldstein, M. L. Evaluation of emission mechanisms at  $\omega_p$  using Ulysses observations of type III bursts. *Astrophys. J.*, **416**(2):831-844, Oct. 1993.
- Thidé, B.; Kopka, H.; Stubbe, P. Observation of stimulated scattering of a strong high-frequency radio wave in the ionosphere. *Phys. Rev. Lett.*, **49**(21):1561-1564, Nov. 1982.



- Thidé, B.; Hedberg, A.; Fejer, J. A.; Sulzer, M. P. First observations of stimulated electromagnetic emission at Arecibo. *Geophys. Res. Lett.*, **16**(5):369-372, May 1989.
- Thiessen, J. P.; Kellogg, P. J. Langmuir wave decay and collapse in the Jovian foreshock. *Planet. Space Sci.*, **41**(11/12):823-832, Nov./Dec. 1993.
- Thornhill, S. G.; ter Haar, D. Langmuir turbulence and modulational instability. *Phys. Reports*, **43**(2):45-99, July 1978.
- Walters, D.; Lewak, G. Dynamic of four coupled plasma waves to second order. *J. Plasma Phys.*, **18**(3):525-536, Dec. 1977.
- Wang, D.-Y.; Li, D. -Y. Nonlinear parametric instability and millisecond solar radio spikes. *Solar Phys.*, **135**(2):393-405, Oct. 1991.
- Weatherall, J. C.; Goldman, M. V.; Nicholson, D. R. Parametric instabilities in weakly magnetized plasma. *Astrophys. J.*, **246**(1):306-313, 1981.
- Wild, J. P.; McCready, L. L. Observations of the spectrum of high-intensity solar radiation at metre wavelengths. I) The apparatus and spectral types types of solar burst observed. *Aust. J. Sci. Res. Ser. A.*, **3**(1):387-392, 1950.
- Wild, J. P.; Smerd, S. F.; Weiss, A. A. Solar Bursts. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **1**(1):291-366, 1963.
- Wong, A. Y.; Quon, B. H. Spatiall collapse of beam-driven plasma waves. *Phys. Rev. Lett.*, **34**(24):1499-1502, June 1975.
- Zaitsev, V. V. *Electromagnetic waves in space plasmas: generation and propagation*. Moscow, Nauka, 1977. 187 p.
- Zakharov, V. E. Colapse of Langmuir waves. *Sov. Phys.-JETP*, **35**(5):908-914, Nov. 1972.
- Zheleznyakov, V. V. *Radio emission of the Sun and Planets*. New York, Pergamon, 1970. 376 p.