

MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-6819-TDI/640

**ESTUDO DA INTERAÇÃO FEIXE DE ELÉTRONS-PLASMA EM
UMA MÁQUINA DE PLASMA QUIESCENTE**

Fábio do Prado

Tese de Doutorado em Ciência Espacial / Geofísica Espacial, orientada pela Dra. Maria
Virgínia Alves, aprovada em dezembro de 1997.

INPE
São José dos Campos
1998

533.9

PRADO, F.

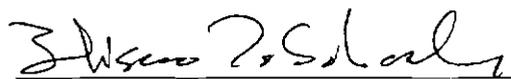
Estudo da interação feixe de elétrons-plasma em uma máquina de plasma quiescente / F. Prado. – São José dos Campos: INPE, 1997.

204 p. – (INPE-6819-TDI/640)

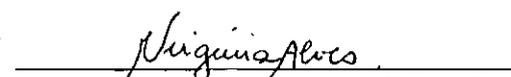
1.Física de plasma. 2.Ondas de Langmuir. 3.Ondas eletrostáticas. 4.Ondas de plasma. 5.Máquina. 6.Plasma quiescente (PQUI). I.Título.

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

Dr. Hisao Takahashi


Presidente

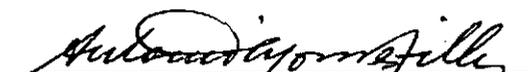
Dra. Maria Virginia Alves


Orientadora

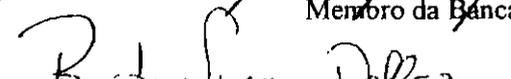
Dr. Polinaya Muralikrishna


Membro da Banca

Dr. Antonio Montes Filho


Membro da Banca

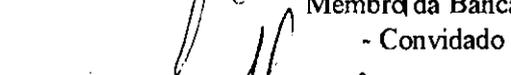
Dr. Renato Sérgio Dallaqua


Membro da Banca

Dr. José Leonardo Ferreira


Membro da Banca
- Convidado -

Dr. Antonio de Pádua Brito Serbêto


Membro da Banca
- Convidado -

Candidato: Fábio do Prado

São José dos Campos, 16 de dezembro de 1997

A minha esposa Marilda e as minhas filhas, Gabriela e Livia, por sua paciência e por me ensinarem a ver o mundo não somente com os olhos mas principalmente com o coração.

Aos meus pais, Lyrio e Dalva, pelo apoio prestado durante toda minha carreira de estudante e por me introduzirem sem receio no mundo da ciência.

A Deus por ter me dado, gratuitamente, estas dádivas.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a minha orientadora Dra. Maria Virgínia Alves pelo grande incentivo, confiança e colaboração prestada no desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço ao meu companheiro de trabalho e de certa forma co-orientador, Dr. Renato S. Dallaqua, pela valiosa ajuda na discussão e desenvolvimento dos diagnósticos utilizados neste trabalho e montagem do aparato experimental.

Agradeço de maneira especial ao amigo Dr. Dmitry M. Karfidov pelas valiosas discussões, sem as quais este trabalho não teria sido concluído de forma tão brilhante.

Agradeço também ao desenhista Joaquim Godoi Filho, meu cunhado e amigo, pela valiosa ajuda na confecção de várias figuras apresentadas neste trabalho.

Finalmente, agradeço a todos os amigos do Laboratório Associado de Plasmas (LAP) e de outras divisões do INPE que me incentivaram em mais esta etapa na longa caminhada em direção ao “conhecimento pleno”.

RESUMO

Este trabalho apresenta um estudo da excitação de ondas de Langmuir a partir da injeção de um feixe de elétrons no plasma gerado na máquina de plasma quiescente, PQUI, e descreve a evolução desta interação à medida que o sistema feixe-plasma se desenvolve para um regime de turbulência forte quando a instabilidade modulacional é excitada. Os efeitos dos processos não-lineares são investigados experimentalmente através das mudanças no processo de relaxamento do feixe de elétrons e no comportamento do espectro das ondas de Langmuir.

ELECTRON BEAM-PLASMA INTERACTION STUDY IN A QUIESCENT PLASMA MACHINE

ABSTRACT

This work is an experimental study of Langmuir waves generation by the interaction between a weak electron beam and a plasma created in a quiescent plasma machine, called PQUI. This work describes the evolution of such beam-plasma system to a strong Langmuir turbulence regime. The non-linear effects of modulational instability are studied by means of the changes in the processes of beam relaxation and in the Langmuir wave spectrum.

SUMÁRIO

	Pag.
LISTA DE FIGURAS	xv
LISTA DE TABELAS	xxv
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 2 - A MÁQUINA DE PLASMA QUIESCENTE – PQUI	7
2.1 - Introdução	7
2.2 - Descrição da máquina de plasma	8
2.3 - Descrição dos diagnósticos utilizados	15
2.3.1 - Sonda de Langmuir plana	15
2.3.2 - Analisador eletrostático de energia	27
2.3.3 - Analisador de espectro	34
2.4 - Caracterização do plasma e do feixe de elétrons gerados na máquina PQUI	36
2.4.1 - Medidas dos parâmetros de plasma	36
2.4.2 - Medidas dos parâmetros do feixe de elétrons	43
CAPÍTULO 3 - EXCITAÇÃO DE ONDAS DE LANGMUIR NUM SISTEMA FEIXE-PLASMA	53
3.1 - Introdução.....	53
3.2 - Revisão dos conceitos de propagação de ondas eletrostáticas em plasmas..	54
3.3 - Teoria de fluidos	58
3.4 - Relação de dispersão das ondas de Langmuir	61
3.5 - Instabilidade feixe-plasma	67

CAPÍTULO 4 - EVOLUÇÃO DA INTERAÇÃO FEIXE-PLASMA	77
4.1 - Introdução	77
4.2 - Teoria linear e quasi-linear	78
4.3 - Teoria não-linear	93
4.3.1 - Turbulência fraca de Langmuir	96
4.3.2 - Turbulência forte de Langmuir	101
CAPÍTULO 5 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES	123
CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES	153
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	157
APÊNDICE A	169

LISTA DE FIGURAS

	Pag.
2.1 Desenho esquemático da máquina de plasma duplo PQUI construída no LAP/INPE.	9
2.2 Configuração de espelhos magnéticos múltiplos para confinamento magnético superficial do plasma quiescente.	11
2.3 Fotografia com vista interna da máquina de plasma PQUI. Em detalhe a estrutura de ímãs que contorna a câmara fonte.....	12
2.4 Potenciais dos plasmas fonte e alvo (a) e o potencial flutuante da grade de separação (b) em função de V_a com o anodo da câmara fonte aterrado. Descarga em Argônio a pressão da ordem de $2,0 \times 10^{-4}$ mbar e corrente de descarga $I_d = 0,25$ A.....	14
2.5 Corrente eletrônica de uma sonda ideal plana (I_e) em função do potencial da sonda (V_s)	18
2.6 Corrente eletrônica de uma sonda ideal plana (I_e) em função do potencial da sonda (V_s) quando um feixe de elétrons é injetado sobre um plasma Maxwelliano.	21
2.7 Curva característica $I \times V$ de uma sonda de tântalo imersa em um plasma de Argônio a pressão de 3×10^{-5} mbar e energia térmica da ordem de 5 eV na presença de um feixe de elétrons de 300 eV FONTE: Hershkowitz (1989), p. 130	23

2.8	Curvas características $I \times V$ ideais para sondas planas, cilíndricas esféricas.	24
2.9	Sonda eletrostática plana e diagrama do circuito de varredura.	26
2.10	Curva característica $I \times V$ da sonda de tungstênio e diâmetro de aproximadamente $1,0\text{ cm}$ imersa no plasma de Argônio gerado na PQUI a pressão de $2 \times 10^{-4}\text{ mbar}$, produzido por feixe de elétrons de energia da ordem de 100 eV	26
2.11	Desenho esquemático do analisador eletrostático de energia e o circuito elétrico para polarização das grades e do coletor.	28
2.12	Curva característica do analisador eletrostático de energia inserido em plasma na presença de um feixe de 100 eV e sua derivada $-dI_C / dV_2$	32
2.13	Repetições da medida da curva característica do analisador (curvas A, B e C). Condições de operação da máquina PQUI: $p = 2,0 \times 10^{-4}\text{ mbar}$, $I_d = 1,0\text{ A}$; $z = 20\text{ cm}$	33
2.14	Espectro de frequência das oscilações de plasma obtido através do analisador de espectro nas seguintes condições de operação da PQUI: $p = 3,0 \times 10^{-4}\text{ mbar}$, densidade do plasma $n_0 = 1,8 \times 10^9\text{ cm}^{-3}$, densidade do feixe $n_b = 2,2 \times 10^6\text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1,6\text{ eV}$, $W_b = 200\text{ eV}$ e posição da sonda $z = 40\text{ cm}$	35
2.15	Parâmetros dos plasmas fonte (gráficos a) e alvo (gráficos b) em função da tensão de descarga.	37

2.16	Parâmetros dos plasma fonte (a) e alvo (b) em função da corrente de descarga da câmara fonte.	38
2.17	Parâmetros dos plasma fonte (a) e alvo (b) em função da pressão de gás neutro.	39
2.18	Perfil axial dos parâmetros dos plasmas fonte (a) e alvo (b).....	41
2.19	Parâmetros dos plasmas fonte (a) e alvo (b) em função do potencial de aceleração do feixe de elétrons entre os anodos das câmaras.	42
2.20	Medida da função distribuição dos elétrons do plasma alvo para diferentes tensões aplicadas entre os anodos: (a) 25 V; (b) 50 V; (c)75 V; (d) 100 V; (e) 125 V e (f) 150 V.	44
2.21	Energia do feixe em função da tensão aplicada entre os ânodos das câmaras fonte e alvo.	45
2.22	Desenho ilustrativo da medida da corrente do feixe por um amperímetro inserido no circuito de polarização das câmaras.	46
2.23	Corrente que flui entre os anodos das câmaras fonte e alvo em função da tensão de descarga V_d para $V_a = 0 V$ e $V_a = 100 V$	48
2.24	Derivada da curva característica do analisador de energia e a curva Gaussiana obtida através de ajuste computacional.	50
3.1	Relação de dispersão de Bohm-Gross normalizada.	65
3.2	Caminho de integração na velocidade v da Equação 3.34.	72

3.3	Distribuição de velocidades dos elétrons do sistema. (a) Distribuição Maxwelliana do tipo e^{-v^2} e (b) distribuição instável de velocidades devido a presença do feixe de elétrons.	73
4.1	Relação de dispersão das ondas num sistema feixe de elétrons-plasma para o caso do regime hidrodinâmico (feixe frio). FONTE: O'Neil e Malmberg (1968), p. 1755.	80
4.2	Relação de dispersão das ondas à medida que o feixe se dispersa devido ao processo de aprisionamento. FONTE: O'Neil e Malmberg (1968), p. 1755.	82
4.3	Órbitas dos elétrons no espaço de fase durante processo de aprisionamento descrito pela teoria quasi-linear em três diferentes instantes de tempo. FONTE: Drummond et. al. (1970), p. 2423.	84
4.4	Energia do campo elétrico da onda de Langmuir em função do tempo durante desenvolvimento da instabilidade feixe-plasma para o caso de um feixe frio.	85
4.5	Curva experimental da potência total da onda observada numa coluna de plasma ($n_e \approx 7 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$; $T_e \approx 20 \text{ eV}$) em função da distância do ponto de injeção de um feixe de elétrons de corrente igual a $1,0 \text{ mA}$. FONTE: Gentle e Roberson (1971), p. 2781.	86
4.6	Diagrama de espaço de fase dos elétrons num sistema feixe-plasma obtido através de simulação por partículas FONTE: Thompson (1971), p. 1540.	87

4.7	Energia da onda de Langmuir em função da distância do ponto de injeção do feixe sobre uma coluna de plasma. FONTE: Roberson e Gentle (1971), p.2466.	90
4.8	Relação de dispersão das ondas de Langmuir. A curva contínua representa a relação de dispersão teórica considerando os efeitos da geometria finita da coluna de plasma; os círculos correspondem à curva de dispersão experimental medida sem a presença do feixe e os quadrados correspondem à curva medida na presença de um feixe morno. FONTE: Roberson e Gentle (1971), p. 2466.	91
4.9	Função distribuição de energia final dos elétrons do feixe injetado sobre uma coluna de plasma. FONTE: Roberson e Gentle (1971), p. 2468.	92
4.10	Comportamento da amplitude das ondas de Langmuir durante o processo de condensação descrito pelas equações de Zakharov ($t_3 > t_2 > t_1 > t_0$)... ..	99
4.11	Auto-focagem das ondas de Langmuir causada pelo efeito da força ponderomotriz.	103
4.12	Comprimento de relaxação de um feixe de elétrons em função da razão entre sua densidade e a densidade de plasma.	106
4.13	Distribuição espacial da densidade de energia das ondas de Langmuir em ressonância com os elétrons do feixe durante o desenvolvimento da interação feixe-plasma.	108

4.14	Regiões de aplicabilidade das várias teoria que descrevem a evolução da interação feixe-plasma.	109
4.15	Perfil espacial da densidade de energia da onda de Langmuir, $E_0^2 / 8 \pi n_0 T_e$ e da perturbação na densidade, $\delta n / n_0$, em diferentes instantes de tempo ($t = 1 \mu s, 6 \mu s, 10 \mu s$) após a emissão de um sinal RF de frequência igual a 360 Mhz e 10 W de potência. Condições de operação da máquina: $n_{Ar} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$; $T_e = 1 \text{ eV}$ e $T_i = 0,1 \text{ eV}$. FONTE: Kim, Stenzel e Wong (1974), p. 887.	111.
4.16	Perfil espacial da densidade de energia da onda de Langmuir e da perturbação na densidade em diferentes instantes de tempo ($t = 10 \mu s, 20 \mu s, 30 \mu s$) após a injeção de um feixe de elétrons sobre o plasma. Condições de operação do sistema: $n_{Ar} = 10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $v_{te} = 6 \times 10^7 \text{ cm/s}$, $n_b / n_0 = 0,05 - 0,1$ e $v_b / v_{te} = 5 - 10$. FONTE: Wong e Quon (1975), p. 1500.	112
4.17	Evolução temporal (a) dos perfis espaciais da intensidade das oscilações E_0^2 e da perturbação de densidade; (b) do espectro das oscilações eletrostática do plasma e (c) do espectro de potência das ondas eletromagnéticas. Condições de operação do sistema: $n_{Ar} = 2,3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1,5 \text{ eV}$, $n_b / n_0 = 0,002 - 0,04$, $v_b / v_{te} = 30$ e $E_b = 800 \text{ eV}$. FONTE: Cheung et. al. (1982), p. 1349.	113

- 4.18 Evolução temporal do perfil da energia das ondas de Langmuir e da densidade de plasma excitadas por dois feixes mornos contra-propagantes. Condições de operação do sistema: $n_{Ar} = 5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2 \text{ eV}$, $n_b/n_0 = 0,01 - 0,05$, $v_b/v_{te} = 5 - 10$.
 FONTE: Leung et. al. (1982), p.571. 115
- 4.19 Função distribuição de velocidades dos elétrons do plasma medidos nas mesmas condições da Figura 4.18. A curva contínua mostra a função distribuição na ausência do feixe de elétrons e a curva tracejada é a função distribuição na presença do feixe no instante $t = 0,5 \mu\text{s}$ após o colapso das ondas de Langmuir e a formação das estruturas de campo localizadas.
 FONTE: Leung et. al. (1982), p. 572. 116
- 4.20 Contornos bidimensionais e perfis tridimensionais da intensidade da onda de Langmuir $E^2(r, z)$ nos instantes $\omega_{pi} t = 5,7; 32,9; 55,8$ e 78 , respectivamente. Estes gráficos foram obtidos através de médias temporais dos sinais de sonda usando-se um integrador do tipo “boxcar”. Condições de operação do sistema: $n_{Ar} = 3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ eV}$, $T_e/T_i \gg 1$, $n_b/n_0 = 0,005$, $v_b/v_{te} = 30$.
 FONTE: Wong e Cheung (1984), p.1223. 118
- 4.21 Perfil temporal da intensidade da onda de Langmuir (a) e da corrente iônica de saturação (b). Condições de operação: $n_{Ar} = 2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 0,3-0,4 \text{ eV}$, $T_e/T_i = 10$, $n_b/n_0 < 0,015$, $v_b/v_{te} = 30$, $E_b = 400 \text{ eV}$.
 FONTE: McFarland e Wong (1997), p.952. 119
- 4.22 Diagrama ilustrativo do desenvolvimento da instabilidade feixe-plasma. 121

5.1	Freqüência da onda de Langmuir normalizada em relação a freqüência de plasma em função do parâmetro n_b/n_0	124
5.2	Amplitude máxima do campo elétrico das ondas de Langmuir em função da energia do feixe normalizada W_b/T_e para diferentes razões de densidades n_b/n_0 : (a) $1,3 \times 10^{-2}$, (b) $5,0 \times 10^{-3}$, (c) $1,2 \times 10^{-3}$ e (d) $3,7 \times 10^{-4}$. As linhas contínuas correspondem ao ajuste linear dos pontos experimentais para os diferentes intervalos de energia do feixe...	126
5.3	Valores limiares do parâmetro W_b/T_e em função de n_b/n_0 para os quais observa-se a transição do regime quasi-linear para o regime de turbulência forte.	128
5.4	Perfil axial da amplitude do campo elétrico da onda de Langmuir de freqüência 410 MHz para $n_b/n_0 = 1,2 \times 10^{-3}$ e diferentes energias de feixe: $W_b/T_e=125$ e $W_b/T_e=42$	130
5.5	Evolução axial da função distribuição de energia dos elétrons do feixe para as mesmas condições da figura anterior: (a) $W_b/T_e=42$ e (b) $W_b/T_e=125$	131
5.6	Espectros de freqüência das ondas de Langmuir medidos em diferentes posições na câmara alvo: (a) $z = 30$ cm, (b) $z = 40$ cm e (c) $z = 50$ cm.....	132
5.7	Espectro de freqüência das ondas de Langmuir medido por analisador de espectro.....	133

5.8	Perfis axiais da amplitude do campo elétrico das ondas de Langmuir para a condição $n_b/n_0 = 1,2 \times 10^{-3}$ e $W_b/T_e = 125$ em duas frequências distintas: (a) 410 MHz (frequência de plasma) e (b) 490 MHz (alta frequência).	135
5.9	Espectro de potência das ondas de Langmuir de alta frequência excitadas no regime de turbulência.	139
5.10	Comprimento de relaxação do feixe em função da razão entre as densidades do feixe e do plasma para $W_b/T_e = 55$	140
5.11	Gráfico do comprimento de relaxação do feixe em função do parâmetro n_b/n_0 em gráfico Di-logarítmico para $W_b/T_e = 55$	142
5.12	Gráfico do comprimento de relaxação do feixe em função do parâmetro n_b/n_0 em gráfico Di-logarítmico para $W_b/T_e = 200$	143
5.13	Comprimento de relaxação do feixe em função do parâmetro W_b/T_e para diferentes valores de n_b/n_0 : $6,5 \times 10^{-4}$, $1,4 \times 10^{-3}$, $7,0 \times 10^{-3}$ e $1,8 \times 10^{-2}$	145
5.14	Comprimento de relaxação do feixe em função do parâmetro n_b/n_0 para diferentes energias de feixe: $W_b/T_e=50$ e 100	151
A.1	Função distribuição de energia dos elétrons do plasma alvo para diferentes energias do feixe.	170
A.2	Função distribuição de energia dos elétrons em diferentes posições ao longo do eixo da câmara alvo.	171

A.3	Perfis axiais da temperatura de elétrons e potencial de plasma ao longo da câmara alvo da PQUI	172
A.4	Perfil axial da densidade de elétrons do plasma ao longo da câmara alvo da PQUI.	173
A.5	Função distribuição dos elétrons do plasma alvo para diferentes pressões de gás medidas nas posições (a) $z = 2,5$ cm e (b) $z = 20,0$ cm.	174
A.6	Efeito de “hysteresis” na curva característica do analisador eletrostático de energia. Descarga em argônio a pressão de $2,0 \times 10^{-4}$ mbar, corrente de descarga de $0,5$ A e energia de feixe da ordem de 100 eV.....	176
A.7	Curva característica do novo analisador eletrostático inserido em plasma de argônio na presença de um feixe de 60 eV e sua derivada. Condições: $p = 2,0 \times 10^{-4}$ mbar; $I_d = 1,0$ A; $z = 20$ cm.	179
A.8	Análise da hysteresis na curva característica do novo analisador eletrostático de energia.	179

LISTA DE TABELAS

	Pag.
2.1 Parâmetros da curva Gaussiana mostrada na Figura 2.24.....	50
5.1 Parâmetros experimentais do sistema feixe-plasma na máquina PQUI.	124
A.1 Características das grades do antigo analisador de energia construído para a máquina PQUI.	169
A.2 Características das grades do novo analisador eletrostático de energia construído para máquina PQUI.	178

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O estudo da interação de feixes de elétrons com plasmas, apesar de tão antigo quanto a própria Física de Plasmas, ainda hoje atrai a atenção de vários grupos científicos espalhados por todo o mundo. O feixe de elétrons constitui uma “fonte de energia livre” para o desenvolvimento de inúmeros processos não-lineares em plasmas, dentre os quais, o mais fundamental é a excitação de oscilações eletrostáticas ou ondas de Langmuir. O sistema feixe-plasma constitui, portanto, uma das mais simples e ao mesmo tempo uma das mais interessantes configurações na física de plasmas podendo ser aplicada à eletrônica fundamental como por exemplo na configuração de tubos de microondas; no aquecimento de plasmas de fusão e, o que constitui a maior motivação deste trabalho, na descrição de fenômenos resultantes da interação de elétrons acelerados provenientes principalmente do Sol com plasmas interplanetários.

Fluxos de elétrons são observados no vento solar que nada mais é do que um plasma tênue altamente condutor composto basicamente de prótons e elétrons emitido continuamente pelo Sol como resultado da expansão supersônica da sua coroa ou, de uma maneira mais impulsiva, os elétrons podem ser acelerados a partir de “flares” solares. À medida que este feixe de elétrons se propaga, ele interage com vários ambientes de plasma desde a própria coroa solar até a baixa atmosfera terrestre. A compreensão dos fenômenos resultantes destas interações permite entender a dinâmica que envolve a estrutura da atmosfera solar e principalmente a dinâmica do acoplamento Sol-Terra que é um elemento fundamental para as ciências espaciais e astrofísicas. É evidente que este conhecimento se estende ao comportamento do meio ambiente dos demais planetas uma vez que o Sol é a fonte de energia de todo sistema solar.

As evidências de fenômenos em plasmas associados a instabilidades excitadas por interação de elétrons provenientes do Sol e plasmas espaciais são inúmeras. Uma

delas é a emissão solar tipo III observada na frequência de rádio (Gurnett e Frank, 1975; Gurnett et al., 1978, 1981; Lin et al., 1981; Goldman, 1983; Reiner et al., 1992). Existem evidências diretas obtidas por sondas espaciais que esta emissão é resultado do decaimento de ondas de Langmuir instáveis de grande amplitude, excitadas através da interação entre feixe de elétrons supratérmicos (2 a 100 keV) acelerados em "flares" cromosféricos e o plasma coronal.

Uma outra evidência é a observação de ondas de Langmuir em regiões aurorais da ionosfera terrestre (camada ionizada na atmosfera superior da Terra) associadas a intensos feixes de elétrons ao longo das linhas do campo geomagnético produzidos durante sub-tempestades magnéticas (Carlson et al., 1977; Kellogg et al., 1978; McFadden et al., 1986; Ergun et al., 1991).

A existência de intensa corrente alinhada ao campo magnético terrestre já foi arduamente discutida nos trabalhos de Cloutier et al. (1970) e Cummings e Dessler (1967). Estas chamadas correntes alinhadas proporcionam o acoplamento entre a magnetosfera e a ionosfera terrestre e pode-se dizer que elas são as fontes geradoras das auroras. Estas correntes são intensificadas durante as subtempestades magnéticas, caracterizadas pelo acréscimo substancial na velocidade e na temperatura das partículas do vento solar. Tais tempestades são acompanhadas de grandes flutuações no campo magnético interplanetário que permitem a reconexão magnética entre as linhas do campo geomagnético e interplanetário e a precipitação das partículas energéticas para regiões ionosféricas, onde são produzidas as auroras.

Outro processo de grande interesse à Geofísica Espacial envolvendo a interação de correntes ionosféricas e o plasma local, é a existência de irregularidades na densidade de ionização da região E (região compreendida entre 80 e 130 km de altura) da ionosfera equatorial (Sudan et al., 1973; Farley e Balsley, 1973). Estas irregularidades estão associadas à intensa concentração de correntes que fluem em uma

estreita camada ao longo do equador magnético, conhecida como “eletrojato equatorial” (Davies, 1965).

As evidências observacionais (Sudan et al., 1973; Farley e Balsley, 1973) parecem mostrar que existem dois tipos distintos de irregularidades no eletrojato equatorial: o primeiro tipo está associado à instabilidade de dois feixes (Farley, 1963) e o segundo tipo é causado pela instabilidade devido à deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ (Simon, 1963). O importante é observar que em ambos os casos, as instabilidades são resultantes da interação de intensa corrente do eletrojato equatorial com o plasma ionosférico e o campo geomagnético.

Uma outra região que também é palco de fortes evidências da interação feixe-plasma é a região que separa as ondas de choque do vento solar (supersônico) e a magnetopausa terrestre, denominada de bainha da magnetosférica. A parte de baixa latitude desta região age como um canal de ligação entre o vento solar e a magnetosfera terrestre durante reconexão magnética. Medidas diretas realizadas com sondas associam a precipitação de elétrons nesta região com a excitação de ondas eletrostáticas (Perroomian et al., 1992).

Estas evidências espaciais associadas à interação feixe-plasma (e outras não discutidas nesta introdução) surgidas, principalmente, a partir da década de 70 com as missões espaciais, impulsionaram o desenvolvimento de estudos teóricos e experimentais no sentido de descrever em detalhes a evolução desta interação. Os efeitos não-lineares que ocorrem quando as oscilações eletrostáticas de plasma atingem amplitudes altas são de grande interesse às ciências espaciais e implicam em significativas mudanças na propagação do feixe de elétrons. Na ausência destes efeitos não-lineares, as ondas rapidamente atingiriam amplitudes muito altas e o feixe através de interação ressonante com estas ondas seria “destruído” após se propagar por uma pequena distância no plasma; enquanto que na presença de processos não-lineares, esta interação é interrompida e os elétrons podem se propagar a distâncias maiores como é

observado por exemplo com os elétrons energéticos provenientes de “flares” solares que atingem a Terra sem perda apreciável de energia.

No entanto, são poucos os trabalhos experimentais que analisam detalhadamente este processo de relaxamento do feixe de elétrons em função dos parâmetros do sistema feixe-plasma. A maioria dos trabalhos experimentais envolvendo plasmas de laboratório discutem a interação com ênfase no comportamento do campo elétrico das oscilações de plasma.

Neste sentido, a proposta deste trabalho é investigar experimentalmente a evolução da interação de um feixe de elétrons de baixa intensidade com o plasma gerado em uma máquina de plasma quiescente (PQUI) operada em diversas condições, com especial atenção no comportamento deste feixe à medida que o sistema se desenvolve para um estágio não-linear. A interpretação fenomenológica do problema foi baseada nos resultados da teoria apresentada no trabalho de Galeev et al. (1977a) na qual é considerado como processo não-linear fundamental a “instabilidade modulacional”. Esta hipótese, de acordo com as observações experimentais, é bastante válida.

Ainda em relação ao mérito deste trabalho, deve-se destacar que a investigação foi realizada num regime estacionário utilizando um feixe de elétrons DC não-colimado, o que permitiu caracterizar a interação feixe-plasma através de medidas do “comprimento de relaxação” do feixe em função de parâmetros do sistema.

Este trabalho está organizado da seguinte forma:

No Capítulo 2 descreve-se a máquina de plasma quiescente - PQUI - utilizada neste trabalho experimental enfatizando todas as mudanças que foram necessárias para se conseguir gerar a configuração feixe-plasma. No mesmo capítulo são descritos em

detalhes os diagnósticos desenvolvidos para esta investigação discutindo a aplicabilidade do método às condições de operação da máquina.

No Capítulo 3 mostra-se analiticamente como as oscilações eletrostáticas de plasma (ondas de Langmuir) podem ser excitadas num sistema feixe-plasma. Este capítulo é introduzido com uma revisão básica dos conceitos sobre propagação de ondas de Langmuir.

No Capítulo 4 apresenta-se os resultados das teorias formuladas nas últimas décadas que descrevem a evolução da interação feixe-plasma nas quais se baseiam as interpretações dos dados experimentais.

No Capítulo 5 apresenta-se os resultados experimentais da investigação e as discussões conclusivas quanto a caracterização da evolução da instabilidade feixe-plasma para as condições de operação do dispositivo PQUI.

Finalmente, no Capítulo 6 apresentam-se as conclusões do trabalho.

No Apêndice A descreve-se, em detalhes, as fases de montagem de um analisador eletrostático de energia usado como diagnóstico para medir características dos elétrons do feixe, até atingir sua configuração atual.

CAPÍTULO 2

A MÁQUINA DE PLASMA QUIESCENTE - PQUI

2.1 - INTRODUÇÃO

As máquinas de plasma quiescente na configuração de plasma duplo, as chamadas "Double Plasma Machines" (DPM) (Taylor et al., 1972), foram originalmente desenvolvidas nos laboratórios de física de plasma da Universidade da Califórnia em Los Angeles no final da década de 60 (Taylor, 1970), sob a euforia da corrida espacial e da possibilidade de se obter a fusão termonuclear controlada. Tinham como objetivo principal investigar fenômenos básicos observados em plasmas espaciais, ou seja, simular no laboratório as mesmas condições dos plasmas observados na atmosfera terrestre (ionosfera e magnetosfera) e em outras regiões do sistema solar.

Em tais máquinas o plasma é produzido através de descarga termo-iônica, proporcionando uma série de vantagens em relação às antigas "Q-Machines" bastante exploradas no início da década de 60, nas quais os plasmas eram gerados através da ionização por contato (Rynn e D'Angelo, 1960). Somam-se ao plasma estacionário e uniforme (plasma quiescente) as vantagens da simplicidade de construção e operação da máquina (redução de custo), grande volume experimental (elimina-se problemas de condições de contorno), ausência de campos externos intensos na região de interesse experimental, baixo nível de ruído e conseqüentemente, facilidade de realização da maior parte dos diagnósticos básicos de plasma.

Nas últimas três décadas as máquinas de plasma duplo de grande volume têm sido utilizadas por grupos de plasma espalhados por todo o mundo para geração de feixes de partículas, geração de ondas eletrônicas, geração de ondas de choque acústico-iônicas e excitação de uma série de instabilidades resultantes da interação destas ondas

com o plasma ambiente (Ikési et al., 1970, 1976; Wong e Quon, 1975; Ludwig e Ferreira, 1984; Cheung e Wong, 1985; Nakamura, 1987; Johnsen et al., 1987; Kasuya et al., 1990; Ferreira et al., 1991; Bailung e Nakamura, 1993; Prado et al., 1994; Hayashi et al., 1995; McFarland e Wong, 1997).

Em particular, a máquina de plasma quiescente usada neste trabalho de tese, denominada PQUI (abreviatura de plasma quiescente), foi construída na segunda metade da década de 80, projetada inicialmente para investigar a geração de ondas de Langmuir através da aplicação de um sinal RF de baixa amplitude (Campos, 1991), substituindo a antiga máquina de plasma duplo, PDUP, construída no início da década de 80 (Ferreira, 1986).

Para a investigação da interação feixe-plasma, sua configuração foi alterada para permitir a geração de feixe de elétrons, que conforme descrito neste trabalho, age como fonte de energia livre para excitação dos processos lineares e não-lineares. Na próxima seção será apresentada a configuração atual de funcionamento da máquina.

2.2 - DESCRIÇÃO DA MÁQUINA DE PLASMA

A Figura 2.1 mostra o desenho esquemático da máquina de plasma quiescente do LAP. A PQUI é constituída de um recipiente de aço-inoxidável não magnetizável tipo 304 ℓ de diâmetro interno igual a 60 cm e comprimento interno igual a 120 cm.

O vácuo na câmara é realizado por uma bomba difusora de alto vácuo de 2000 ℓ/s de vazão da Edwards. Em condições ideais de limpeza da câmara alcançada após sucessivas descargas, a menor pressão de vácuo obtida é da ordem de 4×10^{-7} mbar. A monitoração da pressão no interior da câmara é realizada por um medidor por ionização ("ionization gauge head") do tipo IG5G (Edwards).

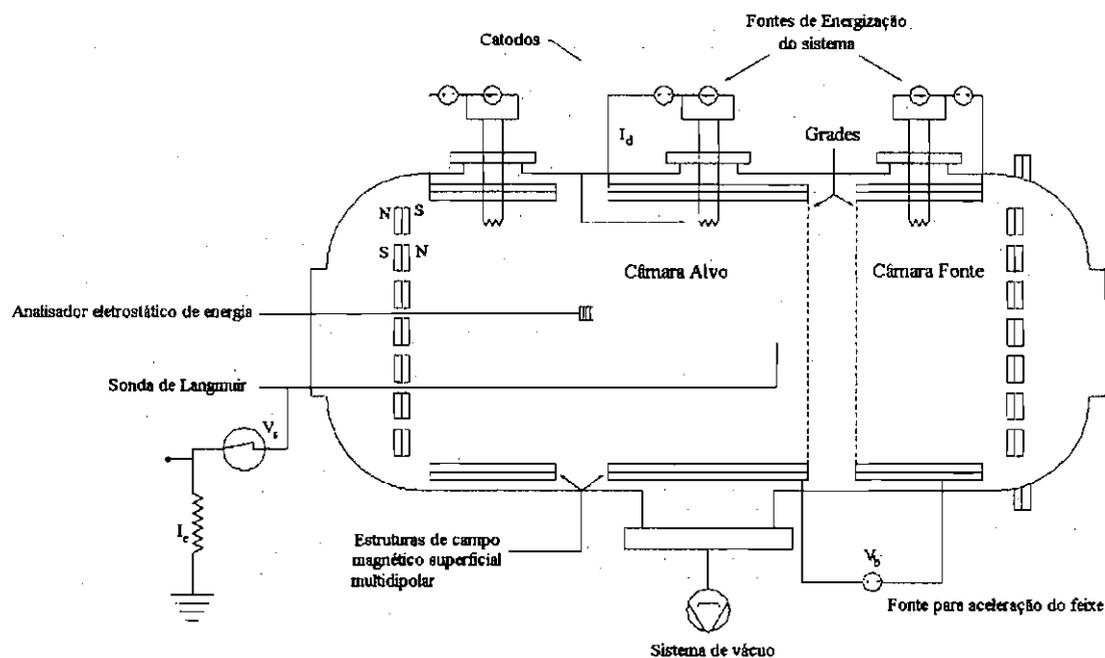


Fig. 2.1- Desenho esquemático da máquina de plasma duplo PQUI construída no LAP/INPE.

A máquina de plasma duplo, como o próprio nome sugere, gera dois plasmas quiescentes independentes (plasmas fonte e alvo) contidos na mesma câmara e isolados eletricamente por duas grades de aço-inoxidável (uma de alta transparência 90% e outra de média transparência 60%). Estas grades estão distantes entre si de aproximadamente $1,0\text{ cm}$ e são conectadas cada qual ao anodo de uma das câmaras. Deve-se esclarecer que se denomina câmaras fonte e alvo, respectivamente, as duas regiões de volume cilíndrico nas quais são gerados os plasmas fonte e alvo. A câmara fonte ocupa $1/4$ do volume do recipiente de vácuo e a câmara alvo ocupa os $3/4$ restantes.

O plasma fonte é gerado pelo bombardeamento eletrônico do gás neutro no interior da câmara através da chamada descarga termo-iônica (Ferreira, 1986). Aplica-se uma corrente sobre filamentos (catodos) que os aquece por efeito Joule e um número significativo de elétrons dos cátodos aquecidos assumem energia superior à função trabalho do metal, provocando a expulsão destes elétrons de sua superfície. Estes elétrons, denominados primários, são acelerados por um campo elétrico aplicado entre os filamentos e uma estrutura de ímãs posicionada perifericamente ao longo da parede da câmara que funciona como anodo da descarga, cuja função será discutida adiante. A descarga é contínua.

Os catodos são 16 filamentos de tungstênio de diâmetro igual a $100\ \mu\text{m}$ distribuídos uniformemente pela periferia do recipiente de vácuo e fixos por dois anéis metálicos distantes de aproximadamente $3,0\ \text{cm}$ da estrutura magnética. O comprimento efetivo dos filamentos é igual à distância de separação entre os anéis, $5,0\ \text{cm}$.

A eficiência da ionização do gás é intensificada sem alterar as propriedades macroscópicas do plasma, introduzindo-se um confinamento magnético superficial (Leung et al., 1976). Este confinamento na PQUI é realizado por barras de ímãs permanentes de ferrita, encapsuladas em canaletas de alumínio com vedação para vácuo a fim de evitar o processo de contaminação do plasma por desgaseificação dos mesmos. A ferrita, dentre os materiais ferromagnéticos encontrados no mercado nacional, é o que apresenta maior coercividade.

As estruturas magnéticas (gaiolas cilíndricas) são compostas de 32 canaletas de ímãs dispostas paralelamente entre si e alinhadas ao longo da superfície interna do recipiente e mais 10 canaletas transversais que cobrem as bases do cilindro. As estruturas produzem um campo magnético multidipolar na superfície do plasma, formando espelhos magnéticos múltiplos (Leung et al., 1975) mostrados na Figura 2.2.



Fig. 2.2 - Configuração de espelhos magnéticos múltiplos para confinamento magnético superficial do plasma quiescente.

Esta configuração aumenta em até 100 vezes o caminho percorrido pelos elétrons, pois ao invés de se perderem nas paredes da câmara após serem emitidos, estes são aprisionados nas cúspides dos espelhos magnéticos e, conseqüentemente, o número de colisões ionizantes por elétron é maior. A eficiência da ionização permite a produção de plasma algumas ordens de grandeza mais denso.

O campo magnético médio entre as barras é de aproximadamente *150 Gauss* e decresce rapidamente à medida que se afasta da estrutura. A superficialidade do campo é confirmada pela medida radial do campo magnético (Campos, 1991); a 5 cm da estrutura o campo magnético é praticamente zero.

A fotografia da PQUI mostrando, em detalhe, a vista interna da câmara fonte é

apresentada na Figura 2.3. Observa-se as grades de separação ao fundo da câmara; perifericamente, a estrutura de ímãs e, internamente, os anéis onde são presos os filamentos de tungstênio.

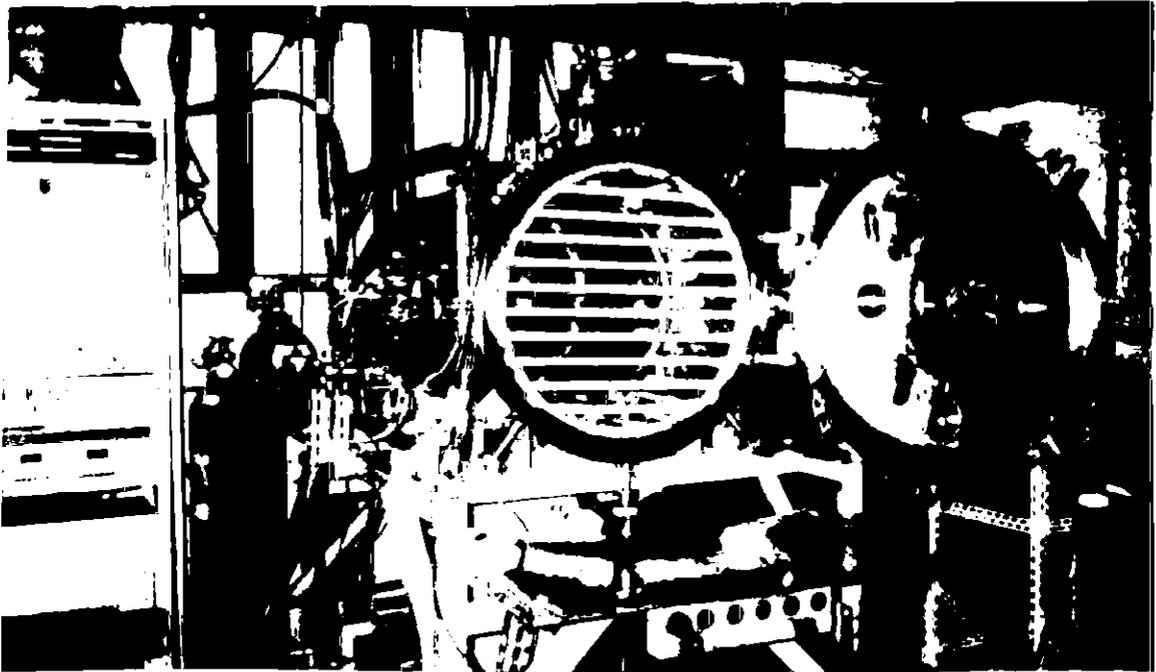


Fig. 2.3 - Fotografia com vista interna da máquina de plasma PQUI. Em detalhe a estrutura de ímãs que contorna a câmara fonte.

Um feixe de elétrons de diâmetro igual ao próprio diâmetro interno da câmara é criado polarizando-se o plasma alvo positivamente em relação ao plasma fonte. A polarização é realizada aplicando-se uma diferença de potencial V_a entre os anodos das duas câmaras, isto é, entre as duas grades. A energia do feixe é proporcional a V_a .

O plasma alvo é gerado pela ionização do gás neutro no interior da câmara alvo à medida que o feixe de elétrons se propaga pela câmara.

Uma vez que os plasmas gerados nas câmaras fonte e alvo são independentes e os potenciais de equilíbrio dos plasmas são levemente superiores aos potenciais de seus anodos, optou-se, por conveniência, por aterrar o anodo da câmara alvo. Cria-se, nestas condições, um plasma alvo de potencial baixo (próximo a $0 V$), proporcionando um ambiente bastante favorável à realização de diagnósticos elétricos como sonda e analisador eletrostáticos.

Desta forma, há a necessidade de se envolver completamente o anodo da câmara fonte com uma chapa metálica (conectando-os eletricamente), a fim de evitar o fluxo de elétrons em direção à parede, também aterrada, do recipiente de vácuo (ver Figura 2.3). Observou-se que com a utilização desta chapa metálica a intensidade do feixe de elétrons injetado sobre o plasma alvo aumentou em mais de 100% .

Os gases utilizados no experimento foram Argônio e Hélio, gases inertes e de grande seção de choque, a pressões entre 2×10^{-5} e 5×10^{-4} mbar.

Finalmente, é oportuno ressaltar que a configuração atual da máquina foi obtida após árdua investigação. Um estudo preliminar foi realizado com a finalidade de se obter as condições ideais de operação da máquina para geração do plasma e do feixe. A PQUI foi operada em diferentes configurações, como por exemplo, com apenas uma grade a um potencial flutuante, aterrando-se ora o anodo da câmara fonte, ora o da câmara alvo. Os resultados mostraram que nestas configurações os plasmas gerados não são totalmente independentes.

Utilizando-se apenas uma grade de separação e aterrando o anodo da câmara fonte, contra-fluxos de partículas fluindo do plasma alvo para o plasma fonte alteraram drasticamente os potenciais relativos entre os plasmas, destruindo o feixe de elétrons. Os potenciais dos plasmas fonte e alvo, bem como o potencial flutuante da grade, em função da tensão V_a entre os anodos, nesta condição, estão mostrados na Figura 2.4.

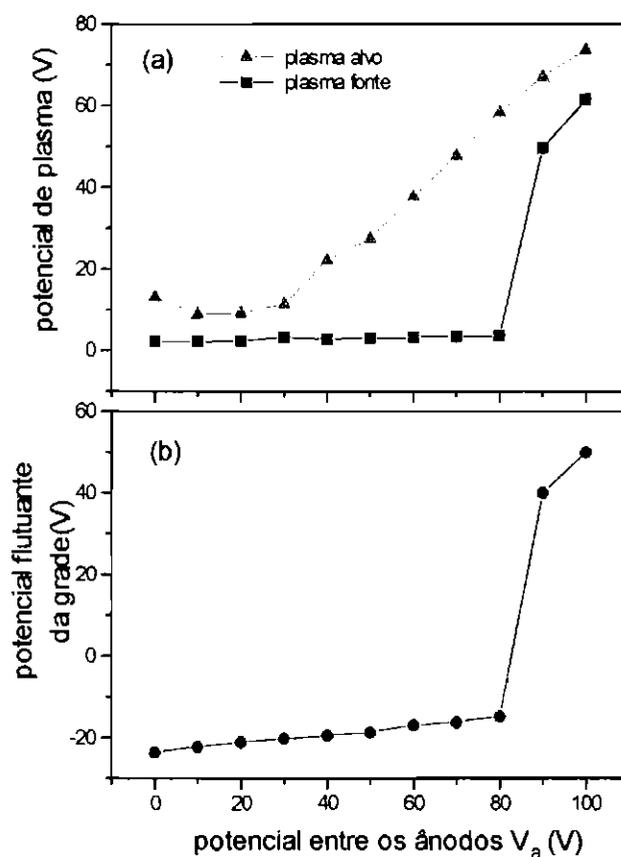


Fig. 2.4 - Potenciais dos plasmas fonte e alvo (a) e o potencial flutuante da grade de separação (b) em função de V_a com o anodo da câmara fonte aterrado. Descarga em argônio a pressão da ordem de $2,0 \times 10^{-4}$ mbar e corrente de descarga $I_d = 0,25$ A.

O contínuo aumento da diferença de potencial entre os plasmas em função de V_a é interrompido em 80 V, a partir do qual é observado um acréscimo repentino no potencial do plasma fonte até então, praticamente, constante.

Este fato parece estar associado a um contra-fluxo de partículas positivas em direção da grade eletricamente negativa. A presença do fluxo de íons é confirmada pelo comportamento do potencial flutuante da grade que repentinamente inverte de

polaridade em $80 V$. O excesso de partículas positivas faz com que o potencial do plasma fonte se eleve e prejudique a geração do feixe. Este fenômeno, conseqüentemente, depende da densidade do plasma, o que impõe um compromisso inconveniente entre a energia e a intensidade do feixe, ou seja, a densidade e a energia do feixe limitam-se a valores muito baixos.

Quando o anodo do plasma alvo é aterrado, o potencial assumido pela grade de separação torna-se muito negativo, criando um campo elétrico de repulsão capaz de gerar feixes espúrios de partículas, isto é, o feixe é gerado no interior da própria câmara alvo devido a diferença de potencial entre o plasma e a grade e não mais devido a diferença de potencial entre os plasmas. Nesta condição, o controle da energia do feixe é praticamente impossível, inviabilizando sua aplicação.

Os resultados desta primeira investigação experimental mostraram que a configuração atual, usando duas grades de separação, proporciona a geração de feixes mais densos, mais energéticos e de plasmas independentes. E o que é mais importante, os parâmetros de plasma são facilmente controlados. As características do plasma fonte do qual os elétrons são extraídos definem a densidade do feixe, enquanto sua energia depende exclusivamente da diferença de potencial entre os plasmas estabelecida por V_a .

2.3 - DESCRIÇÃO DOS DIAGNÓSTICOS UTILIZADOS

2.3.1 - SONDA DE LANGMUIR PLANA

O diagnóstico com sonda eletrostática consiste em uma das técnicas fundamentais para medida dos parâmetros de plasma. Esta técnica de diagnóstico, largamente utilizada em vários experimentos de plasma, foi desenvolvida ainda no início do século por Irving Langmuir (Langmuir e Mott-Smith, 1926) e, conseqüentemente, é denominada de sonda de Langmuir.

Basicamente, esta sonda consiste de um eletrodo metálico inserido no interior do plasma e acoplado a uma fonte de tensão capaz de polarizá-lo a potenciais positivos e negativos em relação ao potencial do plasma. A corrente coletada pela sonda em função do potencial aplicado, curva característica $I \times V$, fornece informações sobre as condições do plasma no qual está inserida.

A grande aplicabilidade da sonda de Langmuir como diagnóstico básico em inúmeros dispositivos de plasma deve-se, principalmente, aos seguintes fatores:

- simplicidade de construção da sonda e do desenvolvimento da técnica de medida;
- aplicabilidade à maioria dos plasmas observados e reproduzidos em laboratório de densidades que variam $10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ à 10^{13} cm^{-3} ; de temperaturas que variam de $0,1 \text{ eV}$ à centenas de eV ; de potenciais de $0,1 \text{ V}$ a dezenas de kV e para pressões de gás neutro de 10^{-6} à $1,0 \text{ mbar}$;
- permitir medidas locais dos parâmetros do plasma ao invés de fornecer valores médios sobre um determinado volume experimental.

Apesar da aparente simplicidade do diagnóstico, a teoria envolvida para interpretação da curva característica da sonda de Langmuir é bastante complexa. Tal complexidade deve-se à perturbação de carga no plasma ao redor do eletrodo devido às correntes coletadas e emitidas pelo mesmo. Esta perturbação localizada (região denominada de bainha de plasma) sustenta campos elétricos próximos a sonda, violando a condição de quasi-neutralidade e exigindo sérias modificações às equações que regem o movimento dos íons e elétrons.

Um dos resultados fundamentais do trabalho original de Langmuir e

extensivamente explorado durante as últimas décadas é o fato de que, em muitos casos, a bainha de plasma é muito pequena em comparação às dimensões da sonda. Nesta aproximação, a sonda pode ser considerada "plana" e o tratamento matemático torna-se mais simples (Hershkowitz, 1989).

Considerando a distribuição Maxwelliana dos elétrons (Chen, 1984), a corrente coletada pela sonda plana I_e é dada por:

$$I_e(V_s) = I_e^* \cdot \exp\left[\frac{-e(V_p - V_s)}{k_B T_e}\right] \quad \text{quando } V_s \leq V_p \quad (2.1)$$

$$I_e(V_s) = I_e^* \quad \text{quando } V_s > V_p$$

onde $I_e^* = An_e e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}}$ é denominada corrente de saturação de elétrons; A é a área coletora da sonda; n_e é a densidade eletrônica do plasma; e é a carga do elétron; k_B é a constante de Boltzmann; T_e é a temperatura dos elétrons; m_e é a massa do elétron; V_p o potencial de plasma e V_s o potencial de polarização da sonda.

A relação entre I_s e V_s dada pela Equação 2.1 está mostrada na Figura 2.5, que é uma curva característica $I \times V$ de uma sonda plana. O seu comportamento é explicado, qualitativamente, como se segue: no ponto em que se observa a formação de um "cotovelo" na curva, a sonda se encontra no mesmo potencial do plasma V_p . Neste potencial as partículas atingem a sonda devido a seu movimento térmico. Uma vez que os elétrons apresentam maior mobilidade em relação aos íons ($T_e \gg T_i$), o que se observa é, predominantemente, corrente de elétrons.

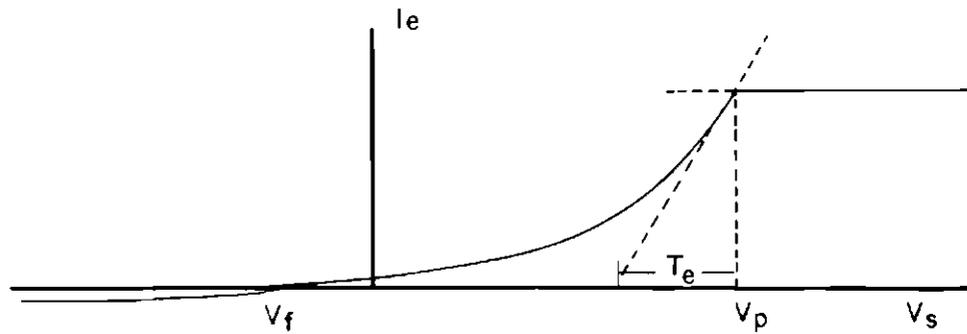


Fig. 2.5 - Corrente eletrônica de uma sonda ideal plana (I_e) em função do potencial da sonda (V_s).

Quando o potencial aplicado à sonda é superior ao potencial de plasma ($V_s > V_p$), os elétrons são acelerados em direção à sonda e os íons são repelidos de maneira que a pequena corrente de íons coletada pela sonda no potencial V_p se anula completamente. O excesso de elétrons próximo à superfície da sonda blinda a carga positiva criando uma bainha de plasma muito estreita (de alguns comprimentos de Debye λ_D). O campo elétrico além da bainha é nulo e a corrente que atinge a sonda, nestas condições deve-se, exclusivamente, aos elétrons que conseguem atravessar a bainha devido à agitação térmica. Desde que o tamanho da bainha não varia com V_s , esta corrente é praticamente constante e igual a I_e^* .

Portanto, a corrente de saturação dos elétrons depende das características do próprio plasma. Quando a densidade de elétrons do plasma é elevada ($> 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) a corrente passa a ser limitada por carga espacial e é dada pela Lei de Langmuir-Child (Hemenway et al., 1962):

$$I_e(V_s) = 2,33 \times 10^{-6} A \frac{(V_s - V_p)^{3/2}}{d^2} \quad (2.2)$$

onde a largura da bainha d (distância entre a superfície da sonda e a extremidade da bainha a partir da qual o campo elétrico é nulo) e a área da sonda A são medidas em metros.

Quando $V_s < V_p$, a sonda começa a acelerar os íons e a repelir os elétrons. Se a distribuição é Maxwelliana, a corrente I_e decresce exponencialmente (Equação 2.1) e no ponto V_f , denominado potencial flutuante, a sonda é suficientemente negativa de modo a repelir quase todos os elétrons até que o fluxo de íons se iguale ao dos elétrons. Neste ponto, a corrente da sonda é zero.

Aplicando potenciais ainda mais negativos ($V_s \ll V_p$), todos os elétrons são repelidos e, analogamente ao que ocorre aos elétrons na região de potencial positivo, cria-se uma bainha de íons e a corrente atinge sua saturação. A corrente de saturação de íons I_i^* é dada pela corrente de Bohm (Chen, 1984):

$$I_i^* = 0,6 A n_i e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (2.3)$$

onde m_i é a massa do íon.

A análise da curva característica de uma sonda plana de Langmuir sugere uma técnica bastante simples para determinação dos parâmetros de plasma. A inclinação da reta na região $V_s < V_p$ de um diagrama cartesiano ($V_s, \log I_e$) é igual a $e / k_B T_e$, isto é, o inverso da temperatura de elétrons em eV . Determinada a temperatura, a corrente eletrônica de saturação I_e^* fornece a densidade de elétrons e finalmente, o potencial de plasma pode ser estimado no ponto onde se observa o "cotovelo", mais precisamente pela interseção da reta de saturação de elétrons com a reta correspondente à região exponencial abaixo do referido "cotovelo".

Esta técnica de medida dos parâmetros T_e , n_e e V_p do plasma através de sonda plana de Langmuir proporciona resultados precisos desde que uma série de condições sejam satisfeitas. A seguir, será mostrado que estas condições são satisfeitas na máquina PQUI viabilizando a aplicabilidade da teoria de sonda plana visto que existe um feixe de elétrons propagando-se no plasma:

a) A função distribuição de elétrons deve ser Maxwelliana.

A função distribuição de elétrons de um plasma “Maxwelliano” é bastante conhecida e permite obter a expressão da corrente da sonda (Equação 2.1) através de um tratamento cinético trivial.

Quando um feixe de elétrons é emitido sobre um plasma “Maxwelliano”, observa-se uma corrente adicional constante que desaparece apenas quando a sonda assume potenciais muito negativos, isto é, quando os elétrons energéticos do feixe são desacelerados pelo campo elétrico da sonda. Conseqüentemente, a curva característica $I \times V$ apresenta um segundo “cotovelo” na região de potencial negativo e o potencial flutuante V_f torna-se mais negativo conforme mostrado na Figura 2.6. Esta corrente adicional deve ser descontada ao se calcular os parâmetros de plasma.

Na PQUI, o feixe de elétrons é fraco (sua densidade é muito pequena comparada a densidade de elétrons do plasma) e a curva característica obtida pela sonda de Langmuir, apesar do feixe, é praticamente semelhante à curva mostrada na Figura 2.5.

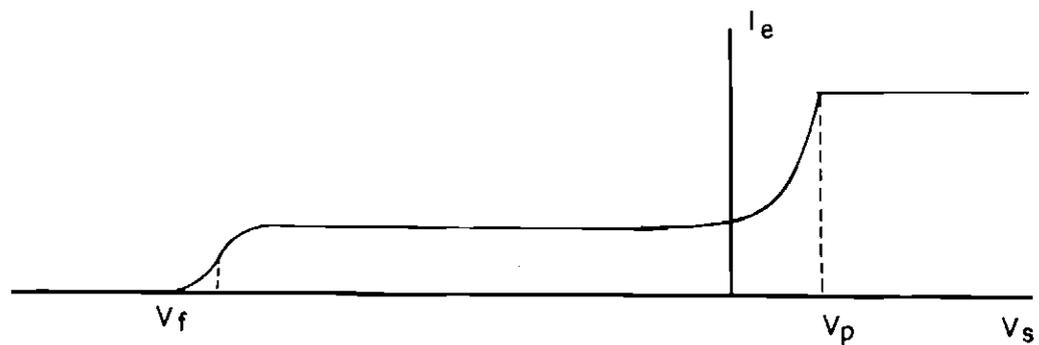


Fig. 2.6 - Corrente eletrônica de uma sonda ideal plana (I_e) em função do potencial da sonda (V_s) quando um feixe de elétrons é injetado sobre um plasma Maxwelliano.

b) Ausência de campo magnético.

O campo magnético interfere na dinâmica das partículas, principalmente no que se refere aos elétrons. Os elétrons mais leves e, portanto, de maior mobilidade se difundem através do campo antes de serem coletados pela sonda. Conseqüentemente a corrente medida é menor. Este problema não existe na PQUI uma vez que o campo magnético de confinamento dos elétrons primários é superficial.

c) O caminho livre médio para colisão íon-partícula neutra deve ser grande comparado às dimensões da sonda.

A colisão entre os íons e partículas neutras interfere seriamente no fluxo de íons que se dirige à sonda. Este efeito é significativo em plasmas quiescentes fracamente ionizados com alta pressão de gás neutro. Na prática, para densidade da ordem de

$1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, característica do plasma gerado na PQUI, o livre caminho médio para a colisão íon-partícula neutra só seria comparável às dimensões da sonda para pressões muito altas, já próximas à pressão atmosférica (Hershkowitz, 1989).

d) A emissão secundária da sonda deve ser pequena.

A emissão secundária é outro fator importante para caracterização de sondas eletrostáticas. Esta emissão ocorre como resultado do bombardeamento de elétrons e íons à superfície da sonda. A perda de elétrons aparece como uma corrente adicional de íons na sonda, provocando uma queda acentuada da inclinação da curva característica na região abaixo do potencial de plasma ($V_s < V_p$), o que resulta na obtenção de uma temperatura de elétrons menor que a temperatura real.

A curva característica experimental, medida por sonda plana em condições em que a emissão secundária devido ao bombardeamento de elétrons energéticos de um feixe é expressiva, está mostrada na Figura 2.7 Os valores negativos de corrente medidos entre os potenciais A e C indicam a emissão intensa de elétrons secundários.

Para minimizar este efeito deve-se usar um material com função trabalho elevada. Para plasmas frios de baixas ou médias densidades pode-se utilizar aço inoxidável, platina e níquel; para plasmas mais quentes aconselha-se a utilização do molibidênio, tungstênio e o tântalo. Particularmente, para as condições de operação da PQUI, optou-se por tungstênio.

Outro fato importante é a limpeza da superfície da sonda. Superfícies sujas apresentam coeficientes de emissão secundária de elétrons elevados. A limpeza durante o experimento foi realizada através de bombardeamento iônico.

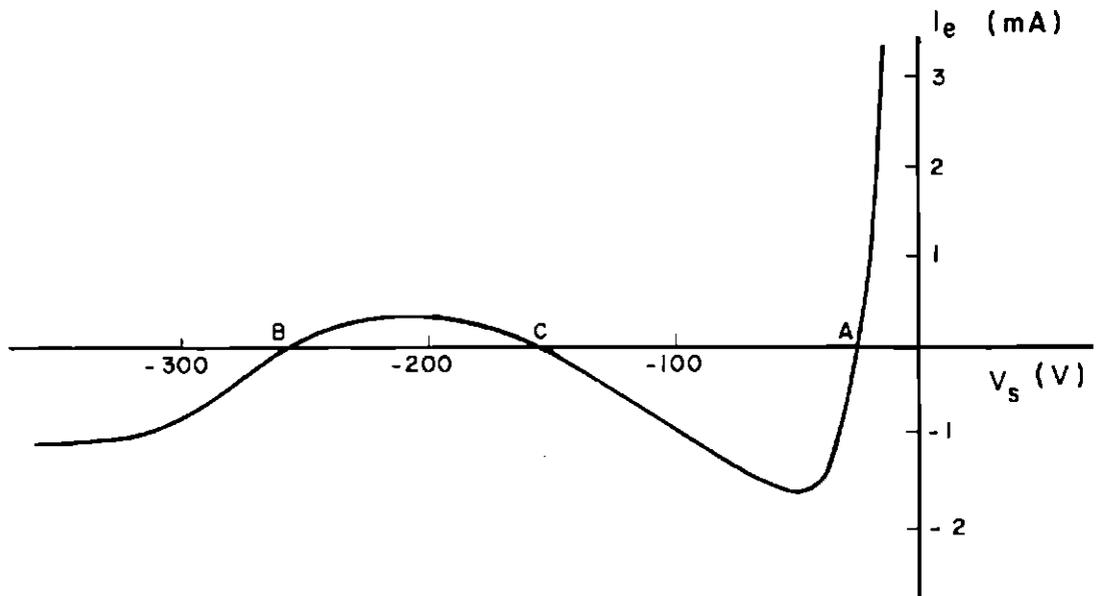


Fig. 2.7 - Curva característica $I \times V$ de uma sonda de tântalo imersa em um plasma de Argônio a pressão de 3×10^{-5} mbar e energia térmica da ordem de $5 eV$ na presença de um feixe de elétrons de $300 eV$.

FONTE: Hershkowitz (1989), p. 130.

- e) **O plasma deve ser suficientemente denso para que a bainha seja considerada pequena em comparação às dimensões da sonda.**

Quando a dimensão da bainha é comparável às dimensões da própria sonda, sua geometria tem uma grande influência sobre o perfil da curva característica. O modelo ideal de sonda plana (dimensões infinitas) aplicável com boa precisão em muitos casos sofre severas restrições. Na prática, ainda que as dimensões da sonda sejam maiores que a dimensão da bainha, a sonda é finita e menor que o volume experimental de plasma. Conseqüentemente, o modelo de sonda plana é considerado ideal e algumas condições de contorno devem ser consideradas.

A influência da geometria da sonda (cilíndrica ou esférica) é estudada através da chamada "Teoria Orbital" desenvolvida por Langmuir já no início da década de 20 (Langmuir e Mott-Smith, 1926) e a corrente da sonda, nesta abordagem, é dada pelas expressões:

$$I_e(V_s) = 2\pi a \ell j_r \left[1 + \frac{(V_s - V_p)}{V_0} \right]^{1/2} \quad \text{para sondas cilíndricas} \quad (2.4)$$

$$I_e(V_s) = 4\pi a^2 j_r \left[1 + \frac{(V_s - V_p)}{V_0} \right] \quad \text{para sondas esféricas}$$

onde ℓ é o comprimento da sonda cilíndrica; a é o raio da sonda; j_r é a densidade de corrente aleatória do plasma por unidade de área e $-eV_0$ é a energia cinética dos elétrons que se dirigem à superfície da sonda.

As curvas características $I \times V$ correspondentes às Equações 2.4 estão mostradas na Figura 2.8.

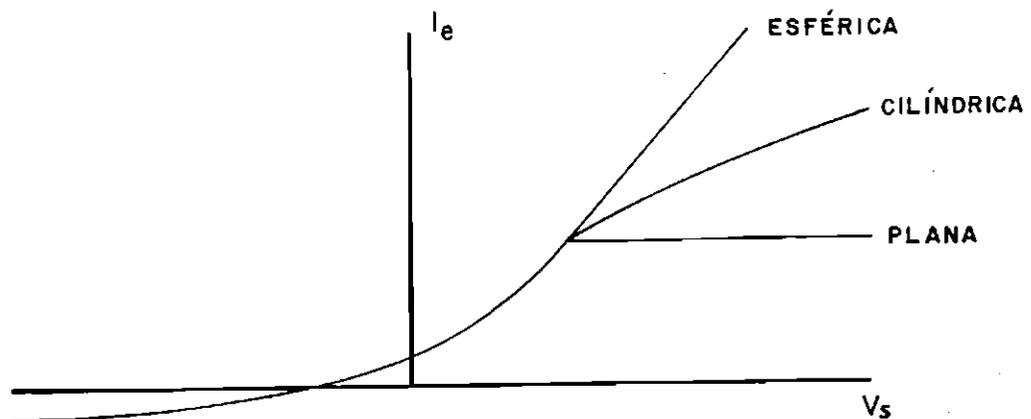


Fig. 2.8 - Curvas características $I \times V$ ideais para sondas planas, cilíndricas e esféricas.

O principal resultado da Teoria Orbital em relação ao modelo ideal de sonda infinita, como pode ser observado através da figura, é a continuidade no crescimento da corrente de elétrons para $V_s > V_p$, isto é, não é observada a saturação da corrente. A área coletora efetiva da sonda aumenta com o potencial aplicado. Assim, quando a dimensão da bainha é comparável à dimensão do eletrodo, a sonda plana tende a se comportar como uma sonda esférica.

Na prática, a largura da bainha pode ser estimada pelo comprimento de Debye:

$$\lambda_D (cm) = 743 \sqrt{\frac{T_e (eV)}{n_e (cm^{-3})}} \quad (2.5)$$

As duas sondas utilizadas no experimento, uma inserida no plasma fonte e outra no plasma alvo, são planas (circulares) de raio igual a $0,5 \text{ cm}$ e a dimensão da bainha, para as características do plasma quiescente da PQUI, é da ordem de $4 \times 10^{-2} \text{ cm}$, isto é, aproximadamente 30 vezes menor que a dimensão da sonda. Portanto, a sonda pode ser considerada geometricamente plana e as Equações 2.1 foram usadas para se medir os parâmetros de plasma.

Na Figura 2.9 estão mostrados, esquematicamente, a sonda plana usada na PQUI e o seu circuito de varredura.

Uma curva característica obtida pela sonda é mostrada na Figura 2.10. A varredura do potencial da sonda é realizada por um gerador de varredura triangular. Os dados obtidos pela sonda são coletados e armazenados por um traçador gráfico digital da HP modelo 7090A através de programas desenvolvidos em linguagem ASYST e analisados num micro computador modelo PC-486DX2 através do programa gráfico ORIGIN.

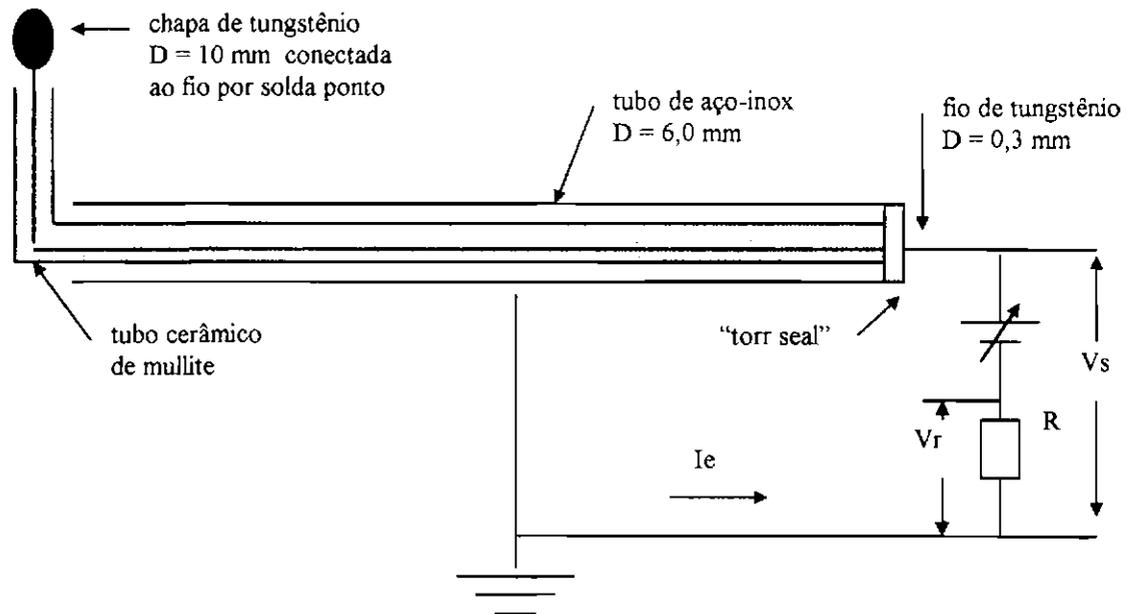


Fig. 2.9 - Sonda eletrostática plana e diagrama do circuito de varredura.

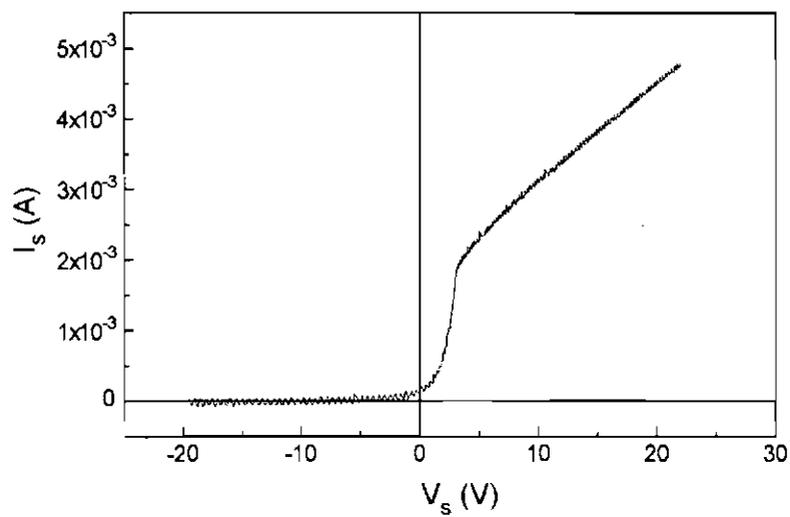


Fig. 2.10 - Curva característica $I \times V$ da sonda de tungstênio e diâmetro de aproximadamente 1,0 cm imersa no plasma de Argônio gerado na PQUI a pressão de 2×10^{-4} mbar, produzido por feixe de elétrons de energia da ordem de 100 eV.

Observa-se que apesar da largura da bainha ser pequena, a dimensão da sonda é finita em relação ao volume de plasma e a saturação da corrente de elétrons não ocorre. Experimentalmente, adotou-se como corrente de saturação, a corrente medida no potencial de plasma ($V_s = V_p$). Pela Figura 2.10, pode-se observar também, que a corrente adicional devido aos elétrons do feixe discutida na seção anterior é desprezível.

Finalmente, antes da descrição seguinte de outro diagnóstico realizado neste trabalho, deve-se acrescentar que a sonda plana além de medir os parâmetros de plasma conforme descrito nesta seção, também foi usada como antena para detecção das oscilações durante a medida do espectro das ondas de Langmuir (ver Seção 2.3.3).

2.3.2 - ANALISADOR ELETROSTÁTICO DE ENERGIA

A função distribuição de energia dos elétrons do plasma foi medida através de analisador eletrostático de energia de geometria plana (Stephanakis e Bennett, 1968) usando o método de aplicação de um campo elétrico de freamento (Simpson, 1961). Este analisador é, basicamente, um coletor de Faraday constituído por grades planas posicionadas paralelamente a frente de uma placa metálica coletora. As partículas que atingem o analisador são retardadas por um campo eletrostático axial gerado entre as grades, de modo que apenas as partículas com energia maior que a barreira de potencial são coletadas pela placa. A medida da corrente do coletor em função do campo de freamento permite obter a energia cinética das partículas.

Inúmeros trabalhos foram publicados nas últimas duas décadas descrevendo a utilização deste tipo de analisador eletrostático no estudo do comportamento de partículas carregadas em plasmas quiescentes, seja como constituintes do meio ionizado ou pertencentes a feixes injetados sobre o plasma (Neiswender e Kohout, 1972; Jones, 1978; Küdyan, 1978; DeNeef e Theiss, 1981; Molvik, 1981; Arion e Ellis, 1982; Stenzel et al., 1983; Ingram e Braithwaite, 1988; Böhm e Perrin, 1993). O

sucesso da aplicação deste diagnóstico deve-se, principalmente, a simplicidade de construção e versatilidade do analisador eletrostático plano.

A Figura 2.11 mostra o desenho do analisador eletrostático de energia para a máquina PQUI em sua configuração fundamental e o circuito elétrico para polarização das grades e do coletor. Está também ilustrado o potencial aplicado em cada uma das partes do analisador no caso de análise de elétrons.

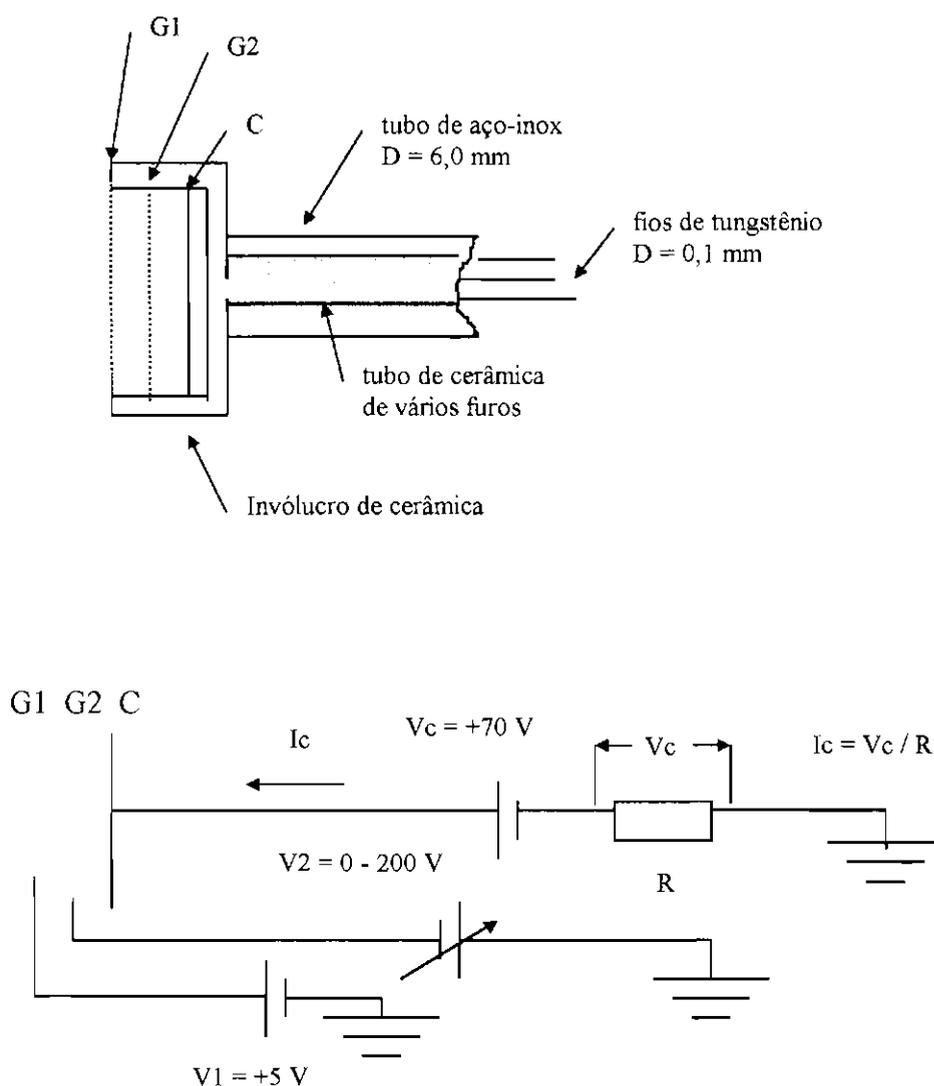


Fig. 2.11 - Desenho esquemático do analisador eletrostático de energia e o circuito elétrico para polarização das grades e do coletor.

O analisador é constituído de duas grades planas (G_1 e G_2) e uma placa coletora (C) montadas no interior de um invólucro cilíndrico de cerâmica. Embora outros experimentos utilizem uma configuração com um número maior de grades (por exemplo, quatro ou até mais), sabe-se pela literatura que o espalhamento das partículas pelos filamentos que constituem as grades afetam sensivelmente a resolução do analisador (Simpson, 1961) e que a sua área efetiva de coleta diminui em relação a sua área física segundo a expressão:

$$A_{ef} = T^n A \quad (2.6)$$

onde A_{ef} é a área efetiva do analisador; A é a área física; $T = (1 - 2r/a)^2$ é o coeficiente de transmissão das grades; n é o número de grades; r é o raio dos filamentos que formam as grades e a o espaçamento entre os centros dos filamentos.

Por estas razões, já que o feixe de elétrons estudado é de baixa intensidade, optou-se por trabalhar com um número mínimo de grades. Esta configuração também é favorável por exigir um número menor de fontes de tensão para a polarização dos eletrodos do analisador.

Para analisar a energia de elétrons, a primeira grade G_1 do analisador (grade mais externa em contato com o plasma) é mantida a um potencial V_1 levemente superior ao potencial de plasma, de modo a isolar o interior do analisador de energia do ambiente de plasma e repelir os íons. O potencial do plasma alvo na PQUI é aproximadamente zero e a grade G_1 foi mantida a um potencial de $+5 V$. Estes valores foram determinados experimentalmente.

Esta primeira grade deve possuir o espaçamento a entre os filamentos menor que o comprimento de Debye para manter sua superfície equipotencial. Esta condição

garante a uniformidade da bainha e minimiza a perturbação do plasma pela presença do analisador.

A segunda grade G_2 é a chamada "grade de controle" a qual aplica-se um potencial variável negativo V_2 em relação ao terra que, seletivamente, desacelera e repele os elétrons com energia inferior a eV_2 . O intervalo de varredura do potencial de freamento depende da distribuição de elétrons do plasma em estudo e esta varredura é realizada por um circuito elétrico de varredura triangular que permite aplicar um potencial máximo de $-200 V$.

O espaçamento da segunda grade não é um parâmetro tão crítico uma vez que a densidade no interior do analisador diminui e, conseqüentemente, o comprimento de Debye é maior.

A placa metálica coletora C é mantida a um potencial bastante positivo em relação ao terra. O potencial V_C repele os íons que por ventura tenham penetrado no analisador e atrai os elétrons que venceram o campo de repulsão entre as grades. Na PQUI o coletor foi mantido a um potencial de $+70 V$. Esta configuração de potenciais garante que o coletor esteja sempre polarizado positivamente em relação à grade de controle de maneira a garantir que os elétrons secundários emitidos pelo coletor sejam recapturados.

A derivação da curva característica do coletor, isto é, a derivada da corrente do coletor em função do potencial de freamento V_2 permite obter a função distribuição de elétrons. A demonstração teórica do método é mostrada a seguir.

A energia cinética das partículas que incidem perpendicularmente no analisador e são capturadas pelo coletor é dada por:

$$\frac{m_e v^2}{2} = e V_2 \quad (2.7)$$

e portanto,

$$v(V_2) = (2eV_2 / m_e)^{1/2} \quad (2.8)$$

$$dv = (e / 2 m_e V_2)^{1/2} dV_2$$

A função distribuição de velocidades dos elétrons para uma determinada posição do plasma é definida pela expressão:

$$n_e = \int_{-\infty}^{\infty} f(v) dv \quad (2.9)$$

Conseqüentemente, a corrente do coletor em função do potencial da grade de controle pode ser escrita da seguinte forma:

$$I_C = ATe \int_{v(V_2)}^{\infty} v f(v) dv = ATe \int_{V_2}^{\infty} \left(\frac{2eV_2^*}{m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{e}{2m_e V_2^*} \right)^{1/2} f[v(V_2^*)] dV_2^* \\ \Rightarrow I_C = \frac{ATe^2}{m_e} \int_{V_2}^{\infty} f[v(V_2^*)] dV_2^* \quad (2.10)$$

onde T é o coeficiente de transparência total das grades.

A Equação 2.10 representa a expressão analítica da curva característica $I \times V$ do analisador de energia para uma determinada função distribuição $f(v)$. Experimentalmente, $f(v)$ é dada por:

$$\frac{dI_C}{dV_2} = \left(\frac{ATe^2}{m_e} \right) f[v(V_2)] \quad (2.11)$$

ou

$$\frac{dV_C}{dE(V_2)} = \left(\frac{RATe}{m_e} \right) f[E(V_2)] \quad (2.12)$$

onde $V_C = RI_C$ é a tensão de saída do coletor medida sobre a resistência R e $E = eV_2$ é a energia dos elétrons.

Neste trabalho a função distribuição de energia, isto é, a derivada da curva característica do analisador digitalizada pelo traçador gráfico foi obtida através do programa gráfico ORIGIN. A Figura 2.12 apresenta uma curva característica típica do analisador eletrostático e a curva correspondente a sua derivada. Pode-se observar claramente as populações de elétrons de baixa energia do plasma e dos elétrons energéticos que constituem o feixe.

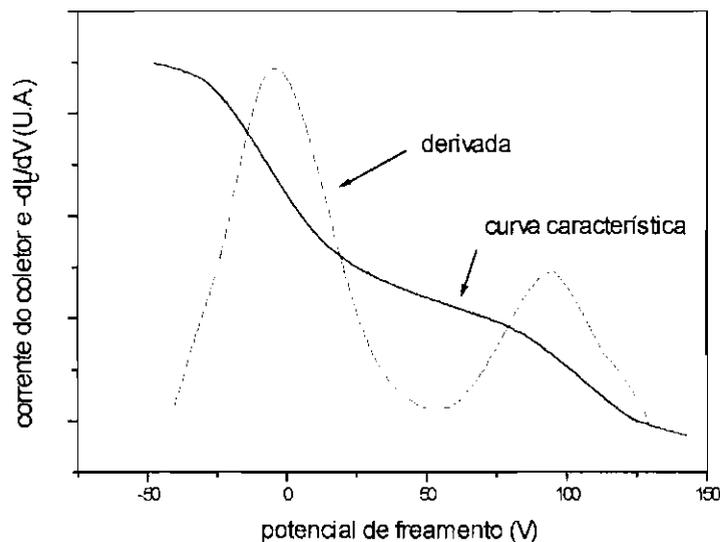


Fig. 2.12 - Curva característica do analisador eletrostático de energia inserido em plasma na presença de um feixe de 100 eV e sua derivada $-dI_C / dV_2$.

A configuração atual do analisador eletrostático foi obtida após cuidadosa investigação experimental. Os principais problemas observados durante a utilização de um analisador preliminar e as características do novo analisador de energia utilizado neste trabalho de tese estão apresentados no Apêndice A.

Curvas características obtidas com este analisador de energia estão mostradas na Figura 2.13. O gráfico apresenta três curvas características (A, B e C) medidas consecutivamente nas mesmas condições de operação da máquina para um feixe de energia da ordem de 100 eV . A reprodutibilidade das curvas características é um reflexo do bom funcionamento do analisador eletrostático na atual configuração.

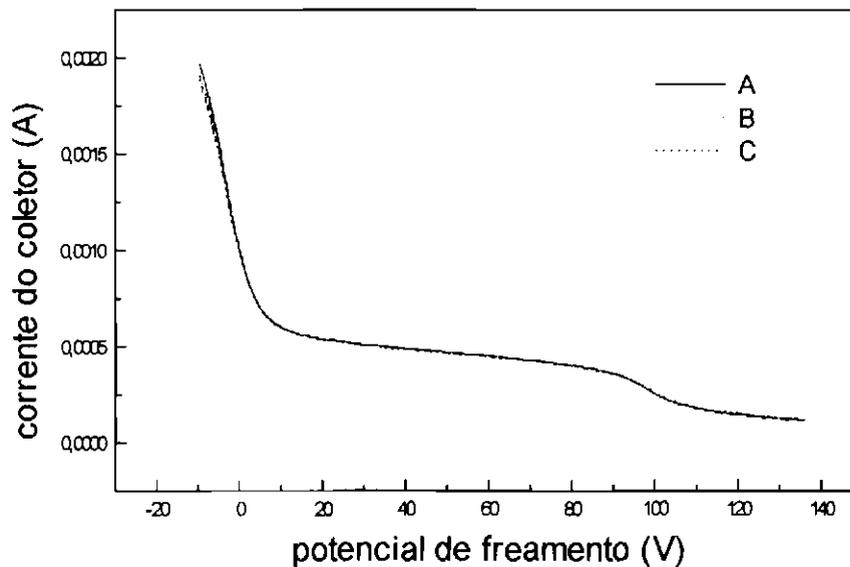


Fig. 2.13 - Repetições da medida da curva característica do analisador (curvas A, B e C). Condições de operação da máquina PQUI: $p = 2,0 \times 10^{-4}$ mbar; $I_d = 1,0$ A; $z = 20$ cm.

A excelente reprodutibilidade das curvas também confirma que o plasma gerado no dispositivo PQUI é estacionário (quiescente). A pequena flutuação dos parâmetros

de plasma e de feixe reduz consideravelmente o erro envolvido na medida, eliminando a necessidade de se repetir várias vezes o diagnóstico para se obter valores médios.

2.3.3 - ANALISADOR DE ESPECTRO

As medida das oscilações eletrostáticas do plasma foram realizadas acoplando-se a sonda de Langmuir plana (antena) a um analisador de espectro de grande precisão (Tektronix - modelo 2712).

O analisador de espectro permite determinar a amplitude relativa e a frequência das ondas de Langmuir excitadas pela instabilidade feixe-plasma durante o intervalo de medida. Como o próprio nome sugere este equipamento analisa uma forma de onda composta (combinação de sinais senoidais), identifica as componentes individuais no domínio de frequência e fornece a potência relativa com que cada componente contribui para a forma de onda total, isto é, mede como a potência de um sinal é distribuída em frequência (espectro de frequência). A técnica de processamento digital do sinal de um analisador de espectro é baseada na Transformada Rápida de Fourier (Jenkins e Watts, 1968). Particularmente, o modelo do analisador utilizado neste trabalho permite analisar sinais de frequência de 9 kHz à $1,8\text{ Ghz}$.

A Figura 2.14 mostra um exemplo de espectro de frequência obtido pelo analisador de espectro em uma condição típica de operação da máquina PQUI. O eixo vertical indica a amplitude do sinal em escala logarítmica de 10 dBm/divisão e o nível de referência (máxima amplitude do sinal) é -10 dBm ($70,8\text{ mV}$). A escala horizontal indica a frequência do sinal em escala de 100 MHz/divisão . A frequência central é de 400 MHz .

A Figura 2.14 apresenta três picos distintos: o primeiro pico (à esquerda) corresponde a marca de 0 Hz característica da própria configuração de um analisador de espectro e está presente independente do sinal recebido. O pico central corresponde à

freqüência predominante do sinal analisado, isto é, à freqüência das ondas de Langmuir excitadas pelo feixe de elétrons. O terceiro pico de intensidade bastante inferior corresponde ao segundo harmônico da freqüência predominante. A boa definição do pico principal e sua grande amplitude indicam que a forma de onda analisada é uma onda senoidal de freqüência bem definida.

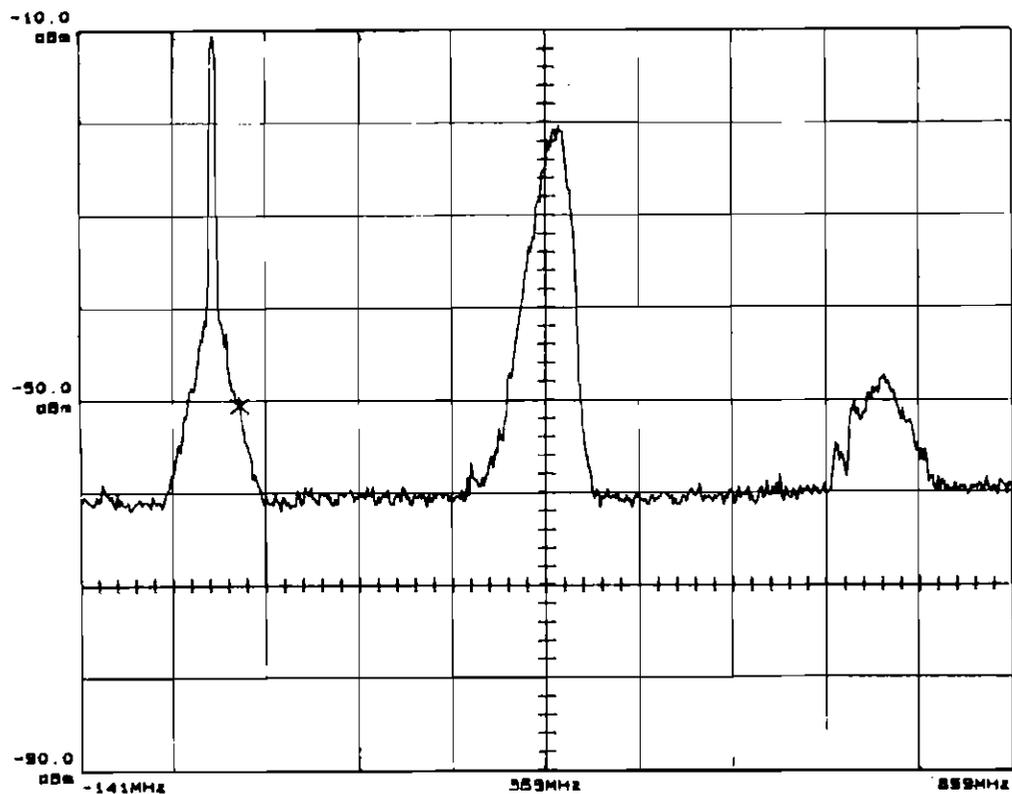


Fig. 2.14 - Espectro de freqüência das oscilações de plasma obtido através do analisador de espectro nas seguintes condições de operação da PQUI: $p = 3,0 \times 10^{-4}$ mbar, densidade do plasma $n_0 = 1,8 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, densidade do feixe $n_b = 2,2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1,6 \text{ eV}$, $W_b = 200 \text{ eV}$ e posição da sonda $z = 40 \text{ cm}$.

A amplitude dos picos no espectro é proporcional ao campo elétrico das oscilações e conseqüentemente fornece uma estimativa da energia das mesmas. No Capítulo 5 serão discutidos detalhadamente os resultados obtidos a partir da análise destes espectros com base na teoria apresentada no Capítulo 4.

Na seção seguinte serão mostrados os resultados das medidas dos parâmetros de plasma e de feixe obtidos pela sonda de Langmuir plana e pelo analisador eletrostático de energia.

2.4 - CARACTERIZAÇÃO DO PLASMA E DO FEIXE DE ELÉTRONS GERADOS NA MÁQUINA PQUI

2.4.1 - MEDIDAS DOS PARÂMETROS DE PLASMA

Os parâmetros fundamentais dos plasmas gerados nas câmaras fonte e alvo, potencial de plasma (V_p), temperatura (T_e) e a densidade de elétrons (N_e), foram medidos pela sonda de Langmuir plana descrita na Seção 2.3.1. As medidas destes parâmetros em função das condições de operação da máquina (pressão de gás neutro, tensão aplicada entre os anodos para aceleração do feixe, corrente e tensão de descarga) bem como seus perfis axiais permitiram caracterizar os plasma gerados nas duas câmaras em condições extremas de descarga.

O movimento axial das sondas ao longo do eixo central das câmaras (raio igual a zero) foi realizado através da utilização de um motor de passo. Os resultados serão mostrados a seguir.

A Figura 2.15 mostra os parâmetros de plasma em função da tensão de descarga V_d realizada com argônio a pressão de $2,0 \times 10^{-4}$ mbar e corrente da ordem de $1,0$ A. Para estas medidas foi usado um feixe ionizante de energia da ordem de 100 eV. As sondas foram posicionadas a uma distância de 10 e 20 cm da grade de separação na câmara fonte e alvo, respectivamente. As barras de erro estão indicadas nas figuras.

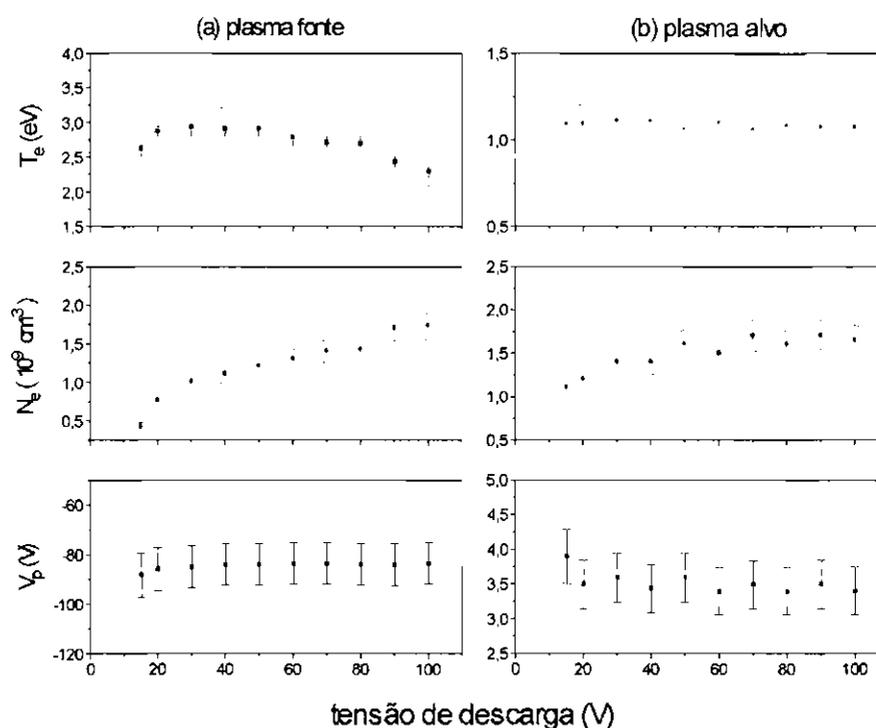


Fig. 2.15 - Parâmetros dos plasmas fonte (gráficos a) e alvo (gráficos b) em função da tensão de descarga.

Pode-se observar que a densidade do plasma fonte, e conseqüentemente, a densidade do plasma alvo (pois os elétrons do feixe ionizante do plasma alvo são extraídos do plasma fonte) aumenta continuamente com a tensão de descarga até 90 V.

A tensão de descarga define a energia dos elétrons primários emitidos pelos catodos e conseqüentemente, este resultado está de acordo com a teoria de ionização

que prediz que a seção de choque de ionização por colisão elétron-partícula neutra para o argônio é máxima para elétrons com energia entre $80 - 100 \text{ eV}$ (Nasser, 1971). A partir desta evidência experimental, as descargas nas demais investigações foram realizadas a uma tensão de descarga fixa de 100 V .

A Figura 2.16 apresenta as medidas dos parâmetros de plasma em função da corrente de descarga I_d na câmara fonte. As demais condições de operação da máquina são as mesmas da investigação anterior. A variação da corrente que passa pelos filamentos altera o fluxo de elétrons primários emitidos pelos catodos. A pressão de trabalho foi mantida constante em $2,0 \times 10^{-4} \text{ mbar}$.

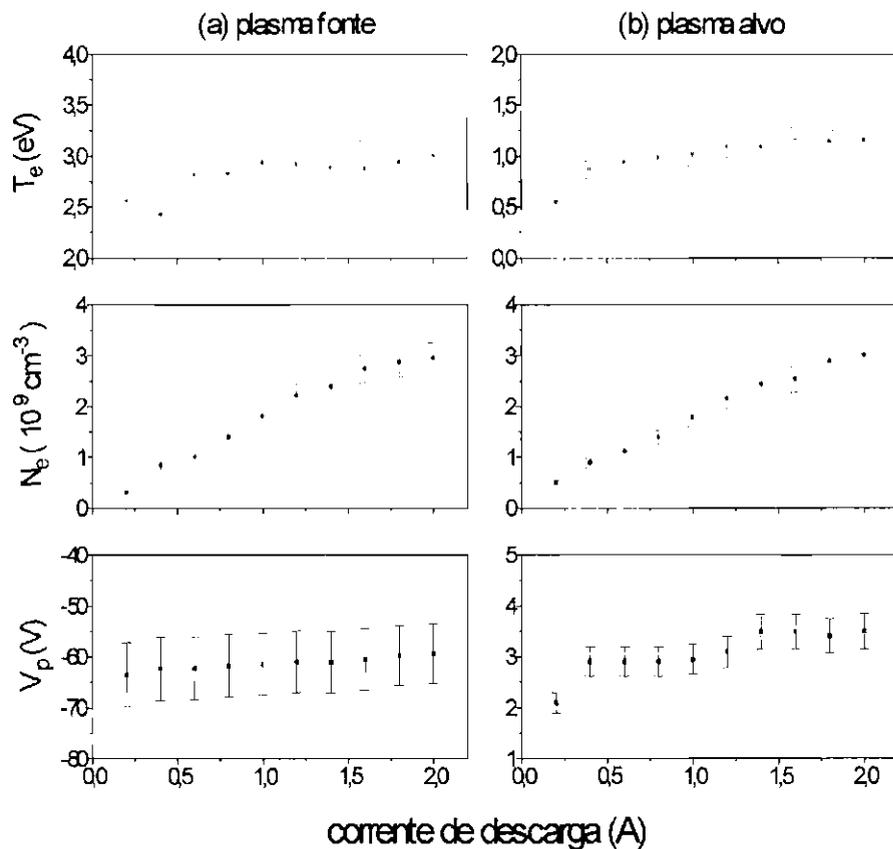


Fig. 2.16 - Parâmetros dos plasma fonte (a) e alvo (b) em função da corrente de descarga da câmara fonte.

Observa-se que as densidades dos plasmas fonte e alvo dependem significativamente da densidade dos elétrons primários. Uma variação na corrente nos filamentos de aproximadamente $5A$ produz uma variação de seis vezes nas densidades dos plasmas de ambas as câmaras. Os demais parâmetros de plasma permanecem praticamente constantes nestas condições de descarga.

A investigação da variação das características do plasma em função da pressão de gás neutro (neste caso argônio) também foi realizada e as medidas obtidas estão mostradas na Figura 2.17. Nesta investigação a corrente de descarga é de $1,0A$ e as demais condições foram mantidas iguais.

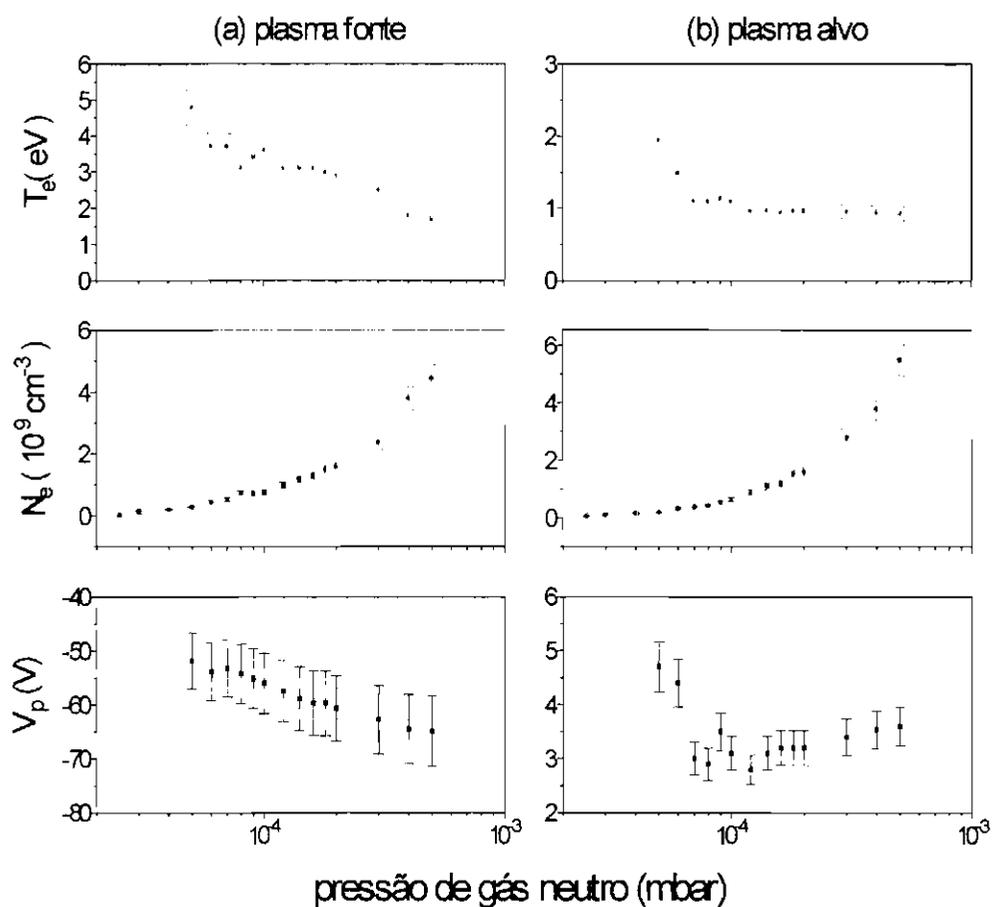


Fig. 2.17 - Parâmetros dos plasma fonte (a) e alvo (b) em função da pressão de gás neutro.

Estas curvas comparadas com aquelas apresentadas na Figura 2.16 mostram que a densidade do plasma é mais sensível à variação de pressão de gás do que à variação da corrente de descarga.

O limite superior do intervalo da pressão de trabalho é definido pela condição de que a frequência de colisão elétron-partícula neutra (proporcional à densidade do plasma) deve ser inferior à taxa de crescimento da instabilidade feixe-plasma para que esta instabilidade seja excitada no sistema. Nestas condições a densidade máxima do plasma alvo é da ordem de $6,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ (Prado et al., 1997).

Os perfis axiais dos parâmetros de plasma estão mostrados na Figura 2.18. Nesta investigação a corrente de descarga foi fixada em $1,0 \text{ A}$, a pressão é da ordem de $2,0 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ e a energia do feixe foi mantida em 100 eV .

Para a câmara fonte de menor comprimento foram realizadas medidas em apenas três posições distintas. Os parâmetros do plasma fonte são bastante uniformes. Na câmara alvo, a posição da sonda foi variada de 5 em 5 centímetros varrendo uma distância de aproximadamente 65 cm a partir da grade. A temperatura de elétrons e o potencial de plasma são praticamente constantes em toda extensão da câmara. A densidade de plasma apresenta um gradiente positivo nos primeiros 20 centímetros. A causa da existência deste gradiente, ainda em discussão, pode estar associada ao elevado caminho livre médio dos elétrons no plasma gerado na PQUI (a ionização seria mais eficiente a partir de uma certa distância da grade) ou ainda ao fato de que as próprias ondas de Langmuir, excitadas pelo feixe a partir de 10 cm da grade, podem aprisionar elétrons e aumentar a ionização do gás neutro. Uma terceira causa pode ser o surgimento de uma frequência de colisão anômala gerada por alguma instabilidade excitada nesta região próxima à grade.

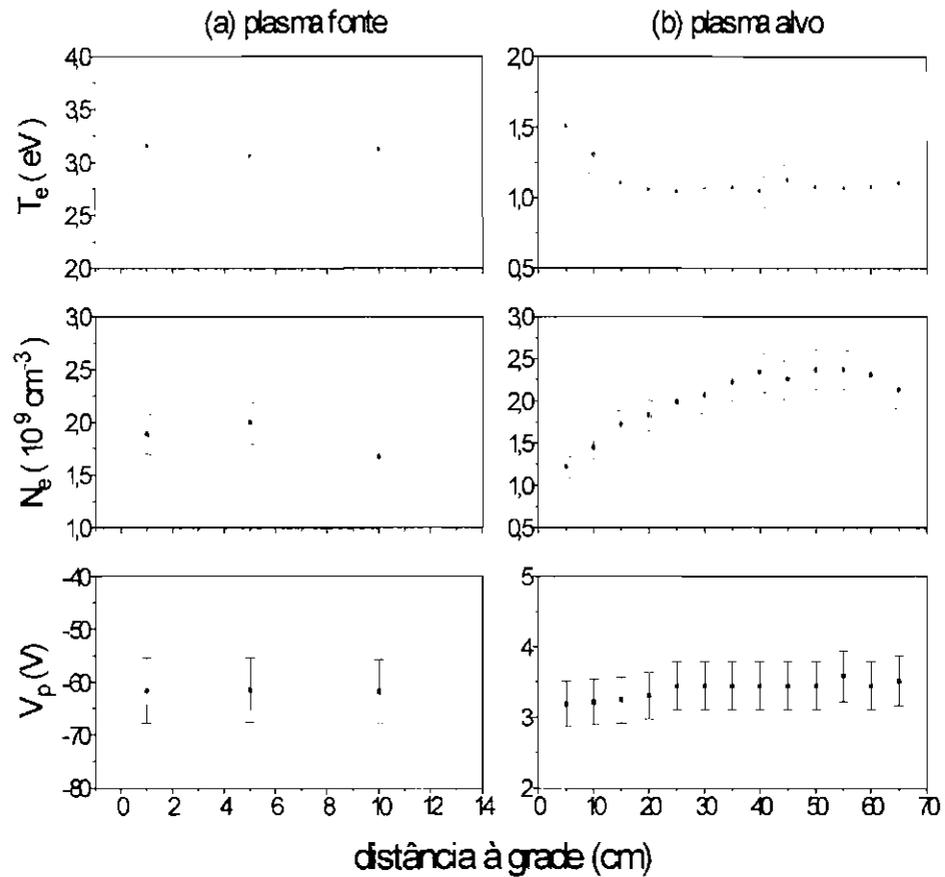


Fig. 2.18 - Perfil axial dos parâmetros dos plasmas fonte (a) e alvo (b).

Finalmente a Figura 2.19 apresenta a variação dos parâmetros de plasma em função da diferença de potencial aplicado entre os anodos, responsável pela extração dos elétrons do plasma fonte.

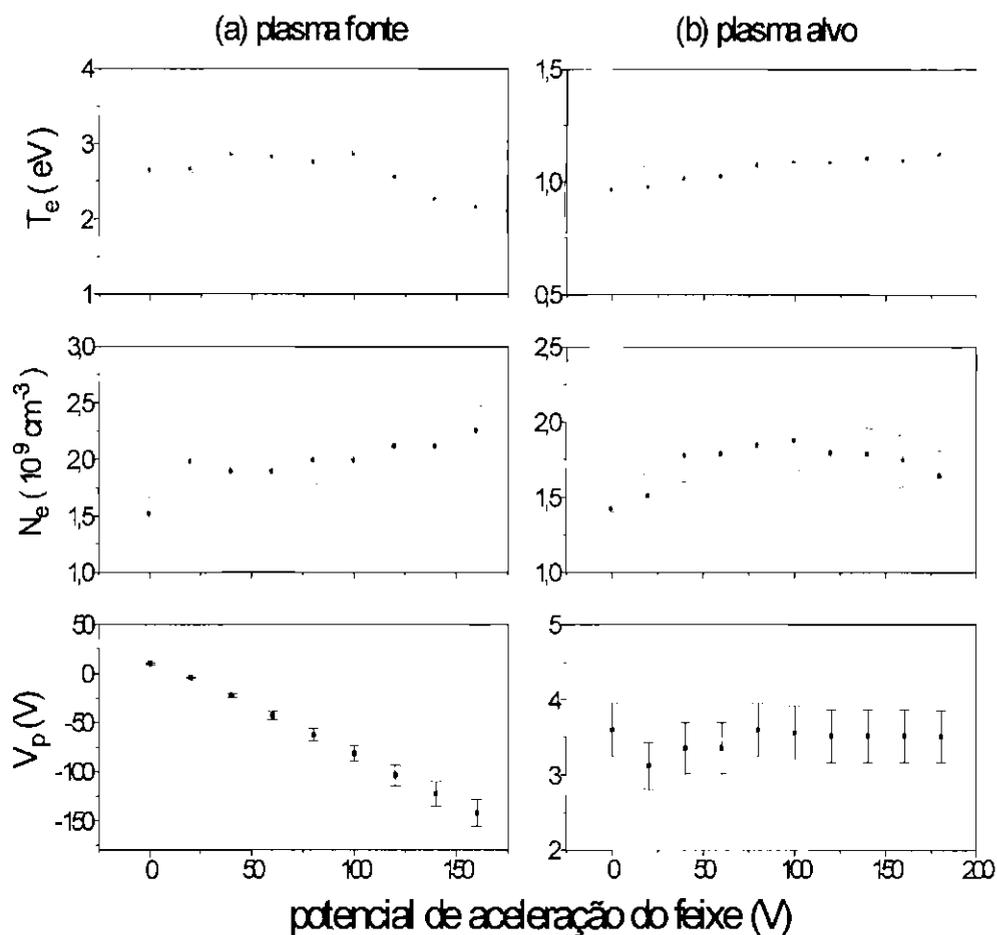


Fig. 2.19 - Parâmetros dos plasmas fonte (a) e alvo (b) em função do potencial de aceleração do feixe de elétrons entre os anodos das câmaras.

Duas observações são importantes em relação as curvas da Figura 2.19. Primeiramente, observa-se através do gráfico (a) que o potencial do plasma gerado no interior da câmara fonte acompanha o potencial do anodo (estrutura magnética e grade) tornando-se mais negativo à medida que o potencial de aceleração do feixe é aumentado. Deve-se lembrar que o anodo da câmara alvo é aterrado e a extração dos elétrons é obtida polarizando-se a câmara fonte negativamente em relação à câmara alvo.

Portanto, uma vez que o potencial do plasma alvo é constante (gráfico b), a diferença de potencial entre os dois plasmas é igual a tensão externa aplicada entre os anodos da câmaras fonte e alvo. Esta diferença de potencial define a energia dos elétrons do feixe.

A segunda observação é que a densidade do plasma alvo é maior no intervalo entre $80 - 100 V$ que corresponde exatamente ao valores de energia dos elétrons que fornecem a máxima seção de choque de ionização por colisão elétron-partícula neutra.

2.4.2 - MEDIDAS DOS PARÂMETROS DO FEIXE DE ELÉTRONS

A energia dos elétrons que constituem o feixe é medida através da função distribuição dos elétrons do plasma obtida pelo analisador de energia, conforme já descrito anteriormente.

A confirmação de que a energia do feixe gerado na máquina de plasma é realmente determinada pela diferença de potencial entre os plasmas fonte e alvo foi a primeira investigação experimental realizada com o analisador.

Foram medidas as funções distribuição de energia dos elétrons do plasma alvo para diferentes tensões V_a entre os anodos das duas câmaras. Como já foi discutido esta tensão define a diferença de potencial entre os plasmas. As curvas obtidas experimentalmente estão mostradas na Figura 2.20. Estas curvas foram medidas em plasma de argônio em condições típicas: pressão de $2,0 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ e corrente de descarga de $1,0 A$.

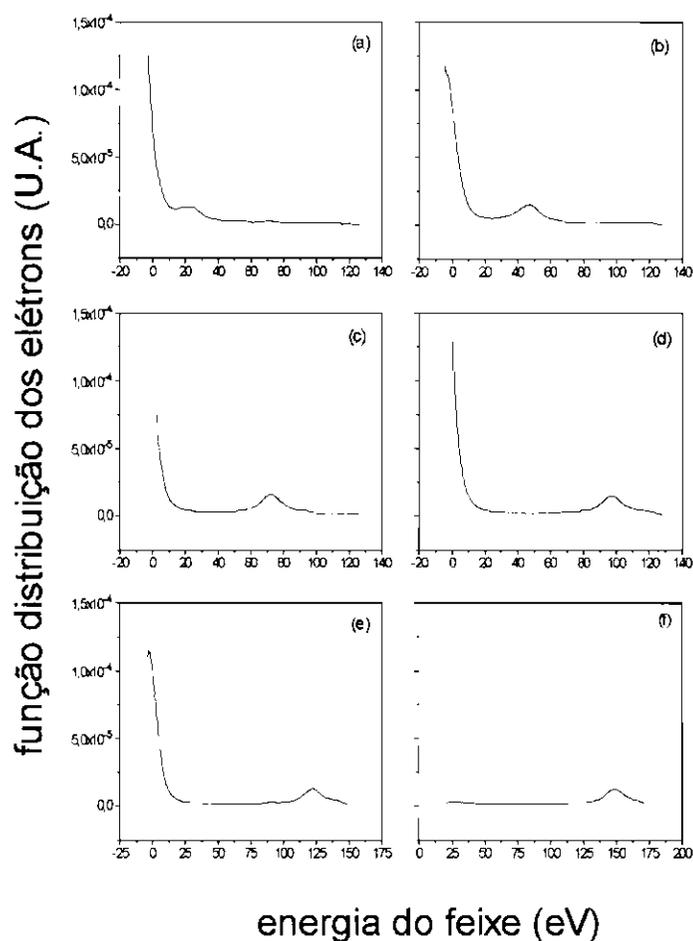


Fig. 2.20 - Medida da função distribuição dos elétrons do plasma alvo para diferentes tensões aplicadas entre os anodos: (a) 25 V; (b) 50 V; (c) 75 V; (d) 100 V; (e) 125 V e (f) 150 V.

Observa-se claramente o deslocamento da população de elétrons do feixe para regiões de maior energia à medida que a tensão aumenta. A Figura 2.21 mostra o gráfico da dependência da energia do feixe W_b em função da tensão V_a obtida a partir das curvas da Figura 2.20.

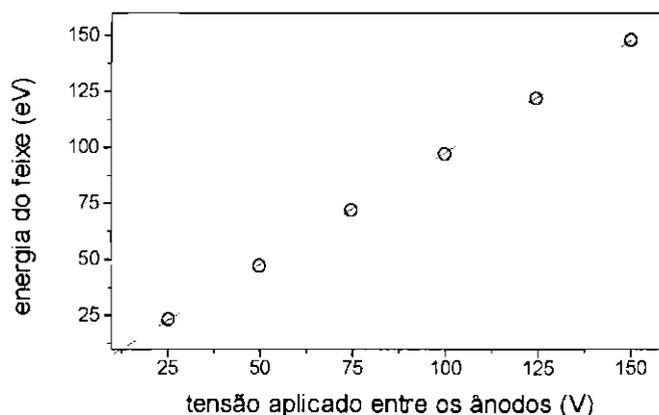


Fig. 2.21 - Energia do feixe em função da tensão aplicada entre os anodos das câmaras fonte e alvo.

O ajuste polinomial dos pontos experimentais é uma reta de inclinação igual a $1,0$, o que indica que a energia dos elétrons do feixe é proporcional à tensão V_a aplicada entre os anodos das câmaras fonte e alvo.

Como será verificado através da teoria apresentada no próximo capítulo, o estudo das propriedades macroscópicas do sistema é o processo fundamental para descrever a evolução da interação feixe-plasma. Neste sentido, um dos parâmetros de grande importância nesta investigação é a razão entre a densidade do feixe de elétrons e a densidade do plasma alvo $\eta = n_b / n_0$. O controle deste parâmetro é realizado através das condições de descarga na câmara fonte e não é uma tarefa trivial uma vez que as densidades do feixe e do plasma alvo não são totalmente independentes (ver medidas de sonda apresentadas na Seção 2.4.1).

A densidade de elétrons do plasma alvo é obtida pela sonda de Langmuir. A estimativa da densidade do plasma através da curva característica do analisador não é conveniente pois o efeito de carga espacial é crítico na região de baixa energia e a corrente coletada é mascarada (ver Apêndice A).

A densidade do feixe de elétrons pode ser obtida de duas maneiras diferentes. A primeira delas é através da medida da corrente de elétrons I_b que flui entre as duas grades do sistema. Esta medida é realizada diretamente por um amperímetro disposto no circuito de energização da máquina conforme mostrado na Figura 2.22.

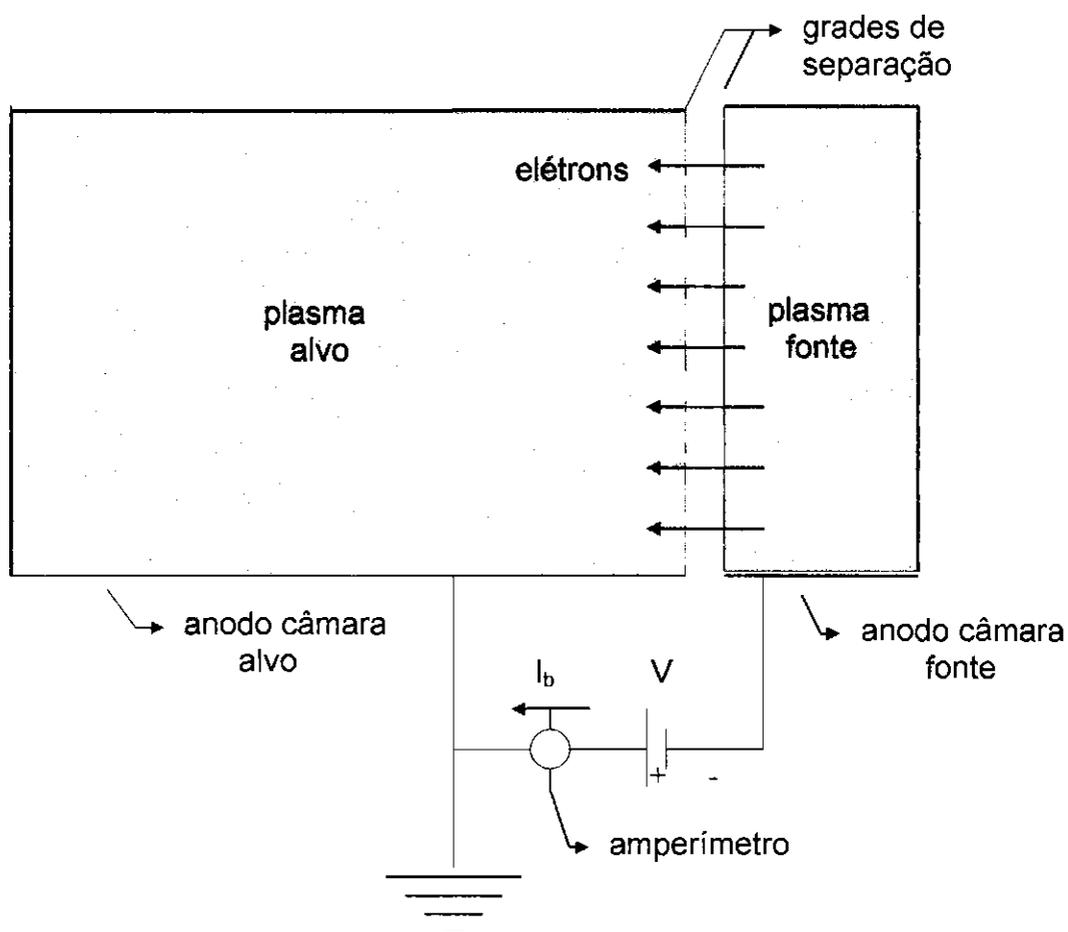


Fig. 2.22 - Desenho ilustrativo da medida da corrente do feixe por um amperímetro inserido no circuito de polarização das câmaras.

A densidade do feixe é obtida pela expressão:

$$n_b = \frac{I_b}{A T e v_b} \quad (2.13)$$

onde A é a área da grade circular cujo diâmetro é 50 cm ; T é a transparência efetiva do conjunto de grades que separa as câmaras cujo valor é de aproximadamente $0,58$ e $v_b = \sqrt{2W_b / m_e}$ é a velocidade dos elétrons do feixe.

O amperímetro mede a corrente total que flui entre as duas câmaras. Esta corrente consiste na soma da corrente do feixe de elétrons extraído do plasma fonte e da corrente de elétrons primários que escapam através das cúspides magnéticas. Os elétrons primários são responsáveis pela pré-ionização do gás no interior da câmara alvo e esta corrente adicional é medida pelo amperímetro quando $V_a = 0 \text{ V}$, isto é, quando o feixe não está presente.

A corrente do feixe é, portanto, obtida subtraindo-se a corrente devido aos elétrons primários da corrente total. A Figura 2.23 mostra a corrente medida pelo amperímetro sem a presença efetiva do feixe de elétrons ($V_a = 0 \text{ V}$) e a corrente medida na presença de um feixe de energia de 100 eV para diferentes tensões de descarga na câmara fonte. As descargas foram realizadas a uma pressão de argônio da ordem de $2,0 \times 10^{-4} \text{ mbar}$. A corrente de feixe é a diferença entre os valores das duas curvas experimentais.

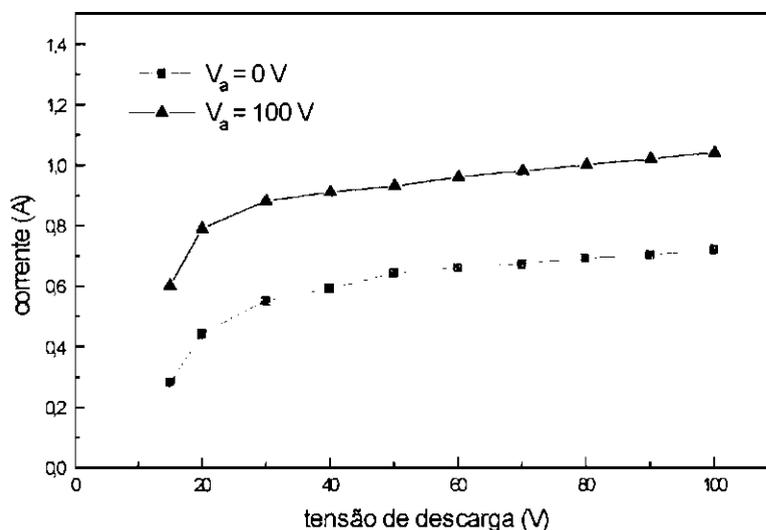


Fig. 2.23 - Corrente que flui entre os anodos das câmaras fonte e alvo em função da tensão de descarga V_d para $V_a = 0$ V e $V_a = 100$ V.

A densidade de elétrons do feixe também pode ser medida a partir da curva característica do analisador eletrostático de energia. Conhecida a função distribuição experimental dos elétrons do feixe, sua densidade pode ser obtida pela expressão (Küdyan, 1978):

$$n_b = \int_{v_1}^{v_2} f(v) dv = \left(\frac{e}{2m_e} \right)^{1/2} \int_{V_2^1}^{V_2^2} \frac{f(V_2)}{V_2^{1/2}} dV_2 \quad (2.14)$$

onde V_2 é o potencial de controle da grade G_2 do analisador.

Conforme demonstrado na Seção 2.3.2, a função distribuição experimental $f(V_2)$ é medida através da diferenciação da curva característica do analisador e segundo a Equação 2.11 é dada por:

$$f(V_2) = \left(\frac{m_e}{ATe^2} \right) \frac{dI_C}{dV_2} \quad (2.15)$$

onde I_C é a corrente coletada pelo analisador em função do potencial V_2 . A Equação 2.14 pode ser reescrita da seguinte forma:

$$n_b = \frac{I}{AT} \left(\frac{m_e}{2e^3} \right)^{1/2} \int_{V_2^l}^{V_2^2} \frac{dI_C / dV_2}{V_2^{1/2}} dV_2 \quad (2.16)$$

A expressão analítica para a derivada dI_C / dV_2 é obtida ajustando-se uma função Gaussiana à curva experimental resultante da derivada da corrente do coletor. Das funções conhecidas, a função Gaussiana é a que melhor se ajusta ao perfil da curva medida e este ajuste é realizado através do programa ORIGIN. A forma da função Gaussiana é, por definição, dada pela equação:

$$f_G(V_2) = C \cdot \exp \left[-2,77 \left(\frac{V_2 - V_0}{L} \right)^2 \right] \quad (2.17)$$

onde C é a amplitude da função; V_0 é a abcissa do pico e L é a largura da curva correspondente à meia altura.

Portanto, a densidade do feixe pode ser obtida pela expressão:

$$n_b = \frac{C}{AT} \left(\frac{m_e}{2e^3} \right)^{1/2} \int_{V_2^l}^{V_2^2} \frac{\exp \left[-2,77 \left(\frac{v_2 - V_0}{L} \right)^2 \right]}{V_2^{1/2}} dV_2 \quad (2.18)$$

O programa que realiza o ajuste Gaussiano fornece os parâmetros C , V_0 e L . Um exemplo do ajuste por uma função Gaussiana de uma curva experimental dI_C / dV_2

obtida à 20 cm da grade em plasma de argônio gerado por feixe de 60 eV está mostrado na Figura 2.24. Neste exemplo, as condições de descarga na câmara fonte foram: $p = 2,0 \times 10^{-4}$ mbar e $I_D = 1,0$ A. A Tabela 2.1 apresenta os parâmetros da função Gaussiana fornecidos pelo programa para o ajuste mostrado na Figura 2.24.

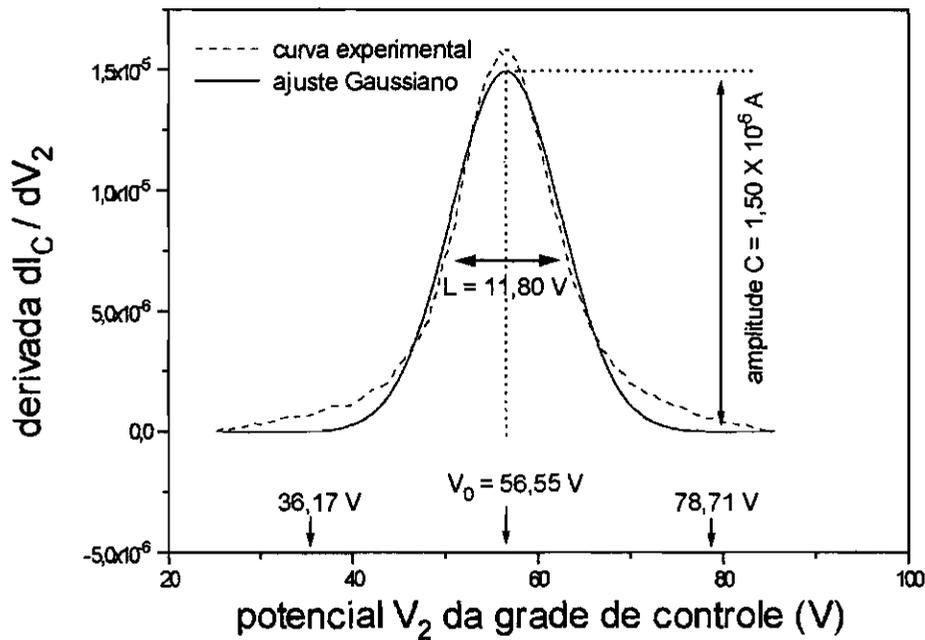


Fig. 2.24 - Derivada da curva característica do analisador de energia e a curva Gaussiana obtida através de ajuste computacional.

TABELA 2.1 - PARÂMETROS DA CURVA GAUSSIANA MOSTRADA NA FIGURA 2.24

área	centro	largura	linha de base	altura
2,21E-4	56,55	11,80	0	1,50E-5

A Figura 2.24 apresenta a “cauda” da função distribuição, isto é, apenas a região de coleta dos elétrons energéticos do feixe que superam a barreira de potencial da segunda grade. O perfil da função distribuição dos elétrons do plasma e do feixe nas condições descritas acima é aquele mostrado na Figura A.7 do Apêndice A.

Os parâmetros C , V_0 e L da função Gaussiana apresentados na Tabela 2.1 aparecem indicados na Figura 2.24. Os indicadores na parte inferior do gráfico mostram a abscissa do pico e dos extremos da distribuição Gaussiana que caracterizam os limites de integração V_2^1 e V_2^2 da Equação 2.18. A integral foi resolvida usando-se o programa MATHEMATICA.

Usando os parâmetros do ajuste Gaussiano descrito acima, a densidade do feixe estimada por este método através da Equação 2.18 é da ordem de $3,5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Nestas mesmas condições a corrente do feixe medida pelo amperímetro é de $0,28 \text{ A}$ e de acordo com o primeiro método, a densidade obtida pela Equação 2.13 é de $3,3 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. A boa concordância dos resultados também foi obtida em outras condições de operação da máquina.

Conforme citado no início desta abordagem, o estudo da interação feixe-plasma exige que o sistema seja caracterizado em diversas condições dos parâmetros de plasma e de feixe. Conseqüentemente, é importante que as condições de operação da máquina permitam variar o parâmetro n_b/n_0 dentro de um grande intervalo de valores.

O investigação experimental da Seção 2.4.1 mostrou que apesar da densidade do plasma alvo ser bastante sensível à corrente de descarga, a maior variação de n_b/n_0 é conseguida variando-se a pressão no interior da câmara. Esta dependência é justificada uma vez que enquanto a densidade do plasma alvo varia de 30 vezes dentro do intervalo de trabalho da pressão, a variação da densidade do feixe é de apenas 3 vezes. Para os demais parâmetros de operação, como por exemplo a corrente de descarga, ambas as

densidades variam consideravelmente restringindo o intervalo de valores possíveis de n_b / n_0 .

Em suma, para as condições de operação da máquina PQUI, os valores do parâmetro n_b / n_0 estão compreendidos no intervalo $3,0 \times 10^{-4} < n_b / n_0 < 2,0 \times 10^{-2}$.

CAPÍTULO 3

EXCITAÇÃO DE ONDAS DE LANGMUIR NUM SISTEMA FEIXE-PLASMA

3.1 - INTRODUÇÃO

As partículas em plasmas espaciais apresentam grande "livre caminho médio", ou seja, tais plasmas podem ser considerados livres de colisões. Conseqüentemente o tempo de equipartição de energia também é bastante grande. Nestas condições, observa-se que plasmas interplanetários e magnetosféricos não estão em equilíbrio termodinâmico e devem armazenar uma grande quantidade de energia livre. Esta energia em excesso é convertida, através de processos coletivos, em movimentos violentos das partículas do plasma (transporte anômalo) ou em perturbações que oscilam dentro de um intervalo definido de frequências (diferentes modos de ondas de plasma). Este processo coletivo de conversão de energia, que deve ser entendido como processo natural de reestabilização do equilíbrio termodinâmico, é conhecido como instabilidade em plasma.

Uma das instabilidades clássicas, amplamente investigada por uma série de autores, é a instabilidade excitada quando um feixe de elétrons atravessa um plasma morno, ou seja, quando a função distribuição de velocidades dos elétrons difere da distribuição de equilíbrio Maxwelliana devido a existência de um pico adicional na função distribuição correspondente à velocidade dos elétrons do feixe v_b . Esta instabilidade é conhecida como "Instabilidade de dois feixes" ou, simplesmente, "instabilidade feixe-plasma" (Bohm e Gross, 1949a, b).

Um dos principais efeitos da instabilidade feixe-plasma é a geração de um campo elétrico intenso, resultado da amplificação de oscilações eletrostáticas naturais

de plasma denominadas de ondas de Langmuir (Langmuir, 1925). Conseqüentemente, a instabilidade feixe-plasma é, freqüentemente, aplicada para explicar a propagação de ondas eletrostáticas de grande intensidade observadas em várias regiões espaciais: coroa solar, magnetopausa, magnetosfera interna e ionosfera terrestre.

Na primeira metade deste capítulo, serão apresentadas, de forma sucinta, as características de propagação das ondas de Langmuir e, mais detalhadamente, a derivação de sua relação de dispersão usando a teoria de fluidos. As demonstrações teóricas seguem, basicamente, a abordagem desenvolvida por Bittencourt (1986). A teoria que descreve o mecanismo físico de excitação das ondas de Langmuir devido a interação com o feixe é demonstrada na segunda metade do capítulo. Atendo-se ao objetivo deste trabalho, outros modos eletrostáticos de propagação, também resultantes da interação feixe-plasma serão ignorados.

3.2 - REVISÃO DOS CONCEITOS DE PROPAGAÇÃO DE ONDAS ELETROSTÁTICAS EM PLASMAS

Em geral, um movimento periódico em fluidos é representado na forma de ondas planas tomando uma amplitude complexa do tipo:

$$\psi(\vec{r}, t) = \tilde{\psi} e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t)} \quad (3.1)$$

onde $\vec{k} = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_z \hat{z}$ é o vetor de onda, cuja direção é normal à frente de onda e cujo módulo k é denominado número de onda, $\tilde{\psi}$ é a amplitude e a quantidade física envolvida é obtida tomando-se a parte real da expressão.

A velocidade de propagação do plano da frente de onda com fase constante é definida como velocidade de fase (v_ϕ) e é obtida pela expressão:

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{k} \quad (3.2)$$

Na prática, qualquer movimento periódico pode ser representado, através da análise de Fourier, pela superposição de uma série de oscilações senoidais com diferentes frequências ω e número de ondas k . Desta forma o movimento é representado como um pacote de onda, resultado da superposição de várias ondas planas:

$$\psi(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\vec{k}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} dk \quad (3.3)$$

onde a amplitude $A(\vec{k})$ é determinada por transformação de Fourier na forma:

$$A(\vec{k}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\vec{r}, 0) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r} \quad (3.4)$$

Os planos de frente de onda de fase constante são definidos pela condição:

$$\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t = 0 \quad (3.5)$$

A velocidade de propagação da superposição destas ondas planas de fase constante, denominada velocidade de grupo (v_g), é obtida diferenciando-se a Equação 3.5 em relação ao tempo:

$$v_g = \frac{dr}{dt} = \frac{d\omega}{dk} \quad (3.6)$$

A velocidade de fase de uma onda harmônica plana pode exceder a velocidade da luz, o que não ocorre com a velocidade de grupo. Portanto, uma informação só é transmitida com a modulação da onda e se propaga segundo a velocidade de grupo.

Uma das oscilações fundamentais em plasmas aparece devido a uma perturbação qualquer de um elemento de carga em um plasma em equilíbrio. Como resultado de um processo coletivo, surge uma força restauradora proporcional à perturbação, que age nas partículas da vizinhança deste elemento. O resultado é a geração de uma oscilação cuja frequência, denominada frequência de plasma, é:

$$\omega_p^2 = \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} \quad (3.7)$$

onde n_0 é a densidade de plasma, e é a carga do elétron, ϵ_0 é a constante de permissividade do vácuo e m é a massa da partícula.

A oscilação de plasma surge devido a inércia das partículas. A oscilação dos íons é insignificante em comparação a dos elétrons, uma vez que a mobilidade das partículas é inversamente proporcional a massa. Como a frequência de plasma não depende do número de onda, de acordo com a Equação (3.6), a velocidade de grupo é zero e esta oscilação não se propaga.

Quando os efeitos térmicos são considerados, isto é, $T_e \neq 0$, a agitação térmica dos elétrons possibilita a transferência de informação da região perturbada para as regiões adjacentes. Neste caso, a perturbação se propaga e é conhecida como “onda eletrônica de plasma” ou, em homenagem ao autor das primeiras investigações nesta área de pesquisa, “ondas de Langmuir” (Langmuir, 1925). Maiores detalhes das características de propagação deste tipo de onda eletrostática serão apresentados nas seções seguintes.

A direção de propagação de uma onda plana em fluidos (plasmas) é definida pelo vetor de onda \vec{k} . De acordo com a direção de \vec{k} , a propagação recebe uma nomenclatura própria. Considerando a direção de \vec{k} em relação ao campo magnético ambiente (se existir), os termos propagação paralela e perpendicular definem, respectivamente, as condições $\vec{k} // \vec{B}_0$ e $\vec{k} \perp \vec{B}_0$.

Quando a direção de \vec{k} é tomada em relação à direção de propagação da perturbação do campo elétrico \vec{E}_1 , os termos propagação longitudinal e transversal são usados, respectivamente, para definir as condições $\vec{k}_1 // \vec{E}_1$ e $\vec{k}_1 \perp \vec{E}_1$.

Ondas eletrostáticas, por definição, são as ondas caracterizadas apenas por perturbação de campo elétrico, isto é, a perturbação do campo magnético \vec{B}_1 é nula. Quando as duas perturbações acontecem simultaneamente, a onda é denominada eletromagnética. Os campos perturbados \vec{E}_1 e \vec{B}_1 podem ser relacionados pela equação de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}_1 = -\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} \quad (3.8)$$

ou considerando estas oscilações como ondas planas:

$$\vec{k} \times \vec{E}_1 = \omega \vec{B}_1 \quad (3.9)$$

Se a onda é longitudinal, isto é, $\vec{k} \times \vec{E} = 0$, o campo magnético $|\vec{B}_1|$ é nulo. Portanto, uma onda longitudinal é eletrostática e uma onda transversal, que apresenta \vec{B}_1 finito, é eletromagnética.

Os possíveis modos de propagação das ondas eletrostáticas são definidos através de sua relação de dispersão, derivada a partir das equações de fluidos descritas a seguir.

3.3 - TEORIA DE FLUÍDOS

O modelo assumido na teoria de fluidos ou teoria MHD, considera o plasma como dois fluidos, um composto de elétrons e o outro de íons. Vários fenômenos são descritos segundo este modelo que é aplicado, perfeitamente, em plasmas de baixa densidade. Este modelo é, portanto, usado para descrever o comportamento da maioria dos plasmas observados no espaço.

Na teoria de fluidos não são consideradas as diferentes velocidades das partículas que constituem cada espécie do sistema. Esta aproximação possibilita a utilização de equações mais simples de serem tratadas, envolvendo parâmetros médios do fluido em função das três dimensões espaciais e do tempo. De outra forma, pela teoria cinética, trabalha-se no espaço de fase em 6 dimensões espaciais (x, y, z, v_x, v_y, v_z) e uma temporal, isto é, as velocidades das partículas são consideradas.

As equações de fluido que descrevem a dinâmica de plasmas de baixa densidade são derivadas, de forma rigorosa, tomando os momentos de velocidade da equação de Vlasov (Nicholson, 1983). Nesta seção, no entanto, as equações de fluido serão apresentadas de forma mais intuitiva.

A primeira equação da teoria de fluido é a chamada equação da Continuidade, que expressa o fato de que se um fluido não é gerado ou destruído, a única forma de se variar a densidade da espécie s em um ponto $\vec{r} = (x, y, z)$ é através de um fluxo de

partículas da espécie s para fora ou para dentro de um pequeno volume espacial de fluido centrado em \vec{r} , ou matematicamente:

$$\frac{\partial n_s(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_s \vec{v}_s) = 0 \quad (3.10)$$

onde n_s é o número de partículas da espécie s por unidade de volume; \vec{v}_s é a velocidade de um elemento do fluido no ponto \vec{r} e no tempo t e

$$\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x} \hat{x}, \frac{\partial}{\partial y} \hat{y}, \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \right), \text{ num sistema cartesiano de coordenadas.}$$

A segunda equação a se considerar é a equação de Movimento, que descreve a segunda Lei de Newton para o movimento de um elemento de fluido. Para a espécie s esta equação pode ser expressa da seguinte forma:

$$n_s m_s \frac{d\vec{v}_s(\vec{r}, t)}{dt} = \vec{F}_s(\vec{r}, t) \quad (3.11)$$

onde \vec{F}_s é a força por unidade de volume que age sobre o elemento de fluido na posição \vec{r} e tempo t .

Tomando o elemento de fluido como uma entidade, a derivada temporal total do membro esquerdo da Equação 3.11 é escrita na forma:

$$\frac{d\vec{v}_s}{dt} = \frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} + (\vec{v}_s \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_s \quad (3.12)$$

O lado direito da Equação 3.11 pode ser escrito somando-se todas as forças que agem sobre o elemento de fluido: força devido ao gradiente de pressão $-\vec{\nabla} \cdot \vec{P}_s$; força

de Lorentz $n_s q_s (\vec{E} + \vec{v}_s \times \vec{B})$; força gravitacional $n_s m_s \vec{g}$ e a força devido a colisões $-n_s m_s \nu_{sp} (\vec{v}_s - \vec{v}_p)$ onde ν_{sp} é a frequência de colisões entre as partículas das espécies s e p . Conseqüentemente:

$$\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} + (\vec{v}_s \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_s = -\frac{1}{n_s m_s} \vec{\nabla} \cdot \overline{\overline{P}}_s + \frac{q_s}{m_s} (\vec{E} + \vec{v}_s \times \vec{B}) - \nu_{sp} (\vec{v}_s - \vec{v}_p) - \vec{g} \quad (3.13)$$

Em muitos casos, o efeito da viscosidade pode ser desprezado e a distribuição de velocidades pode ser considerada isotrópica. Nestes casos, os termos não diagonais da matriz que representa o tensor $\overline{\overline{P}}_s$ são desprezados e os termos diagonais ficam todos iguais. Deste modo $\overline{\overline{P}}_s$ pode ser representada por um escalar, ou seja, $-\vec{\nabla} \cdot \overline{\overline{P}}_s = -\vec{\nabla} P_s$.

Os campos macroscópicos são obtidos a partir das Equações de Maxwell:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \rho / \epsilon_0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \end{aligned} \quad (3.14)$$

onde a densidade de carga do fluido ρ e a densidade total da corrente \vec{J} são definidas pelas equações:

$$\rho(\vec{r}, t) = \sum_s q_s n_s(\vec{r}, t) \quad (3.15)$$

e

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \sum_s q_s n_s(\vec{r}, t) \vec{v}_s(\vec{r}, t)$$

3.4 - RELAÇÃO DE DISPERSÃO DAS ONDAS DE LANGMUIR

A relação de dispersão de uma onda em plasma, $D(\omega, \vec{k}) = 0$, expressa a dependência entre a frequência (ω) e o vetor de onda (\vec{k}) que torna consistente a relação entre os campos elétricos e magnéticos assumidos e o campo induzido, isto é, fornece o intervalo de frequência em função do número de onda, dentro do qual a propagação da perturbação é permitida. Conhecendo-se a relação de dispersão da onda pode-se obter as condições em que ocorre sua interação com partículas ou com outras ondas, e conseqüentemente, as condições exatas em que a instabilidade pode ser excitada.

Para derivação da relação de dispersão das ondas de Langmuir será usada, inicialmente, a teoria de plasma morno, isto é, considera-se o plasma como um gás de elétrons de energia térmica diferente de zero ($T_e \neq 0$). O movimento dos íons é ignorado e o tratamento é realizado na ausência de campos elétricos e magnéticos externos (E_0 e B_0 nulos).

Serão usadas as equações de fluido descritas anteriormente (Equações 3.10 e 3.13), as equações de Maxwell (Equações 3.14) e a lei para gás ideal: $P_s = n_s K T_s$, onde K é a constante de Boltzmann e T_s é a temperatura das partículas de espécie s . Uma vez que a densidade dos plasmas analisados é relativamente baixa, serão desprezados os termos de colisões entre elétrons e íons.

A descrição qualitativa do mecanismo natural de geração de ondas de Langmuir é realizada da seguinte forma: inicialmente, considera-se que o plasma é uniforme e se encontra em "repouso". Num instante de tempo $t > 0$, passa a agir sobre o plasma uma força externa qualquer responsável por uma pequena separação de cargas. Quando esta força externa é removida, instantaneamente, surge uma força interna restauradora proveniente da separação de cargas que atua sobre os elétrons a fim de reconstituir a

neutralidade do plasma. Esta força imprime-lhes uma aceleração. A resposta dos íons é ignorada uma vez que estes são extremamente massivos em comparação aos elétrons.

Com os íons estacionários, o efeito da inércia faz com que os elétrons oscilem em torno da posição de equilíbrio com alta frequência. Este movimento gera um campo elétrico \vec{E}_1 oscilante no espaço que proporciona, enquanto os termos colisionais permanecem nulos, a contínua conversão de energia potencial dos elétrons em energia cinética e vice-versa.

Esta oscilação propagante de campo gerada a partir de separação de cargas na direção da perturbação \vec{E}_1 é a denominada onda de Langmuir.

As propriedades do plasma podem ser escritas em termos de seus valores de equilíbrio (não perturbados) indicados pelo sub-índice 0 e por seus valores perturbados indicados pelo sub-índice 1. A derivação da relação de dispersão segue o tratamento linear uma vez que as perturbações são, em princípio, de pequenas amplitudes. De acordo com as condições iniciais e de neutralidade em plasma, $\vec{E}_0 = 0$, $n_{o_i} = n_{o_e} = n_o$, pode-se escrever:

$$n_e(\vec{r}, t) = n_o + n_1(\vec{r}, t)$$

$$\vec{v}_e = \vec{v}_1(\vec{r}, t) \quad (3.16)$$

e

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t)$$

As perturbações são consideradas ondas harmônicas planas, e conseqüentemente:

$$n_1(\vec{r}, t) = n_1 e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t)}$$

$$\vec{v}_1(\vec{r}, t) = \vec{v}_1 e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t)} \quad (3.17)$$

e

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_1 e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t)}$$

onde a notação (\sim) representa constantes vetoriais.

Da equação da continuidade, usando as Equações 3.16 e 3.17 e desprezando os termos de segunda ordem uma vez que as amplitudes das perturbações são pequenas:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_0 \vec{v}_1) &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left\{ n_1 e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t)} \right\} + n_0 \vec{\nabla} \cdot \left\{ \vec{v}_1 e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t)} \right\} &= 0 \end{aligned}$$

onde $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \hat{r}$ e \hat{r} é um versor na direção de \vec{r} .

$$\Rightarrow -i\omega n_1 - i n_0 \vec{k} \cdot \vec{v}_1 = 0$$

$$\Rightarrow n_1 = \left(\frac{\vec{k} \cdot \vec{v}_1}{\omega} \right) n_0 \quad (3.18)$$

Na ausência de colisões entre as partículas, de campos externos e da ação da gravidade, a equação de movimento dos elétrons linearizada é:

$$\frac{\partial \tilde{v}_1}{\partial t} = -\frac{\tilde{\nabla} P_e}{n_o m_e} - \frac{e}{m_e} \tilde{E}_1 \quad (3.19)$$

Uma vez que a perturbação é eletrostática, $|\tilde{B}_1| = 0$, e de acordo com a equação adiabática de energia para as espécies, $P_e n_e^{-\gamma} = \text{constante}$, onde $\gamma = 1 + \frac{2}{N}$ e N é o número de graus de liberdade, pode-se escrever:

$$\tilde{\nabla} P_e = \gamma K T_e \tilde{\nabla} n_e \quad (3.20)$$

e conseqüentemente,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{v}_1}{\partial t} &= -\frac{\gamma K T_e \tilde{\nabla} n_e}{n_o m_e} - \frac{e}{m_e} \tilde{E}_1 \Rightarrow \\ \Rightarrow \quad -(i\omega) n_o m_e \tilde{v}_1 &= -\gamma K T_e (i\vec{k}) n_1 - e n_o \tilde{E}_1 \end{aligned} \quad (3.21)$$

Da Equação de Maxwell (Equação 3.14):

$$\begin{aligned} \tilde{\nabla} \cdot \tilde{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_o} \Rightarrow (i\vec{k}) \cdot \tilde{E}_1 = \frac{e}{\epsilon_o} (n_{o1} - n_{oe} - n_1) \Rightarrow \\ \Rightarrow \quad (i\vec{k}) \cdot \tilde{E}_1 &= -\frac{e}{\epsilon_o} n_1 \end{aligned} \quad (3.22)$$

Substituindo Equações 3.18 e 3.22 na Equação 3.21:

$$\begin{aligned} -m_e n_o (\omega) \tilde{v}_1 &= -\frac{e^2 n_o^2 \tilde{v}_1}{\omega \epsilon_o} - \frac{\gamma K T_e k^2 n_o}{\omega} \tilde{v}_1 \Rightarrow \\ \Rightarrow \quad \omega^2 &= \frac{e^2 n_o}{m_e \epsilon_o} + \frac{\gamma K T_e k^2}{m_e} \end{aligned}$$

e usando as definições:

$$\omega_p^2 = \frac{n_o e^2}{m_e \epsilon_o} \quad e \quad v_{te}^2 = \frac{KT_e}{m_e}$$

onde v_{te}^2 é a velocidade térmica quadrática dos elétrons, obtém-se:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \gamma k^2 v_{te}^2 \quad (3.23)$$

A Equação 3.23 representa a relação de dispersão linear para ondas de Langmuir na ausência de colisões, conhecida como relação de dispersão de Bohm-Gross. Graficamente, a Equação 3.23 está mostrada na Figura 3.1.

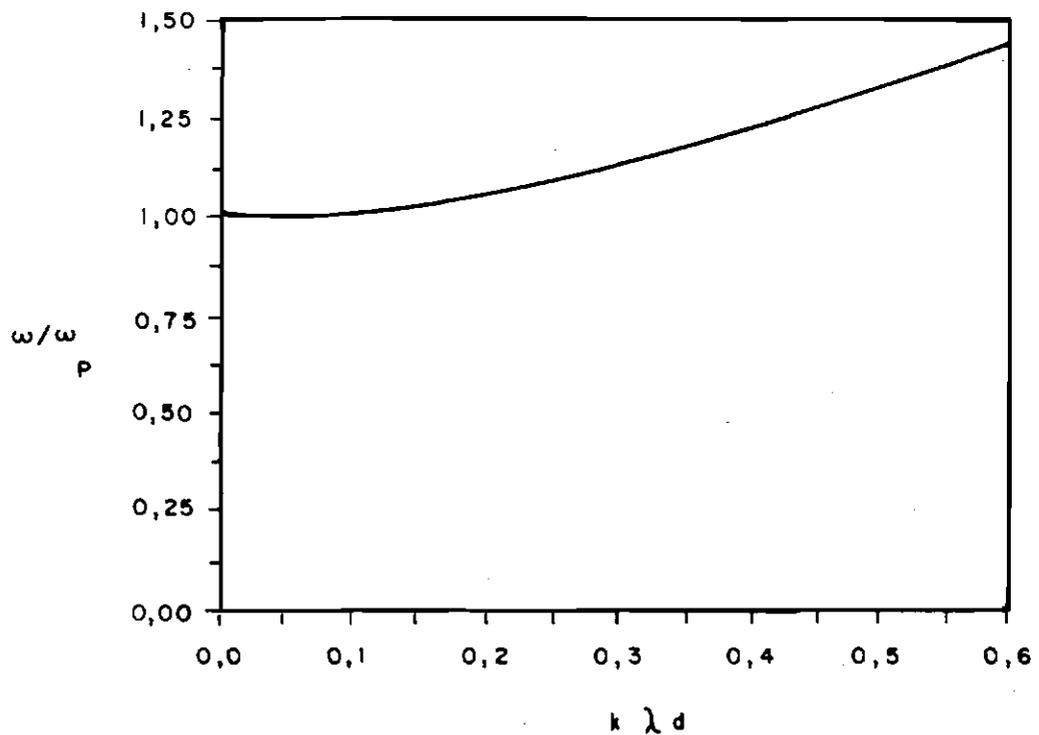


Fig. 3.1 - Relação de dispersão de Bohm-Gross normalizada.

Observa-se que a condição de propagação da onda de Langmuir é que $\omega > \omega_p$. O aumento de $k \lambda_D$, onde λ_D é o comprimento de Debye, corresponde a uma

freqüência ω/ω_p maior. Outra característica da propagação da onda de Langmuir é que à medida que a densidade do plasma aumenta, o número de onda k deve diminuir para que a onda se propague com a mesma freqüência.

Na presença de colisões deve-se acrescentar o termo colisional na equação de movimento (Equação 3.19) e para eliminar a dependência entre a velocidade de elétrons e de íons é necessário utilizar a equação de movimento para os íons. A solução das equações para elétrons e íons nas variáveis \vec{v}_e e \vec{v}_i , leva à relação de dispersão para um plasma na sua forma mais geral dado pela expressão (Bittencourt, 1986):

$$[\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \gamma k^2 v_{te}^2][\omega^2 - \omega_{pi}^2 - \gamma k^2 v_{ti}^2] - \omega_{pe}^2 \omega_{pi}^2 + i\omega v_{ie} (2\omega^2 - \gamma k^2 v_{te}^2 - \gamma k^2 v_{ti}^2) = 0 \quad (3.24)$$

Pode-se verificar que, se ambos, o movimento dos íons e as colisões forem ignorados, obtém-se a relação de dispersão de Bohm-Gross derivada anteriormente.

Se $T_i \ll T_e$, a velocidade térmica de íons (v_{ti}) é desprezada e a relação de dispersão da onda de Langmuir na presença de colisões torna-se:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2 + \gamma k^2 v_{te}^2 \quad (3.25)$$

Bittencourt (1986, p.477) mostrou que a relação de dispersão dada pela Equação 3.23 também é válida para o caso em que o plasma está imerso em um campo magnético externo \vec{B}_0 . Neste caso, a oscilação longitudinal propaga-se, preferencialmente, na direção do campo. Portanto, pode-se afirmar que num plasma morno, independente da presença de campo magnético, a propagação de ondas de Langmuir é observada.

3.5 - INSTABILIDADE FEIXE-PLASMA

A descrição teórica da instabilidade feixe-plasma, embora investigada desde os anos 20, foi apresentada de forma detalhada no final da década de 40, nos trabalhos de Bohm e Gross (1949a, b). A instabilidade feixe-plasma surge ao considerar-se um feixe de elétrons movendo-se em relação ao plasma estacionário, isto é, devido a uma distribuição não-Maxwelliana de velocidades dos elétrons do plasma. Esta instabilidade constitui-se num processo clássico responsável pela excitação de ondas de Langmuir.

Fisicamente, a interação feixe-plasma pode ser descrita como uma interação onda-partícula, na qual os elétrons do feixe são aprisionados pelo potencial elétrico da onda. A conversão da energia cinética dos elétrons do feixe em energia potencial da onda, proporciona o crescimento do campo elétrico. A onda excitada interage com novos elétrons e a instabilidade se desenvolve.

Deve-se ressaltar que a instabilidade feixe-plasma pode excitar outros modos eletrostáticos de oscilação dependendo das condições de operação do sistema. Neste trabalho, particularmente, será discutida apenas a excitação das ondas de Langmuir e sua descrição está apoiada no trabalho de Hasegawa (1975).

O desenvolvimento de uma instabilidade é caracterizado pelo crescimento exponencial da amplitude da onda com o tempo. Matematicamente, esta condição é satisfeita quando a solução da relação de dispersão das ondas que se propagam no plasma, $D(\omega, \vec{k}) = 0$, apresenta a parte imaginária da frequência (ω) positiva ($\text{Im } \omega > 0$) para determinados valores reais do vetor de onda \vec{k} .

No desenvolvimento teórico da instabilidade será considerado um sistema composto por um feixe de elétrons com velocidade v_b e um plasma frio ($v_{te} = 0$) estacionário.

Inicialmente, considerando apenas a dinâmica dos elétrons do feixe, a equação de movimento (Equação 3.13) para o feixe pode ser escrita da seguinte forma:

$$m_e n_b \left(\frac{d\vec{v}_b}{dt} \right) = -en_b (\vec{E} + \vec{v}_b \times \vec{B}) \quad (3.26)$$

onde n_b é a densidade do feixe de elétrons e a derivada do primeiro membro é dada pelas derivadas parciais no tempo e no espaço:

$$\frac{d\vec{v}_b}{dt} = \frac{\partial \vec{v}_b}{\partial t} + (\vec{v}_b \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_b \quad (3.27)$$

Escrevendo os parâmetros em termos de seus valores perturbados e não perturbados, como foi feito na seção anterior, e desprezando a perturbação na velocidade do feixe (aproximação de ordem zero), a Equação 3.26 pode ser rescrita como se segue:

$$\frac{\partial \vec{v}_{ob}}{\partial t} + (\vec{v}_{ob} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_{ob} = \frac{-e}{m_e} (\vec{E}_o + \vec{v}_{ob} \times \vec{B}_o) \quad (3.28)$$

A análise da Equação 3.28 fornece uma condição importante para a ocorrência da instabilidade. Se o feixe é estacionário e espacialmente uniforme, isto é,

$\frac{\partial \vec{v}_{ob}}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_{ob} = 0$, a Equação 28 torna-se:

$$\vec{E}_o = \vec{v}_{ob} \times \vec{B}_o \quad (3.29)$$

Observa-se pela Equação 3.29 que \vec{v}_{ob} pode assumir valores arbitrários na direção de \vec{B}_o . Perpendicularmente ao campo, \vec{v}_{ob} obedece a relação E_o / B_o , que

corresponde a mesma intensidade da velocidade dos elétrons do plasma devido à deriva $\vec{E}_o \times \vec{B}_o$.

Conseqüentemente, o campo elétrico ambiente \vec{E}_o imprime a mesma velocidade aos elétrons do feixe e aos elétrons do plasma, na direção perpendicular ao campo magnético. Portanto, a configuração feixe-plasma, na ausência de colisões, só é obtida na direção paralela a \vec{B}_o .

Por este motivo, assume-se que o fluxo das partículas e a propagação da perturbação eletrostática ($\vec{k} \times \vec{E}_1 = 0$) são paralelos ao campo magnético \vec{B}_o . Como simplificação, será usada a notação \vec{v} ao invés de \vec{v}_b para expressar a velocidade do feixe.

A equação de Vlasov linearizada para função distribuição de elétrons é, então, escrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v \frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{e}{m_e} \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \frac{\partial f_0}{\partial v} = 0 \quad (3.30)$$

onde z é a direção do campo magnético; $f_1(z, v, t)$ é a função distribuição de velocidades perturbada; $f_0(v)$ é a função distribuição estacionária dependente apenas da velocidade e φ_1 é o potencial elétrico usado para representar o campo da onda eletrostática.

A Equação de Vlasov é obtida ao desprezar os efeitos colisionais e descreve a evolução temporal da função distribuição $f(z, v, t)$ no espaço de fase. Considerando perturbações do tipo $e^{i(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t)}$, obtém-se:

$$-i\omega f_1 + v(ik)f_1 + \frac{e}{m_e}(ik)\varphi_1 \left(\frac{\partial f_o}{\partial v} \right) = 0$$

$$\Rightarrow f_1 = -\frac{(e/m_e)(\partial f_o / \partial v)}{(v - \omega/k)} \varphi_1 \quad (3.31)$$

A perturbação na densidade de carga é dada pela expressão:

$$n_1(z, t) = n_o \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(z, v, t) dv$$

e substituindo $f_1(z, v, t)$ obtida pela Equação 3.31:

$$en_1 = \frac{e^2 n_o}{m_e} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_o / \partial v) \varphi_1}{(v - \omega/k)} dv \quad (3.32)$$

Na Equação 3.32 ignorou-se, de acordo com as condições assumidas, a contribuição dos íons.

A condutividade do plasma (σ) associada à perturbação longitudinal de carga pode ser obtida através da equação (Hasegawa, 1975):

$$\sigma(\omega, k) = i\omega en_1 / (k^2 \varphi_1) \quad (3.33)$$

ou

$$\begin{aligned} \sigma(\omega, k) &= \frac{i\omega_e^2 n_o}{m_e k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_o / \partial v)}{v - \omega/k} dv = \\ &= \frac{i\omega \epsilon_o \omega_p^2}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_o / \partial v)}{v - \omega/k} dv \end{aligned} \quad (3.34)$$

Substituindo a Equação 3.34 na relação de dispersão geral de um modo eletrostático em plasmas, dada pela expressão (Hasegawa, 1968):

$$-i \omega \varepsilon_0 - i \omega \varepsilon_0 \varepsilon \equiv i \omega \varepsilon_0 + \sigma(\omega, k) = 0 \quad (3.35)$$

onde ε é o tensor dielétrico equivalente, obtém-se:

$$1 - \frac{\omega_p^2}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_0 / \partial v)}{(v - \omega/k)} dv = 0 \quad (3.36)$$

Hasegawa (1968) apresentou um critério para a interpretação da instabilidade feixe-plasma. O autor demonstrou que a condição necessária para a ocorrência da instabilidade, isto é, para que a raiz da relação de dispersão proporcione $\text{Im } \omega > 0$, num sistema livre de colisões, é que uma parte da constante dielétrica satisfaça, para ω real, a relação:

$$\text{Re } \sigma = \text{Re}(i \omega \varepsilon_0 \varepsilon) \propto \text{Im } \varepsilon < 0 \quad (3.37)$$

Se a taxa de crescimento é pequena, ou seja, $\text{Im } \omega$ é pequeno, a condutividade do plasma dada pela Equação 3.34 pode ser expressa, usando-se o Teorema de Cauchy para integrais complexas, na forma:

$$\sigma = \frac{i \omega \varepsilon_0 \omega_p^2}{k^2} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_0 / \partial v)}{v - \omega/k} dv + i\pi \frac{k}{|k|} \frac{\partial f_0}{\partial v} \Big|_{v=\omega/k} \right] \quad (3.38)$$

onde a primeira parcela dentro dos colchetes representa a integral principal de valor real e a segunda parcela é a contribuição em torno da singularidade $v = \frac{\omega}{k}$ de valor imaginário (ver Figura 3.2).

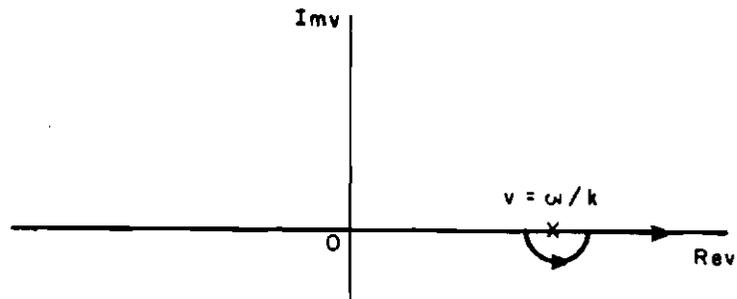


Fig. 3.2 - Caminho de integração na velocidade v da Equação 3.34.

Portanto, da Equação 3.37, obtém-se que a condição necessária para a ocorrência da instabilidade é dada pela inequação:

$$-\frac{\epsilon_0 \pi \omega_p^2 \omega}{|k| k} \frac{\partial f_0}{\partial v} \Big|_{v=\omega/k} < 0$$

ou simplesmente,

$$\frac{\omega}{k} \frac{\partial f_0}{\partial v} \Big|_{v=\omega/k} > 0 \quad (3.39)$$

Para a condição de ressonância $v = \omega/k = v_\phi$, a Equação 3.39 mostra que a instabilidade ocorre se a função distribuição de velocidades for crescente. A condição para ocorrência da instabilidade é, portanto, satisfeita no caso de uma distribuição não-Maxwelliana dos elétrons, isto é, quando um feixe de elétrons com velocidade $v_b > \omega/k$ é injetado sobre o plasma. A distribuição de velocidades considerada instável, bem como a distribuição estável Maxwelliana, estão mostradas na Figura 3.3.

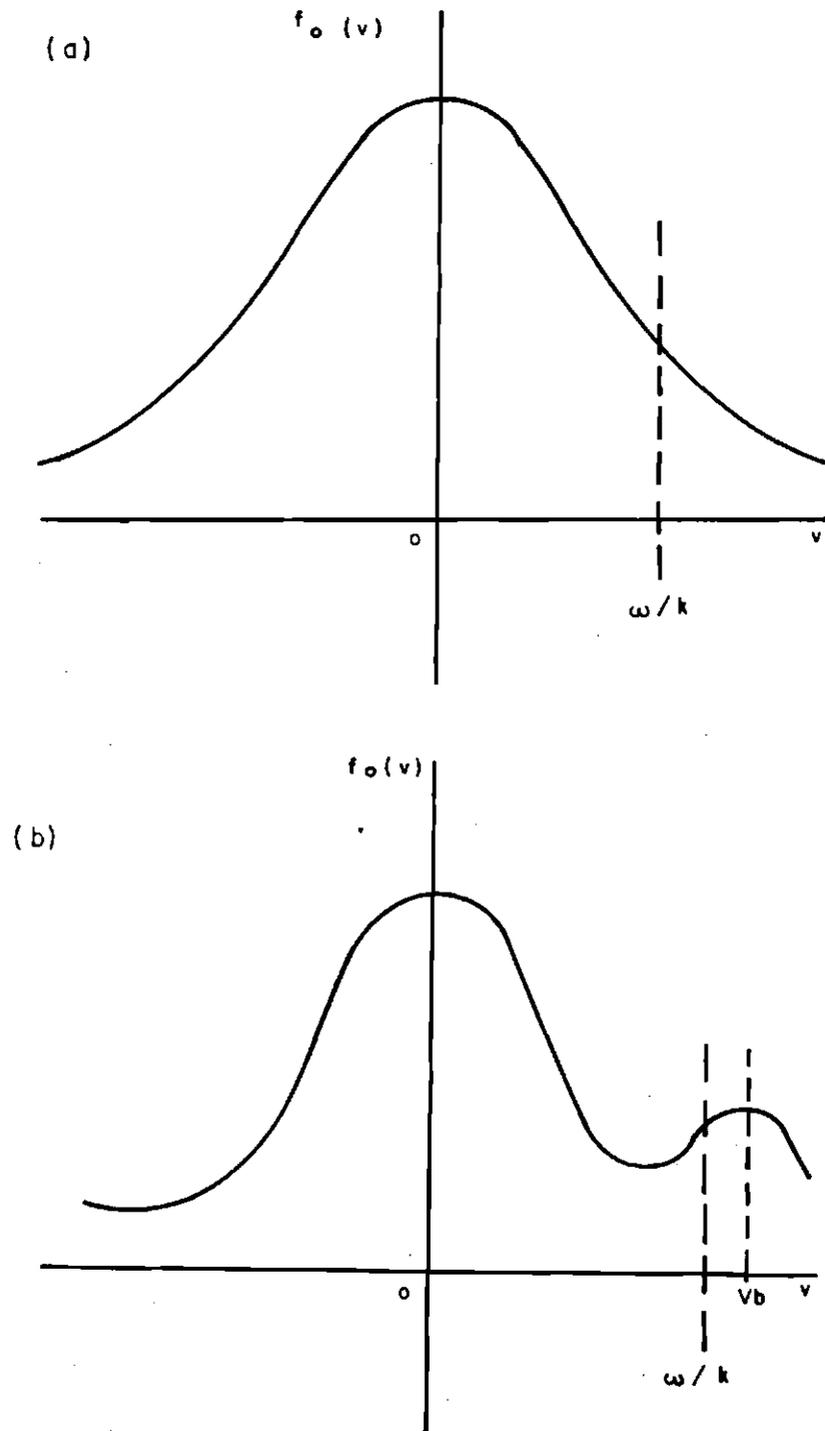


Fig. 3.3 - Distribuição de velocidades dos elétrons do sistema. (a) Distribuição Maxwelliana do tipo e^{-v^2} e (b) distribuição instável de velocidades devido a presença do feixe de elétrons.

Na Figura 3.3a, correspondente à distribuição Maxwelliana de elétrons, pode-se verificar que, para qualquer $v > 0$, a função distribuição é sempre positiva, isto é, estável ($Im \omega < 0$). A população de elétrons com $v < 0$ corresponderia a um feixe retro propagante. A estabilidade, neste caso, é explicada através da transferência de energia das ondas para as partículas do plasma, uma vez que a população de elétrons com velocidades maiores que a velocidade de fase da onda v_ϕ , e que portanto cede energia para onda, é menor que a população de elétrons com velocidades menores que v_ϕ . Este mecanismo de absorção da energia da oscilação é denominado “amortecimento de Landau” (Chen, 1984, cap. 8).

A condição apresentada pela Equação 3.39, satisfeita na região do segundo pico devido ao feixe de elétrons na função distribuição mostrada na Figura 3.3b, corresponde à situação inversa, na qual a população de elétrons mais energéticos do que a onda de Langmuir ($v_b > \omega/k$) é maior que a população de elétrons menos energético. O feixe cede energia para a onda durante a interação ressonante e a instabilidade se desenvolve.

A taxa de crescimento da instabilidade feixe-plasma (γ_{bp}) é obtida através da equação (Hasegawa, 1975):

$$Im \omega = \gamma_{bp} = - \frac{Im \epsilon}{\partial Re \epsilon / \partial \omega} \quad (3.40)$$

Da Equação 3.38 obtém-se:

$$Im \epsilon = Im \left(\frac{\sigma}{-i \omega \epsilon_0} \right) = \frac{-\pi \omega_p^2}{k^2} \frac{k}{|k|} \frac{\partial f_o}{\partial v} \Big|_{v=\frac{\omega}{k}} \quad (3.41)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{\partial \text{Re} \varepsilon}{\partial \omega} &= \frac{\omega_p^2}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\partial f_o}{\partial v} \right) \frac{\partial (v - \omega/k)^{-1}}{\partial \omega} dv = \\ &= -\frac{\omega_p^2}{k^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial f_o / \partial v}{(v - \omega/k)^2} dv \end{aligned} \quad (3.42)$$

Tomando a derivada em relação a k da relação de dispersão da Equação 3.36:

$$\frac{2\omega_p^2}{k^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_o / \partial v)}{(v - \omega/k)} dv + \frac{\omega_p^2}{k^2} \left(\frac{1}{k} \frac{\partial \omega}{\partial k} - \frac{\omega}{k^2} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_o / \partial v)}{(v - \omega/k)^2} dv = 0$$

ou

$$\frac{\omega_p^2}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\partial f_o / \partial v)}{(v - \omega/k)^2} dv = \frac{2}{(\partial \omega / \partial k - \omega/k)} \quad (3.43)$$

e substituindo a Equação 3.43 na Equação 3.42, a integral pode ser rescrita, em função das velocidades de fase (ω/k) e grupo ($\partial \omega / \partial k$), da seguinte forma:

$$\frac{\partial \text{Re} \varepsilon}{\partial \omega} = -\frac{2}{k \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} - \frac{\omega}{k} \right)} \quad (3.44)$$

Finalmente, a taxa de crescimento da instabilidade feixe-plasma é definida por:

$$\gamma_{bp} = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_p^2}{|k|} \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} - \frac{\omega}{k} \right) \frac{\partial f_o}{\partial v} \Big|_{v=\omega/k} \quad (3.45)$$

A expressão de ω em função de k é obtida através da resolução da Equação 3.36.

A Equação 3.45 mostra que a condição $\left. \frac{\partial f_o}{\partial v} \right|_{v=\omega/k} > 0$ não é suficiente para formação da instabilidade; é necessária a condição adicional de que a velocidade de fase seja maior que a velocidade de grupo da onda, conforme discutido, em detalhes, no trabalho de Dawson (1961).

A descrição teórica da instabilidade feixe-plasma apresentada nesta seção, mostrou, genericamente, de que forma um feixe de elétrons paralelo ao campo magnético pode excitar ondas de Langmuir em plasmas. No próximo capítulo, esta teoria será qualitativamente expandida no sentido de descrever as peculiaridades observadas durante a evolução da instabilidade.

CAPÍTULO 4

EVOLUÇÃO DA INTERAÇÃO FEIXE-PLASMA

4.1 - INTRODUÇÃO

O estudo da interação de feixes de elétrons com plasmas é tão antigo quanto a própria Física de Plasmas. Irving Langmuir, já em 1925, demonstrou ser esta interação o processo responsável pela geração de oscilações de alta frequência em descargas termo-iônicas (Langmuir, 1925). Porém, foi a partir da década de 40 com os trabalhos de Bohm e Gross (1949a, b), que a teoria à respeito da excitação de ondas de Langmuir por feixe de elétrons, descrita no capítulo anterior, foi concluída.

Desde esta época até o presente, inúmeros estudos teóricos e experimentais foram realizados, impulsionados inicialmente pela possibilidade de se utilizar feixes de elétrons de alta velocidades (relativísticos) para o aquecimento de plasma (Karchenko et al., 1962) em máquinas toroidais de fusão (Swertman, 1973). Posteriormente, as pesquisas passaram a ter o propósito de estudar o processo da interação em si, numa tentativa de encontrar a explicação para vários fenômenos observados em plasmas espaciais, como a emissão solar do tipo III (Papadopoulos et al., 1974); a resistividade anômala do plasma auroral bombardeado por elétrons provenientes do vento solar (Papadopoulos e Coffey, 1974) e instabilidades no eletrojato equatorial (Sudan, 1973; Farley e Balsley, 1973).

Grandes progressos desenvolvidos nesta área nas últimas décadas estão diretamente relacionados ao avanço da simulação computacional de plasmas (ressalta-se por exemplo, que um dos primeiros problemas analisado por simulação foi exatamente a evolução e a saturação da interação feixe-plasma (Morse e Nielson, 1969), e às observações experimentais realizadas pelas missões espaciais a partir da

década de 70 (Gurnett e Frank, 1975; Kellogg et al., 1978; Gurnett et al., 1981; Lin et al., 1981; Goldman, 1983, 1984; McFadden et al., 1986; Ergun et al., 1991; Perroomian et al., 1992; Reiner et al., 1992; Gurnett et al., 1993, Neumann et al., 1994; Hospodarsky e Gurnett, 1995).

Neste capítulo serão apresentados os principais resultados obtidos na investigação de um sistema feixe-plasma nas últimas décadas, no sentido de descrever a evolução da interação e fundamentar a interpretação dos resultados experimentais apresentados neste trabalho. Para adaptar o modelo ao plasma gerado no dispositivo PQUI, toda discussão teórica será desenvolvida para um plasma não-colisional, isto é, de baixa densidade.

4.2 - TEORIA LINEAR E QUASI-LINEAR

A presença de um feixe de elétrons em um plasma pode afetar consideravelmente os parâmetros fundamentais do mesmo, uma vez que o feixe é uma fonte de energia livre capaz de excitar uma série de instabilidades. As propriedades do feixe definem quais são os possíveis processos que podem ser excitados e, conseqüentemente, regem a evolução da interação prevendo alterações nas condições de plasma, na função distribuição de velocidades dos elétrons, bem como no perfil do espectro das oscilações de plasma.

Conforme já foi demonstrado analiticamente (Seção 3.5), quando uma população de elétrons com velocidade definida (um feixe) atravessa um plasma morno ($T_e \neq 0$), surge uma instabilidade responsável pela amplificação de ondas eletrostáticas (ondas de Langmuir) que existem naturalmente como ruído do plasma. As ondas instáveis possuem frequência muito próximas à frequência de plasma ($\omega \approx \omega_p$) e o número de onda é dado pela condição de ressonância:

$$k_0 = \omega_p / v_b \quad (4.1)$$

A instabilidade feixe-plasma subdivide-se em dois tipos: a instabilidade convectiva caracterizada pelo crescimento espacial de ondas eletrostáticas com velocidade de grupo positiva (inclinação da relação de dispersão positiva) e a instabilidade absoluta responsável pelo crescimento temporal de ondas retro-propagantes, ou seja, com velocidade de grupo negativa (Sturrock, 1958).

Numa análise simplificada, considerando as características das ondas excitadas independentes da dispersão em velocidade do feixe (Δv_b), ou seja, no regime hidrodinâmico (feixe frio), a taxa de crescimento da instabilidade não depende da amplitude das ondas. Este modelo teórico, denominado de linear, é ideal no sentido em que ignora as conseqüências produzidas pela dispersão natural do feixe à medida que interage com as próprias ondas por ele excitadas. Nesta aproximação as ondas cresceriam exponencialmente.

A condição para se desprezar a dispersão do feixe e, portanto, considerar o feixe frio, é dada pela relação (Melrose, 1986):

$$\left(\frac{n_b}{n_0} \right)^{1/3} \gg \frac{\Delta v_b}{v_b} \quad (4.2)$$

onde n_b é a densidade de elétrons do feixe.

A instabilidade feixe-plasma para o regime hidrodinâmico foi arduamente investigada por Bohm e Gross (1949a,b) os quais mostraram que a relação de dispersão das ondas excitadas num sistema feixe-plasma unidimensional sem a presença de campo magnético é:

$$\frac{\omega_p^2}{\left(\omega^2 - \frac{3}{2}k^2 v_{te}^2\right)} + \frac{\omega_b^2}{(\omega - k v_b)^2} = 1 \quad (4.3)$$

onde ω_b é a frequência de plasma dos elétrons do feixe com velocidade v_b . A Figura 4.1 mostra a curva da relação de dispersão do sistema feixe-plasma.

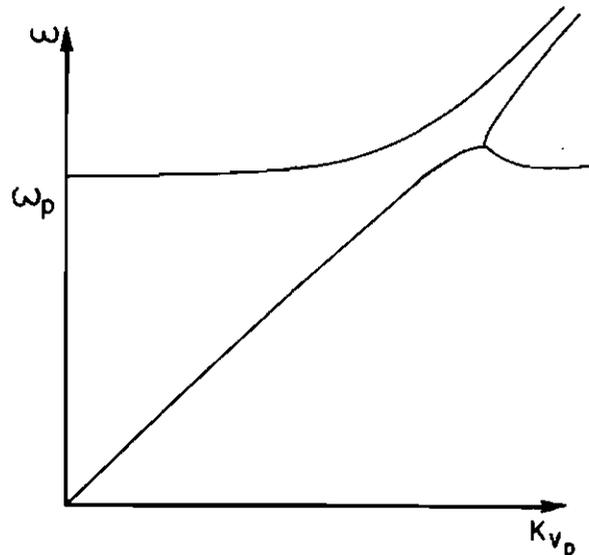


Fig. 4.1 - Relação de dispersão das ondas num sistema feixe de elétrons-plasma para o caso do regime hidrodinâmico (feixe frio).

FONTE: O'Neil e Malmberg (1968), p. 1755.

Observa-se que a relação de dispersão da onda de Langmuir excitada pela passagem de um feixe frio pelo plasma que a suporta, difere da relação de dispersão clássica derivada no capítulo anterior (Equação 3.23) sem a presença do feixe.

As taxas de crescimento temporal (k real) e espacial (ω real) do modo mais instável para um feixe monoenergético, frio e fraco ($n_b / n_0 \ll 1$) prevista pela teoria linear são, respectivamente (O'Neil e Malmberg, 1968):

$$\gamma_{bp} \cong \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \left(\frac{n_b}{2n_0} \right)^{1/3} \omega_p \quad (4.4)$$

e

$$k_i \cong \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \left(\frac{n_b}{3n_0} \right)^{1/3} \left(\frac{v_b}{v_{te}} \right)^{2/3} k_0 \quad (4.5)$$

No entanto, num modelo mais realista, deve-se considerar que a onda atinge uma amplitude suficientemente grande capaz de aprisionar os elétrons do feixe injetado continuamente. Esta interação, considerando a transferência de energia entre as ondas e as partículas aprisionadas do feixe, acarreta uma redução das velocidades dos elétrons e, conseqüentemente, a dispersão na distribuição de velocidade do feixe. Deve-se ressaltar que os efeitos da dispersão são importantes, mesmo no caso de um feixe inicialmente estreito, pois o desenvolvimento da instabilidade causa naturalmente o alargamento da função distribuição dos elétrons. Este modelo, denominado teoria quasi-linear, prevê uma saturação da instabilidade.

Esta teoria é não linear no sentido em que considera os efeitos da dispersão do feixe e a taxa de variação da distribuição de velocidades dos elétrons dependente da amplitude da onda; mas é ainda linear uma vez que tal variação não afeta as características da onda, tais como frequência e comprimento de onda.

Baseado na teoria quasi-linear, O'Neil e Malmberg (1968), investigaram as variações na topologia da relação de dispersão das ondas excitadas num sistema feixe-plasma à medida que o feixe se dispersa. Num estágio inicial, para o qual a condição $(n_b / n_0)^{1/3} > \Delta v_b / v_b$ é satisfeita, as taxas de crescimento da instabilidade são ainda

aquelas prevista pela teoria linear (Equações 4.4 e 4.5) e a relação de dispersão está mostrada na Figura 4.2. Pode-se observar mudanças significativas em relação à curva da Figura 4.1.

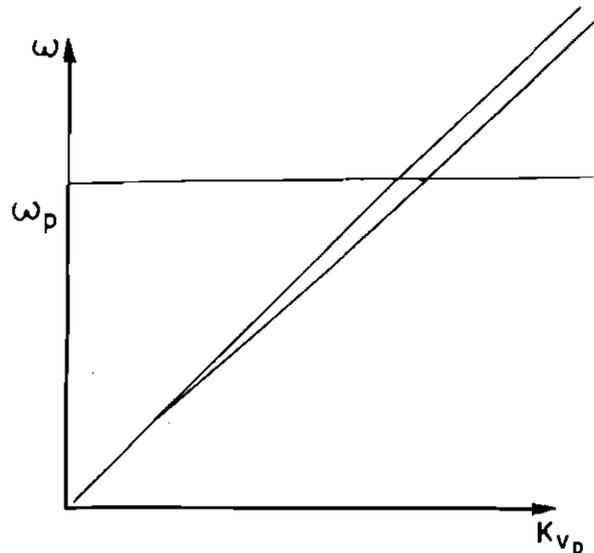


Fig. 4.2 - Relação de dispersão das ondas à medida que o feixe se dispersa devido ao processo de aprisionamento.

FONTE: O'Neil e Malmberg (1968), p. 1755.

A partir deste trabalho, Drummond et al. (1970) propuseram um modelo teórico para descrever a saturação da instabilidade devido ao aprisionamento do feixe, no qual mostraram que o desenvolvimento não-linear da interação para o caso em que $n_b \ll n_0$, é perfeitamente descrito pelo teoria quasi-linear. Isso é válido pois o espectro das ondas de Langmuir excitadas pelo feixe frio é estreito de modo que a população de elétrons do feixe, mesmo durante o processo de aprisionamento, continua a interagir com uma onda puramente senoidal (onda coerente).

O modelo teórico proposto por Drummond et al. (1970) e, mais tarde, investigado detalhadamente por O'Neil, Malmberg e Winfrey (1971, 1972) foi confirmado por vários trabalhos experimentais (Malmberg e Wharton, 1969; Gentle e Roberson, 1971; Mizuno e Tanaka, 1972; Gentle e Lohr, 1973) e por simulação computacional (Dawson e Shanny, 1968; Morse e Nielson, 1969; Berk et al., 1970; Thompson, 1971; Gentle e Lohr, 1973).

Este modelo é descrito qualitativamente da seguinte maneira: quando um feixe de baixa densidade e monoenergético interage com o plasma, a onda de Langmuir instável ($v_\phi \approx v_b$) cresce até atingir uma amplitude suficientemente grande para aprisionar os elétrons do feixe. Estes elétrons aprisionados são desacelerados e invertem de direção, passando a descrever trajetórias circulares no espaço de fase no interior do “poço” de potencial da onda eletrostática. Após a primeira metade da órbita, os elétrons perdem a maior quantidade de energia e a onda atinge um máximo em amplitude; à medida que os elétrons continuam a circular em sua trajetória constante retomam a energia e a amplitude da onda decresce. Conseqüentemente, o modelo prediz um máximo na amplitude de saturação, a partir do qual a amplitude oscila à medida que a energia é trocada entre as partículas do feixe e a onda. Este mecanismo é claramente visualizado através da seqüência dos diagramas de espaço de fase no referencial da onda ($v'_b = v_b - \omega / k$) mostrada na Figura 4.3.

Nesta figura, as curvas tracejadas mostram as possíveis trajetórias dos elétrons sob a ação de um potencial independente do tempo e as linhas contínuas representam suas coordenadas reais. A Figura 4.3a mostra a trajetória ainda não perturbada dos elétrons no instante t_1 que antecede o aprisionamento no campo elétrico da onda; a Figura 4.3b mostra os elétrons já aprisionados no instante t_2 , os quais se encontram na metade de sua órbita (energia de saturação máxima) e a Figura 4.3c mostra a distribuição dos elétrons num instante suficientemente grande (t_f) após descreverem várias órbitas consecutivas. A difusão dos elétrons no espaço de fase após várias

rotações (região “hachurada”) deve-se a pequenas perdas de energia dos elétrons (processo não é totalmente adiabático) que levam a diferentes trajetórias e diferentes frequências de rotação, isto é, nem todos os elétrons retornam a sua velocidade inicial no mesmo tempo.

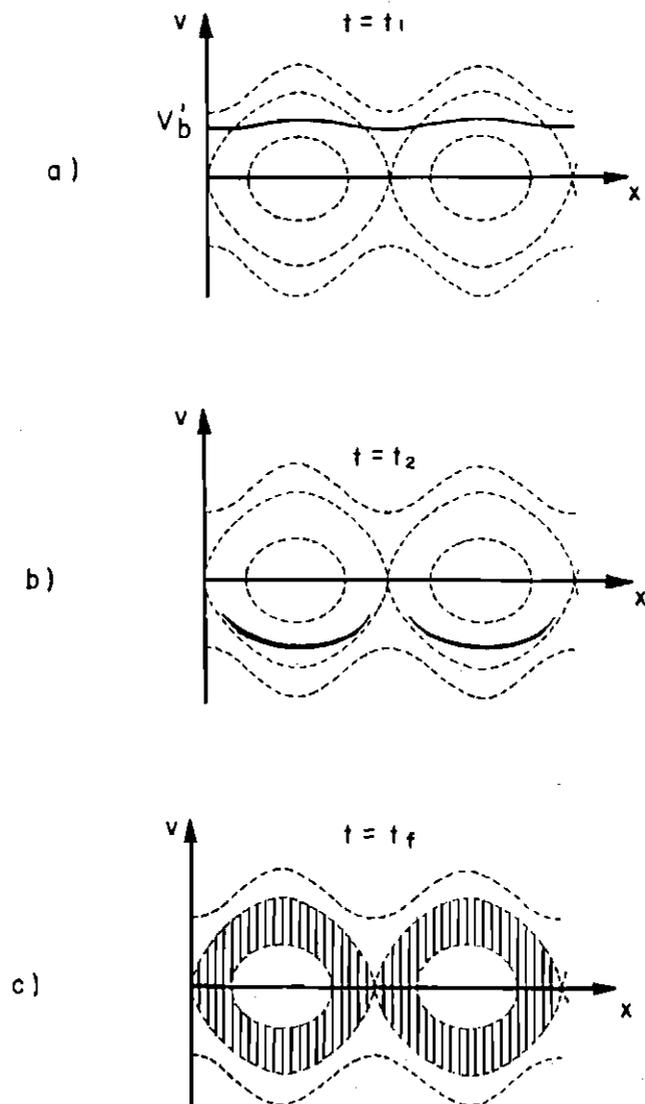


Fig. 4.3 - Órbitas dos elétrons no espaço de fase durante processo de aprisionamento descrito pela teoria quasi-linear em três diferentes instantes de tempo.

FONTE: Drummond et al. (1970), p. 2423.

O perfil temporal da densidade de energia da onda eletrostática ($E^2(t)/8\pi$) prevista pela teoria durante o desenvolvimento e saturação da instabilidade feixe-plasma está mostrado na Figura 4.4. A energia da onda nos instantes de tempo t_1 e t_2 está indicada na figura.

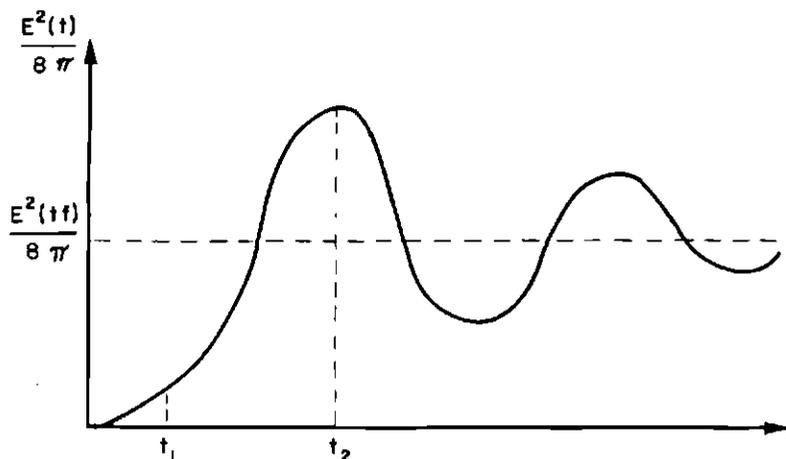


Fig. 4.4 - Energia do campo elétrico da onda de Langmuir em função do tempo durante desenvolvimento da instabilidade feixe-plasma para o caso de um feixe frio.

A oscilação observada após a saturação da energia é resultado do processo de interação das partículas do feixe com uma onda puramente senoidal que é a essência da teoria para o caso de um feixe frio. O amortecimento da oscilação que é observado na Figura 4.4 é consequência da difusão dos elétrons no espaço de fase. A densidade de energia da onda tende a um valor estacionário quando $t = t_f$ dado pela expressão (Drummond et al., 1970):

$$\frac{E^2(t_f)}{8\pi} = 2^{-4/3} \left(\frac{n_b}{n_0} \right)^{1/3} \left(\frac{n_b m_e v_b^2}{2} \right) \quad (4.6)$$

que corresponde, aproximadamente, à metade da energia cinética inicial do feixe.

A Figura 4.5 mostra a potência da onda eletrostática em função da distância do ponto de injeção do feixe medida experimentalmente por Gentle e Roberson (1971). O comportamento qualitativo da curva é exatamente aquele previsto pela teoria quasi-linear para o caso do feixe frio: a amplitude da onda atinge um máximo a partir do qual oscila devido troca de energia entre os elétrons e a onda coerente durante o processo de aprisionamento. O comprimento de onda característico da oscilação dos elétrons no potencial da onda é inversamente proporcional à corrente de feixe segundo a expressão $\lambda_{osc} \propto I_b^{-1/3}$. Associado ao início do aprisionamento do feixe são observados, experimentalmente, harmônicos da frequência fundamental de baixa amplitude pois não obedecem às condições de ressonância e não interagem com o feixe (Malmberg e Wharton, 1969).

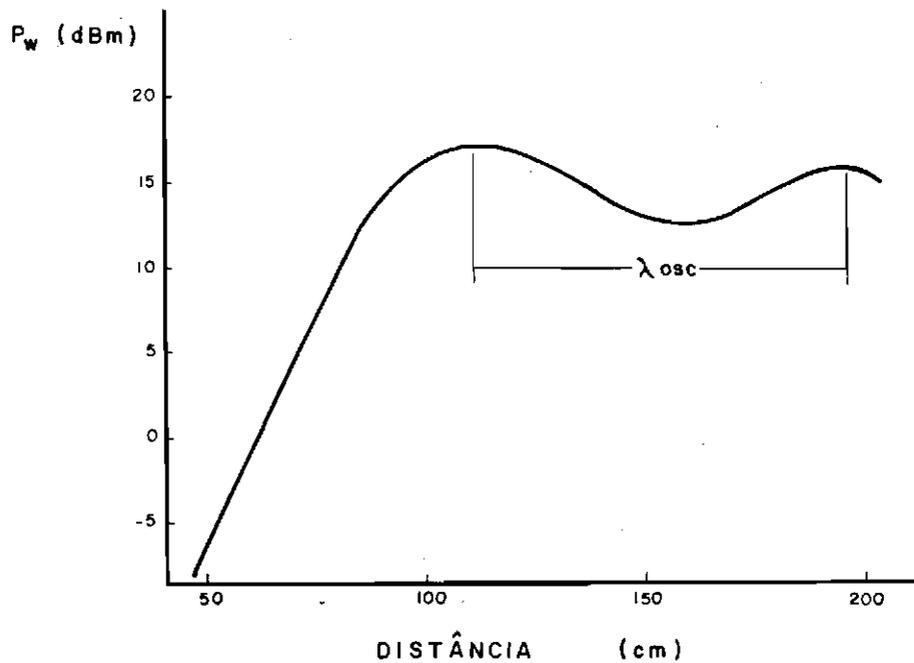


Fig. 4.5 - Curva experimental da potência total da onda observada numa coluna de plasma ($n_e \approx 7 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$; $T_e \approx 20 \text{ eV}$) em função da distância do ponto de injeção de um feixe de elétrons de corrente igual a $1,0 \text{ mA}$.

FONTE: Gentle e Roberson (1971), p. 2781.

A Figura 4.6 mostra as coordenadas em espaço de fase dos elétrons num sistema feixe-plasma obtidas através de simulação por partículas num instante de tempo posterior ao aprisionamento dos elétrons, mas anterior à saturação da energia do campo elétrico ($t_1 < t < t_2$). A rotação dos elétrons aprisionados do feixe e uma pequena perturbação dos elétrons do plasma durante o processo de aprisionamento são claramente observados.

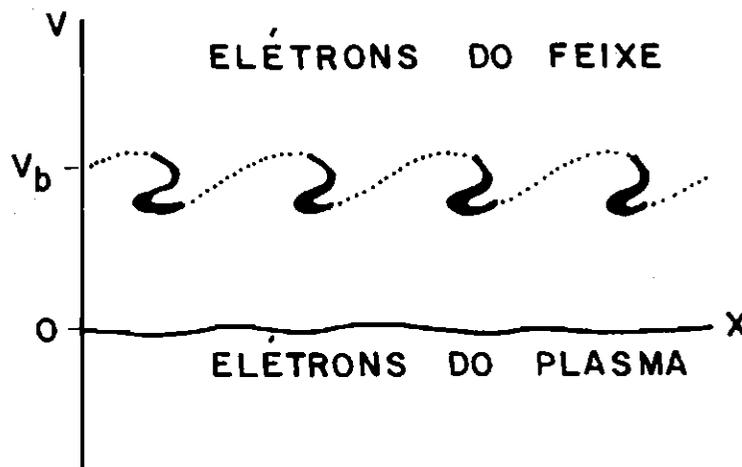


Fig. 4.6 - Diagrama de espaço de fase dos elétrons num sistema feixe-plasma obtido através de simulação por partículas.

FONTE: Thompson (1971), p. 1540.

À medida que o feixe se dispersa ainda mais em consequência da evolução da instabilidade, a condição para o regime cinético (feixe morno) é obtida,

$$\left(\frac{n_b}{n_0}\right)^{1/3} < \frac{\Delta v_b}{v_b} \quad (4.7)$$

e os elétrons do feixe passam a interagir com um espectro muito mais largo do que aquele previsto pelo modelo de Drummond et al.(1970). Conseqüentemente, o processo

de aprisionamento da maneira que foi descrito para o modelo de onda coerente (regime hidrodinâmico) não é mais válido.

O modelo cinético, investigado em detalhes no trabalho de Roberson e Gentle (1971), prediz que a interação do feixe com o espectro largo das ondas, leva a uma rápida difusão dos elétrons e à formação de um “plateau” na distribuição de velocidades do feixe. A taxa de crescimento da instabilidade para um feixe morno é proporcional à inclinação da distribuição de velocidades dos elétrons ($\partial f / \partial v$), dada por (Melrose, 1986):

$$\gamma_{bp} \approx \sqrt{\frac{\pi}{2e}} \omega_p \frac{n_b}{n_0} \left(\frac{v_b}{\Delta v_b} \right)^2 \quad (4.8)$$

onde e nesta equação particular é o número neperiano. A saturação da instabilidade quasi-linear cinética ocorre quando $\partial f(v_b) / \partial v_b \rightarrow 0$.

A dispersão em comprimento de onda do espectro provoca uma perturbação no processo de aprisionamento do feixe e a oscilação na densidade de energia da onda descrita anteriormente não é mais observada. A amplitude da onda de Langmuir tende, monotonicamente, a um valor de equilíbrio durante a saturação da instabilidade.

O valor máximo da energia das ondas pode ser estimado considerando o efeito de empilhamento das oscilações (Tsytovich, 1970). A taxa de propagação da energia das ondas excitadas pelo plasma é determinada pela velocidade de grupo das mesmas. Considerando a propagação unidirecional, a velocidade de grupo das ondas de Langmuir é $v_g = 3k_0 v_{te}^2 / \omega_p$. De acordo com a condição de ressonância da instabilidade $v_b = \omega_p / k_0$ pode-se escrever que $v_g = 3v_{te}^2 / v_b$. Portanto, no caso em que $v_b \gg v_{te}$, obtém-se $v_g \ll v_b$, ou seja, a velocidade de transferência de energia das ondas é lenta comparada à velocidade de propagação do feixe. Conseqüentemente, os

elétrons do feixe que chegam num determinado ponto do plasma interagem não apenas com as ondas por ele excitadas, mas também com aquelas ondas excitadas anteriormente por outros elétrons. Os elétrons que atingem o referido ponto amplificam a onda a partir do nível de energia determinado pela interação com os elétrons que os antecederam. Este mecanismo de empilhamento das oscilações de plasma excitadas por diferentes elétrons do feixe permite que as ondas de Langmuir adquiram densidades de energia muito altas, superiores inclusive à densidade de energia do feixe dada pela equação:

$$W_{QL} = \frac{E_0^2}{8\pi} = \frac{I}{18} \frac{n_b (m_e v_b^2)^2}{T_e} \quad (4.9)$$

onde n_b é a densidade de elétrons do feixe e T_e é dada em eV.

O relaxamento total do feixe, isto é, a formação do “plateau” na distribuição de velocidade previsto pelo modelo cinético, ocorre a uma distância do ponto de injeção (l_{QL}) igual a (Galeev et al., 1977a):

$$l_{QL} = \frac{v_g}{\gamma_{bp}} \Lambda \approx \frac{v_b}{\omega_p} \frac{T_e}{m_e v_b^2} \left(\frac{n_b}{n_0} \right)^{-1} \Lambda \quad (4.10)$$

onde $\Lambda = \ln \left(\frac{W_{QL}}{n_0 T_e} \right)$. Esta distância é conhecida como “comprimento de relaxação do feixe”.

A Figura 4.7 apresenta os perfis da potência total da onda em função da distância do ponto de injeção do feixe para diferentes correntes de feixe. Estas curvas ilustram o comportamento qualitativo da instabilidade para o regime cinético: crescimento exponencial da energia da onda tendendo monotonicamente ao equilíbrio.

Estes gráficos foram obtidos por Roberson e Gentle (1971), medidos em uma coluna de plasma com $n_e = 1,3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ e $T_e = 14 \text{ eV}$ na presença de um feixe morno de corrente igual a 2 mA e energia $E_b = 500 \text{ eV}$.

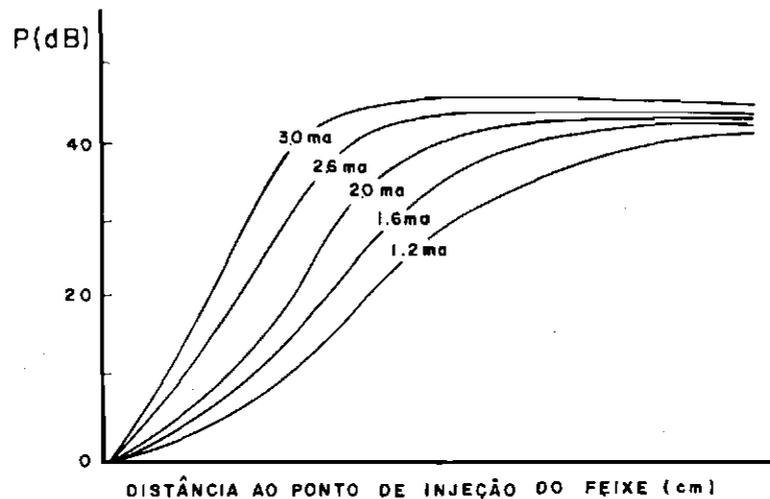


Fig. 4.7 - Energia da onda de Langmuir em função da distância do ponto de injeção do feixe sobre uma coluna de plasma.

FONTE: Roberson e Gentle (1971), p.2466.

As curvas de dispersão apresentadas nas Figuras 4.1 e 4.2 válidas quando a dispersão na velocidade é pequena (regime hidrodinâmico) não são mais válidas para o caso de feixe morno. A relação de dispersão, neste caso, é similar à relação de dispersão das ondas sem a presença de um feixe de elétrons, ou seja, o feixe morno não modifica a relação de dispersão clássica dada por Bohm e Gross (Equação 3.23). A Figura 4.8 ilustra a invariância das curvas de dispersão obtidas experimentalmente no mesmo trabalho de Roberson e Gentle (1971), num sistema com e sem a presença de um feixe morno. As características do plasma e do feixe, quando presente, são as mesmas da Figura 4.7.

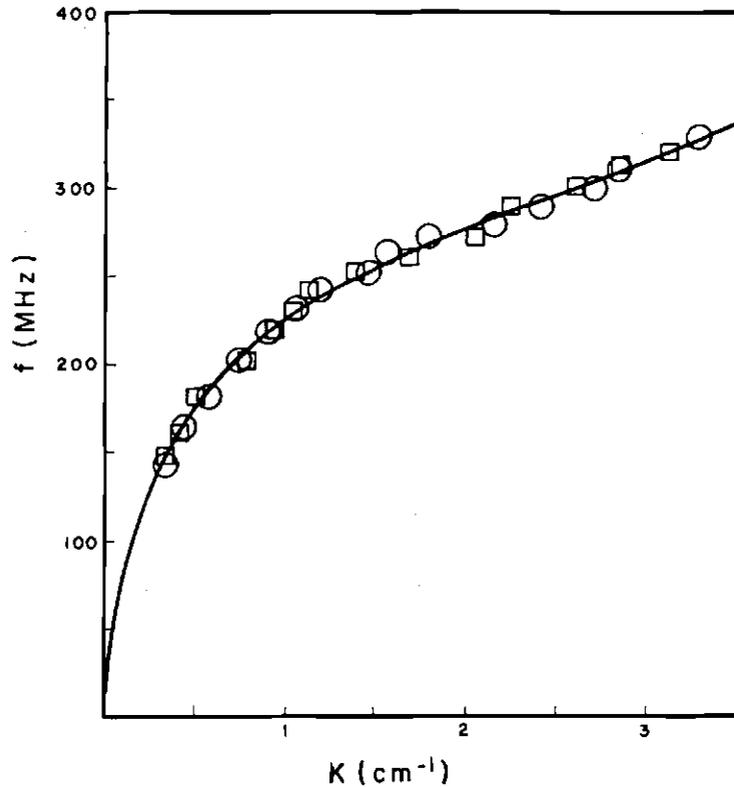


Fig. 4.8 - Relação de dispersão das ondas de Langmuir. A curva contínua representa a relação de dispersão teórica considerando os efeitos da geometria finita da coluna de plasma; os círculos correspondem à curva de dispersão experimental medida sem a presença do feixe e os quadrados correspondem à curva medida na presença de um feixe morno.

FONTE: Roberson e Gentle (1971), p. 2466.

A curva de dispersão apresenta excelente concordância entre os valores experimentais e a previsão teórica. A curva é praticamente aquela mostrada na Figura 3.1, exceto para valores pequenos do número de onda k , para os quais observa-se uma queda acentuada nos valores da frequência f . Este decréscimo é explicado pelo efeito da geometria finita da coluna de plasma (Chen, 1984). Em síntese, o que ocorre é que as ondas de Langmuir devem se propagar numa direção oblíqua em relação ao campo

magnético existente no referido experimento para satisfazer à condição de contorno ($E=0$ nas paredes condutoras da câmara de vácuo). Nesta configuração, os elétrons que se propagam ao longo das linhas de campo, “enxergam” a oscilação com um “pseudo” comprimento de onda maior que o real e, conseqüentemente, excitam ondas de frequências menores.

Finalmente, ainda no sentido de ilustrar a evolução da instabilidade quasi-linear cinética, a função distribuição de energia dos elétrons do feixe medida através de um analisador eletrostático de energia no mesmo experimento de Roberson e Gentle é mostrada na Figura 4.9. A medida foi realizada no estágio de saturação da instabilidade e mostra a formação do “plateau” na distribuição de velocidades. Novamente as condições do sistema feixe morno-plasma são as mesmas indicadas anteriormente.

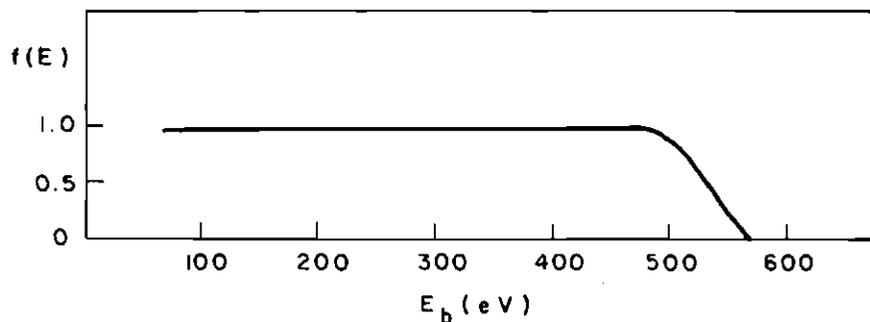


Fig. 4.9 - Função distribuição de energia final dos elétrons do feixe injetado sobre uma coluna de plasma.

FONTE: Roberson e Gentle (1971), p. 2468.

Em resumo, pode-se dizer que a teoria quasi-linear é perfeitamente aplicável para descrever o comportamento da interação unidimensional de um feixe fraco ($n_b \ll n_0$) e um plasma morno. O comportamento quantitativo e qualitativo da instabilidade é modificado quando o feixe passa de um regime hidrodinâmico (feixe frio) para um regime cinético (feixe morno).

A instabilidade hidrodinâmica é importante em plasmas de laboratório, uma vez que a intensidade do feixe pode ser relativamente intensa e a condição dada pela Equação 4.2 é satisfeita. Em plasmas espaciais, no entanto, os feixes de elétrons tendem a ser muito fracos de modo que a condição é raramente satisfeita e o modelo cinético é o que melhor descreve o comportamento da evolução.

À medida que o feixe torna-se muito intenso, as ondas se amplificam rapidamente e atingem uma amplitude limiar, antes mesmo da saturação, para a qual a oscilação é instável a vários fenômenos inconsistentes com a teoria quasi-linear. Estes efeitos não-lineares alteram consideravelmente a natureza da instabilidade e são responsáveis pela transferência de energia das ondas de Langmuir para outros modos de oscilação não ressonantes com os elétrons do feixe, gerando um espectro extremamente largo (“*turbulento*”) e levando à supressão da instabilidade quasi-linear. Nestas condições, o sistema feixe-plasma evolui para um regime não-linear, denominado *Turbulência de Langmuir*, cujas peculiaridades serão descritas a seguir.

4.3 - TEORIA NÃO-LINEAR

A teoria não-linear, detalhadamente investigada durante a década de 70 através de inúmeros trabalhos teóricos e por simulação numérica (Galeev et al., 1975, 1976, 1977a,b; Papadopoulos e Rowland, 1975, 1977, 1978, 1980; Morales e Lee, 1974, 1976), surgiu diante da dificuldade de interpretação de alguns resultados observados em plasmas de laboratório e do meio interplanetário. A principal incoerência com o modelo descrito pela teoria quasi-linear consistia na observação de feixes de elétrons propagando-se a distâncias muito maiores do que aquela prevista pela Equação 3.10, ou seja, não era observada a formação do plateau na função distribuição de elétrons (Brejzman e Ryutov, 1974; Papadopoulos et al., 1974). Outra evidência que contrariava a previsão quasi-linear e que também estimulou a formulação de um novo modelo teórico foi a medida, em plasmas espaciais, de campos elétricos localizados e extremamente intensos (Gurnett et al., 1978).

Estas discrepâncias foram eliminadas através da formulação de uma nova teoria baseada, fundamentalmente, nos efeitos causados pela força ponderomotriz que prevê o aparecimento de instabilidades ignoradas no modelo quasi-linear. Portanto, a instabilidade feixe-plasma não necessariamente satura devido à difusão na distribuição de velocidades (formação do plateau). Em condições específicas, a saturação pode ocorrer devido a outros processos não-lineares regidos pela força ponderomotriz e associados à perturbação na densidade dos íons, responsáveis pela condução do sistema feixe-plasma para um regime de turbulência.

A força ponderomotriz é proporcional ao gradiente de energia do campo elétrico da onda de acordo com a expressão (Chen, 1984):

$$F_p = -\frac{e^2}{4 m \omega_p^2} \nabla(E_0^2) \quad (4.11)$$

e, conseqüentemente, a teoria não-linear é aplicada quando a amplitude da onda torna-se suficientemente grande, isto é, quando os efeitos produzidos pela força ponderomotriz tornam-se importantes. Esta condição é rapidamente atingida para um sistema com um feixe de elétrons intenso, para o qual a taxa de crescimento da instabilidade (Equação 4.8) é alta.

A força ponderomotriz interfere no movimento das partículas sob a ação do campo elétrico da onda. Inicialmente, devido a ação da força, os elétrons mais leves são “empurrados” das regiões de menor densidade para regiões mais densas. Posteriormente, o campo elétrico resultante da separação de cargas age sobre os íons, movendo-os no mesmo sentido dos elétrons e intensificando a perturbação na densidade. Os efeitos causados por esta perturbação alteram, significativamente, o comportamento da evolução da interação feixe-plasma.

Em outras palavras, a força ponderomotriz é o agente responsável pelo acoplamento entre as ondas de Langmuir de alta frequência e as flutuações de baixa frequência na densidade (associadas a ondas acústico-iônicas). Esta interação não-linear é a célula fundamental do modelo teórico que descreve o regime de turbulência e é válida para a condição $T_e \gg T_i$ na qual o amortecimento das ondas acústico-iônicas é desprezível.

A evolução da interação feixe-plasma se dá através de processos distintos de acordo com a amplitude da onda, o que define o perfil do estado de turbulência do sistema. Considera-se dois regimes diferentes, cuja transição acontece quando a razão entre a densidade de energia da onda de Langmuir ($E_0^2 / 8 \pi$) e a densidade de energia térmica ($n T_e$) se aproxima do valor limiar dado por (Galeev et al., 1977a):

$$\bar{W}_0 = \frac{E_0^2}{8 \pi n T_e} \approx 3(k_0 \lambda_D)^2 \quad (4.12)$$

onde λ_D é o comprimento de onda de Debye.

Quando $\bar{W}_0 < 3(k_0 \lambda_D)^2$, a turbulência é denominada “fraca”. Neste regime, a turbulência é, predominantemente, descrita pelo processo de espalhamento das ondas de Langmuir (“stimulated scattering instability”) através das flutuações na densidade; este fenômeno consiste numa interação não-linear do tipo “onda-onda” similar ao processo de decaimento paramétrico (Nicholson, 1983).

Por outro lado, quando $\bar{W}_0 > 3(k_0 \lambda_D)^2$, o sistema evolui para um regime denominado turbulência “forte” de Langmuir. Nesta condição, o efeito da “instabilidade modulacional” torna-se importante (Galeev et al., 1977a; Morales e Lee, 1976; Goldman, 1984) e o processo de “colapso” das ondas de Langmuir passa a ser o mecanismo predominante no desenvolvimento da instabilidade (Zakharov, 1972).

A densidade de energia da onda normalizada pela energia térmica do plasma (\bar{W}_0) é um parâmetro fundamental na análise do modelo não-linear. É importante notar que a denotação turbulência “forte” não, necessariamente, se refere a condição $\bar{W}_0 \geq 1$. Pelo contrário, a discussão teórica na maioria das vezes restringe-se à condição $\bar{W}_0 < 1$ por permitir um tratamento matemático mais simplificado. Nas próximas seções, serão apresentadas as principais características dos dois regimes indicados acima.

4.3.1 - TURBULÊNCIA FRACA DE LANGMUIR

Uma das instabilidades não-lineares observada num sistema envolvendo ondas de Langmuir de grande amplitude é o processo de decaimento de três ondas ou espalhamento induzido. A dinâmica deste processo constitui a base do regime de turbulência fraca e é interpretada a partir das equações de Zakharov. Estas equações, assim denominadas por terem sido derivadas pela primeira vez por Zakharov (1972), descrevem o acoplamento não-linear entre ondas de Langmuir e ondas acústico-iônicas, e são dadas pelas expressões (Nicholson, ,1983):

$$i \frac{\partial}{\partial t} E + \frac{3}{2} \frac{v_{te}^2}{\omega_p} \nabla^2 E = \frac{\omega_p}{2} \frac{\delta n}{n_0} E \quad (4.13)$$

e

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta n - c_s^2 \nabla^2 \delta n = \frac{1}{8 \pi m_i} \nabla^2 |E|^2 \quad (4.14)$$

onde $c_s = \left(\frac{\gamma_e T_e + \gamma_i T_i}{m_i} \right)$ é a velocidade acústico-iônica, m_i é a massa do íon e δn é

a flutuação na densidade causada pela força ponderomotriz.

A primeira das equações de Zakharov (Equação 4.13) é derivada a partir da relação de dispersão não-linear das ondas de Langmuir, na qual a frequência de plasma

ω_p é modificada devido a perturbação na densidade δn . Esta equação prediz que o batimento entre o campo elétrico E_0 da onda de Langmuir excitada pelo feixe (onda indutora) e a flutuação δn gera uma outra onda de Langmuir, denominada onda “espalhada” de campo elétrico E^* .

A segunda equação de Zakharov (Equação 4.14), que consiste na relação de dispersão da onda acústico-iônica não-linear, prediz que a força ponderomotriz é a fonte da perturbação na densidade δn . Sob um outro ponto de vista, pode-se dizer que o batimento entre a onda indutora e a onda espalhada sustenta a onda acústico-iônica.

Este mecanismo de realimentação gera uma instabilidade cuja taxa de crescimento é dada por (Galeev, 1977a):

$$\gamma_{ww} \approx \omega_p \frac{E_0^2}{8\pi n T_e} \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{v_b}{v_{te}} \right)^2 \quad (4.15)$$

A onda de Langmuir indutora fornece energia para a onda espalhada e para a onda acústico-iônica.

A teoria mostra que a instabilidade de decaimento de três ondas, descrita qualitativamente acima, é caracterizada pelas seguintes condições de casamento da frequência (ω) e do número de onda (\vec{k}) (Nicholson, 1983):

$$\omega_0 = \omega^* + \omega_s \quad \text{e} \quad \vec{k}_0 = \vec{k}^* + \vec{k}_s \quad (4.16)$$

onde o subíndice “0” caracteriza a onda indutora, “*” a onda espalhada e “s” a onda acústico-iônica.

Para que estas condições de casamento sejam satisfeitas, há a exigência de que a onda de Langmuir espalhada seja sempre retropropagante em relação à direção de propagação da onda indutora e que seu número de onda k^* seja menor que k_0 . A frequência da onda acústico-iônica é desprezível em relação às frequências das ondas de Langmuir indutora e espalhada.

Neste processo específico de decaimento, o número de onda da indutora é reduzido, em valor absoluto, de uma quantidade aproximadamente igual a (Goldman, 1984):

$$\Delta k \approx \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} k_D \quad (4.17)$$

onde $k_D = 2\pi / \lambda_D$.

À medida que a onda retroespalhada cresce a uma taxa dada pela Equação 4.15, esta onda pode, eventualmente, tornar-se suficientemente energética para agir como onda indutora de um novo processo de decaimento. Este processo repete-se continuamente, de modo que as direções de propagação das ondas espalhadas alternam-se e a energia é transferida, através de sucessivos decaimentos, para oscilações com números de onda cada vez menores (longos comprimentos de onda e altas velocidades de fase).

Uma vez que a dissipação de energia produzida pelo amortecimento colisional praticamente não existe (baixa densidade) e a dissipação pelo processo clássico de amortecimento de Landau (Chen, 1984) nesta região do espectro é pequena, o decaimento continua a ocorrer até que a energia seja transferida para ondas com $k \approx 0$. Este mecanismo, no qual a energia se concentra em modos de pequenos números de

onda é conhecido como o processo de “condensação das ondas de Langmuir” e está ilustrado na Figura 4.10.

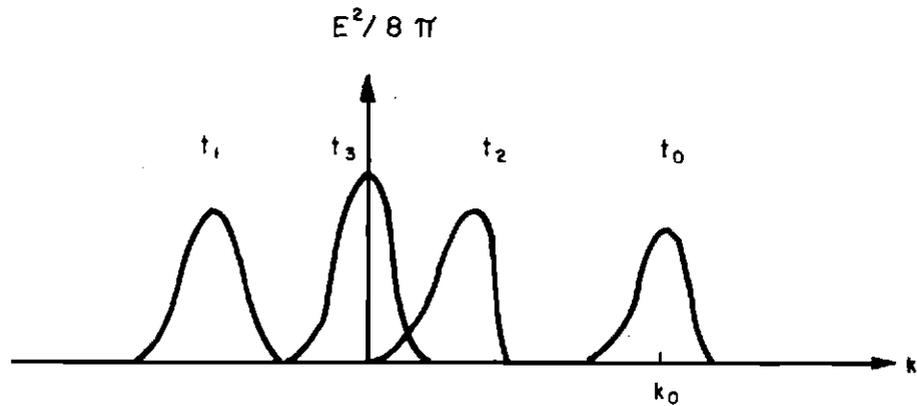


Fig. 4.10 - Comportamento da amplitude das ondas de Langmuir durante o processo de condensação descrito pelas equações de Zakharov ($t_3 > t_2 > t_1 > t_0$).

A Figura 4.10 ilustra o decaimento sucessivo da onda indutora com $k=k_0$ (em $t=t_0$) em modos com números de onda cada vez menores ($t=t_1, t_2, t_3$). Observa-se que a cada decaimento o sentido de propagação se alterna satisfazendo a condição de casamento da instabilidade.

De acordo com a teoria não-linear, o regime de fraca turbulência prevê a saturação da instabilidade feixe-plasma devido a transferência de energia das ondas de Langmuir para modos de oscilação que não são ressonantes com os elétrons do feixe ($v_\phi \gg v_b$).

Se para a máxima energia da onda indutora (Equação 4.9) a taxa de crescimento da instabilidade de decaimento de três ondas é maior que a taxa de crescimento da instabilidade feixe-plasma, $\gamma_{ww} > \gamma_{bp}$, os processos de relaxamento do feixe e de

saturação das ondas são sensivelmente afetados pelo espalhamento das ondas de Langmuir.

Usando as Equações 4.8 e 4.15, esta condição assume a forma:

$$\varepsilon \cong 14 \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{T_e'}{m v_b^2} \right)^3 \left(\frac{\Delta v_b}{v_b} \right)^2 < 1 \quad (4.18)$$

Quando esta condição é satisfeita, a transferência de energia das oscilações interrompe o crescimento das ondas em ressonância com o feixe em um nível inferior à densidade de energia de saturação prevista pela teoria quasi-linear (Equação 4.9):

$$\left[\frac{E_0^2}{8\pi} \right]_{WT} = \varepsilon \Lambda \left[\frac{E_0^2}{8\pi} \right]_{QL} \quad (4.19)$$

e, conseqüentemente, o comprimento de relaxação do feixe, isto é, a distância do ponto de injeção na qual o feixe não é mais observado, cresce de um fator $1 / \varepsilon \Lambda$ comparado ao comprimento de relaxação quasi-linear ℓ_{QL} . Estes resultados teóricos explicam os feixes de elétrons observados por Brejzman e Ryutov (1974) e Papadopoulos et al. (1974) a distâncias muito afastadas do ponto em que foram emitidos.

No início dos anos 60, o mecanismo de saturação do processo de condensação das ondas de Langmuir foi considerado durante algum tempo um paradoxo na física de plasma. Não existia até aquele momento, como já foi discutido, um mecanismo efetivo para justificar a dissipação da energia das ondas condensadas em torno de $k \approx 0$. O paradoxo foi elucidado após a introdução dos efeitos da instabilidade modulacional (Galeev et al., 1975, 1976, 1977a,b). Como resultado do processo de condensação, a energia acumulada das ondas de Langmuir é suficiente para excitar a instabilidade modulacional, ou seja, a condição $\bar{W}_0 > 3(k_0 \lambda_D)^2$ é satisfeita. Em conseqüência da

instabilidade modulacional, a energia acumulada é transferida para outros modos de oscilação com grandes números de onda, instáveis a outros fenômenos e o comportamento do sistema é novamente modificado.

Portanto, a evolução do sistema feixe-plasma para um estado de turbulência forte é um procedimento natural, mesmo quando inicialmente, as ondas não possuem energia superior ao valor limiar (Equação 4.12). A instabilidade de decaimento de três ondas, através da condensação das ondas de Langmuir, proporciona o acúmulo de energia necessário para gerar outros mecanismos não-lineares que conduzem o sistema para um regime de turbulência forte.

4.3.2 - TURBULÊNCIA FORTE DE LANGMUIR

Quando a corrente de feixe torna-se elevada e o campo elétrico da onda excitada pelo feixe atinge um valor muito alto, isto é, $\bar{W}_0 \gg 3(k_0 \lambda_D)^2$, os efeitos da instabilidade modulacional tornam-se importantes.

A instabilidade modulacional é consequência do efeito de aprisionamento das ondas de Langmuir no interior de cavidades (depressões na densidade). A perturbação na densidade causada pela força ponderomotriz (processo de decaimento de três ondas), eventualmente, aprisiona as ondas de Langmuir. Os campos elétricos de alta frequência localizados no interior das cavidades, intensificam o índice de refração local em relação às regiões vizinhas de forma que estas ondas localizadas sofrem um processo de auto-focagem, similar ao mecanismo observado na óptica não-linear, responsável pela concentração de energia da onda e aumento de sua intensidade.

A focagem das ondas de Langmuir, por sua vez, aumenta ainda mais a intensidade da força ponderomotriz, intensificando a depressão na densidade, aumentando o índice de refração e, conseqüentemente, o processo torna-se auto-sustentável. Em duas ou mais dimensões, onde a focagem das ondas no interior das cavidades supera a dispersão devido à pressão térmica (perda convectiva), pode-se mostrar que o processo é instável (Galeev et. al, 1977b), isto é, as oscilações e as cavidades, no decorrer do tempo, são confinadas espacialmente à níveis cada vez mais intensos.

Portanto, a evolução da instabilidade modulacional envolve o processo denominado “colapso espacial das ondas de Langmuir”. Este mecanismo, qualitativamente descrito acima e, detalhadamente, investigado por Zakharov (1972), prevê na ausência de qualquer processo de dissipação, que o confinamento das ondas tende a uma singularidade num tempo finito t_f , segundo uma taxa definida, em três dimensões, pela relação:

$$L \propto (t_f - t)^{2/3} \quad (4.20)$$

onde L é o tamanho da cavidade.

Como resultado, o perfil relativamente uniforme da densidade de plasma é modificado e o sistema feixe-plasma evolui para o regime de turbulência forte caracterizado pela existência de campos elétricos muito intensos e confinados em regiões de dimensões de algumas dezenas de comprimentos de Debye.

Devido ao confinamento, as oscilações, inicialmente de grande número de onda, decaem em novos modos de oscilação com comprimento de onda pequeno. Conseqüentemente, o colapso das ondas de Langmuir é responsável pela transferência de energia da onda indutora para modos de oscilação com número de onda elevado (velocidade de fase pequena). Estes modos interagem com os elétrons do plasma que

através do mecanismo de amortecimento de Landau absorvem a energia das ondas e são acelerados. As várias etapas que caracterizam a instabilidade modulacional e o colapso de Langmuir estão ilustradas na Figura 4.11. Esta figura mostra o perfil do campo elétrico da onda de Langmuir e da densidade de plasma em três instantes distintos (t_0 , t_1 e t_2) durante a evolução da instabilidade.

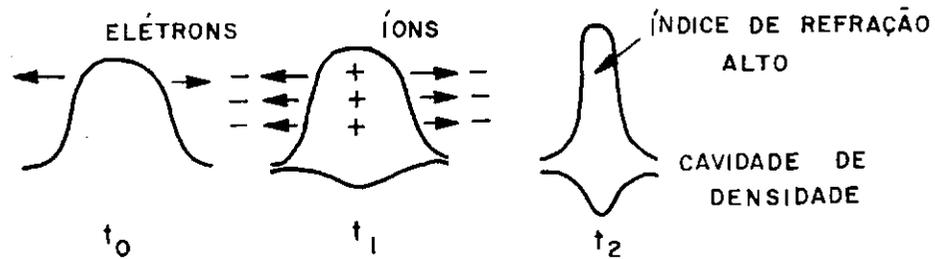


Fig. 4.11 - Auto-focagem das ondas de Langmuir causada pela força ponderomotriz.

No início da instabilidade (tempo t_0), os elétrons são “expulsos” das regiões de grande concentração de campo elétrico devido à força ponderomotriz, resultando numa separação de cargas que proporciona, simultaneamente, a drenagem dos íons e a geração de uma depressão na densidade (tempo t_1). O aumento do índice de refração devido ao aprisionamento das ondas de Langmuir no interior destas cavidades, gera a compressão espacial (colapso) das ondas e o aumento de sua intensidade (tempo t_2).

No estágio final da instabilidade, a energia adquirida pela onda excitada pela interação com o feixe é dissipada para os elétrons do plasma e o nível de ruído em ressonância com os elétrons do feixe é, consideravelmente, reduzido. O equilíbrio na competição entre os processos de excitação das ondas de Langmuir que agem como ondas indutoras à instabilidade modulacional e a dissipação produzida pelo colapso das oscilações leva ao estabelecimento de um regime de turbulência estacionário.

A taxa de crescimento da instabilidade modulacional, que determina a velocidade com que o colapso ocorre, é dada pela expressão (Galeev et al., 1977a):

$$\gamma_{MI} = \omega_p \left(\frac{1}{3} \frac{m_e}{m_i} \frac{W}{n_0 T_e} \right)^{1/2} \quad (4.21)$$

onde W é a densidade de energia das ondas no regime de turbulência.

De acordo com a condição de ocorrência da instabilidade modulacional:

$$\frac{E_0^2}{8 \pi n_0 T_e} > (k_0 \lambda_D)^2 = \frac{T_e}{m_e v_b^2} \quad (4.22)$$

que corresponde à possibilidade de ocorrer o aprisionamento das ondas de Langmuir (pressão devido à força ponderomotriz supera a pressão térmica). Considerando que a densidade de energia da onda indutora é dada pela Equação 4.19, pode-se mostrar que o limite de aplicabilidade do regime de turbulência fraca é definido por:

$$\frac{n_b}{n_0} = \frac{m_e}{\Lambda m_i} \left(\frac{v_b}{\Delta v_b} \right)^2 \quad (4.23)$$

A Equação 4.23 representa o valor limiar da razão entre as densidades do feixe e do plasma para o qual ocorre a transição do regime de turbulência fraca para o regime de turbulência forte. Nestas condições o feixe está praticamente relaxado, isto é, $\Delta v_b / v_b \approx 1$ e o limite acima depende apenas da razão entre as massas do elétron e do íon.

Observa-se que durante o processo de colapso, gradativamente, a energia da onda (W) é intensificada. A cada estágio da evolução, a instabilidade é excitada por

uma nova onda de Langmuir indutora, de maior intensidade e menor número de onda. De acordo com a Equação 4.21, a velocidade do processo de colapso aumenta durante o desenvolvimento da instabilidade. A dissipação causada pela instabilidade modulacional, faz com que a energia máxima atingida pelas oscilações em ressonância com o feixe seja aquela definida pela condição de ocorrência da instabilidade (Equação 4.22):

$$W_{ST} = \left[\frac{E_0^2}{8\pi} \right]_{ST} = \frac{T_e}{m_e v_b^2} \quad (4.24)$$

Nestas condições, o comprimento de relaxação do feixe é dado pela expressão (Galeev et al., 1977a):

$$\ell_{ST} \approx \frac{v_b T_e}{\omega_p m_e v_b^2} \left(\frac{n_b}{n_0} \right)^{-1} \Lambda^* + \frac{l v_b}{6 \omega_p} \left(\frac{m_e v_b^2}{T_e} \right)^2 \left(\frac{\Delta v_b}{v_b} \right)^2 \quad (4.25)$$

onde $\Lambda^* = \ln \left(\frac{W_{ST}}{n_0 T_e} \right)$.

A primeira parcela da Equação 4.25 é o comprimento no qual o ruído de plasma cresce até atingir a densidade de energia W_{ST} devido a interação quasi-linear com os elétrons do feixe. Observe que este comprimento não é o comprimento de relaxação quasi-linear ℓ_{QL} , que ocorre na ausência de efeitos não-lineares quando o ruído alcança uma energia de saturação maior e igual a W_{QL} . A segunda parcela corresponde ao comprimento de relaxação das oscilações com energia “congelada” no valor limiar e é obtido a partir da relação v_g / γ_{MI} .

Quando o limite de aplicabilidade definido pela Equação 4.23 é satisfeito, a segunda parcela da Equação 4.25 prevalece sobre a primeira, de modo que o

comprimento de relaxação independe da razão entre as densidades n_b/n_0 e assume valores muito maiores do que aqueles previstos pela teoria quasi-linear. A instabilidade modulacional e o colapso de Langmuir são, portanto, responsáveis pela saturação da instabilidade feixe-plasma e pela interrupção da dispersão em velocidade dos elétrons do feixe, possibilitando sua propagação a distâncias muito afastadas do ponto de injeção do feixe.

A Figura 4.12 mostra a dependência do comprimento de relaxação do feixe em função do parâmetro n_b/n_0 .

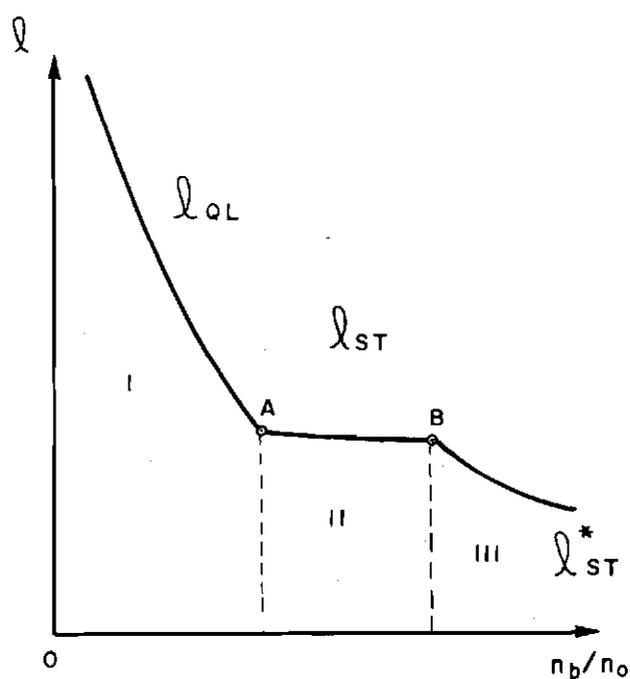


Fig. 4.12 - Comprimento de relaxação de um feixe de elétrons em função da razão entre sua densidade e a densidade de plasma.

A região I do gráfico corresponde ao comprimento de relaxação quasi-linear $\ell_{QL} \propto (n_b / n_0)^{-1}$. A partir do limite de aplicabilidade do regime de turbulência fraca (Equação 4.23) indicado no gráfico pelo ponto A, o comprimento de relaxação ℓ_{ST} independe da razão de densidades n_b / n_0 (região plana II). O limite superior da região II (ponto B) é determinado pela condição na qual a taxa de crescimento da instabilidade feixe-plasma é igual a taxa de crescimento da instabilidade modulacional:

$$\frac{n_b}{n_0} = \frac{1}{27} \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{T_e}{m_e v_b^2} \right)^2 \left(\frac{\Delta v_v}{v_b} \right)^2 \quad (4.26)$$

Para densidades de feixe ainda maiores, a condição $\gamma_{MI} > \gamma_{bp}$, é obtida e o processo de dissipação da energia devido ao colapso é bastante rápido. O comprimento de relaxação do feixe, nestas condições, é dado pela equação (região III):

$$\ell_{ST}^* = \frac{v_b}{6 \omega_p} \frac{m_e v_b^2}{T_e} \left(\frac{1}{27} \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta v_b}{v_b} \right)^3 \left(\frac{n_b}{n_0} \right)^{-1/2} \quad (4.27)$$

Observa-se que ℓ_{ST}^* é maior que o comprimento de relaxação previsto pela teoria quasi-linear para um mesmo valor da razão n_b / n_0 . Em outras palavras, o comprimento de relaxação na presença da instabilidade modulacional é maior do que seria, nas mesmas condições, se a saturação se devesse unicamente ao processo quasi-linear.

Como complemento da descrição da evolução do sistema para o regime de desenvolvimento livre da instabilidade modulacional, isto é, para densidades de feixe superiores àquelas dadas pela Equação 4.26, será investigada a seguir a distribuição espacial da amplitude das oscilações. A variação da densidade de energia do ruído de plasma em relação a distância do ponto de injeção do feixe (z) durante o desenvolvimento da instabilidade feixe-plasma está mostrada na Figura 4.13. O

comprimento de relaxação do feixe para o regime de forte turbulência aparece indicado no gráfico.

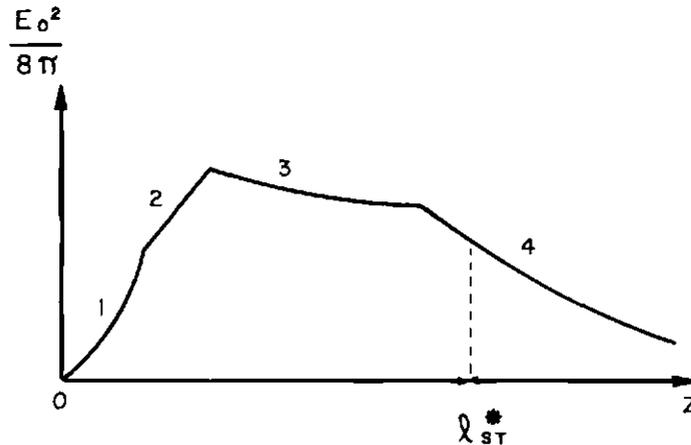


Fig. 4.13 - Distribuição espacial da densidade de energia das ondas de Langmuir em ressonância com os elétrons do feixe durante o desenvolvimento da interação feixe-plasma.

Para distâncias pequenas (região 1), a energia do ruído cresce exponencialmente segundo a teoria linear. À medida que a amplitude das oscilações cresce, a drenagem das partículas da região onde as ondas de alta frequência são excitadas, geram as não-uniformidades na densidade e a ressonância entre o ruído e o feixe começa a ser destruída (energia é transferida para outros modos de oscilação). Este mecanismo não é suficiente para estabilizar a interação ressonante, porém a energia do ruído aumenta de forma mais suave. Galeev et al. (1977a) mostram que este aumento é linear (região 2). Neste intervalo o espectro das oscilações começa a sofrer um alargamento na direção de números de onda maiores. Quando a amplitude das oscilações cresce ainda mais, o processo de colapso é excitado e a dissipação de energia para os elétrons do plasma equilibra a energia adquirida pelo ruído devido a interação com o feixe, estabilizando o seu crescimento. Para estas distâncias observa-se a saturação da energia das oscilações

(região 3). Para distâncias maiores, $z \geq \ell_{ST}^*$ (região 4), a excitação das oscilações pela interação feixe-plasma é interrompida uma vez que ocorre a dispersão total do feixe de elétrons e a condição para ocorrência da instabilidade (Equação 3.39) deixa de ser satisfeita. A partir deste ponto observa-se o amortecimento das ondas de Langmuir.

Os limites de aplicabilidade das várias teorias apresentadas neste capítulo para descrever a evolução da interação feixe plasma, podem ser visualizados através de um gráfico no qual representa-se a energia do feixe normalizada pela energia térmica do plasma, $m_e v_b^2 / T_e$, versus a razão entre as densidades, n_b / n_0 . Este gráfico está mostrado na Figura 4.14. As regiões I, II e III correspondem, respectivamente, aos regimes quasi-linear, turbulência fraca e turbulência forte de Langmuir. Não existe correlação entre estas regiões e aquelas mostradas na Figura 4.12, apesar de serem identificadas pelos mesmos algarismos.

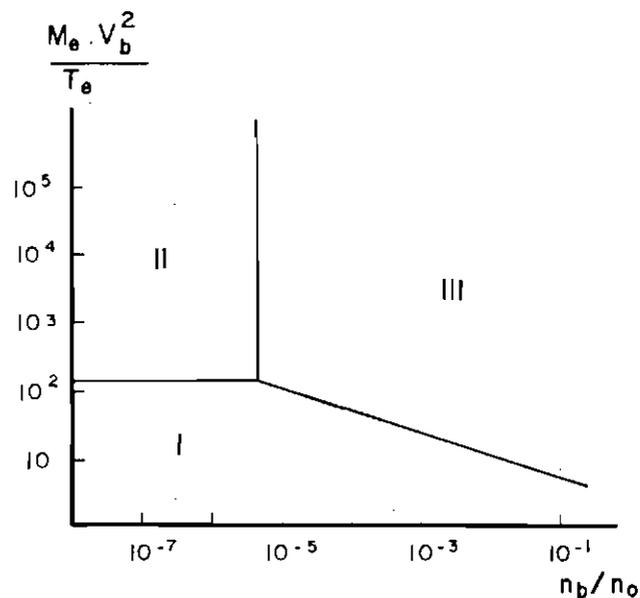


Fig. 4.14 - Regiões de aplicabilidade das várias teoria que descrevem a evolução da interação feixe-plasma.

As linhas que definem as interfaces entre os regimes indicados correspondem às condições nas quais as taxas de crescimento das instabilidades características dos diferentes regimes são compatíveis.

A linha de interface entre as regiões I e II é a condição dada pela Equação 4.19. A interface entre as regiões II e III é o limite de aplicabilidade da turbulência fraca dada pela Equação 4.23. E a interface entre as regiões I e III, que corresponde a transição do regime quasi-linear para a turbulência forte, é obtida quando a condição dada pela Equação 4.22 é satisfeita considerando que a densidade de energia máxima das ondas de Langmuir é aquela definida pela Equação 4.9. Este limite assume a seguinte forma:

$$\frac{n_b}{n_0} = 18 \left(\frac{T_e}{m_e v_b^2} \right)^3 \quad (4.28)$$

Experimentalmente, os efeitos da força ponderomotriz começaram a ser observados no início da década de 70. Os primeiros trabalhos experimentais foram realizados pelo grupo de plasma da Universidade da Califórnia em Los Angeles na máquina de plasma duplo descrita no trabalho de Taylor et al. (1972).

Os trabalhos pioneiros na observação do colapso de ondas de Langmuir e formação de cavidades de densidade são atribuídos a Kim et al. (1974) e Wong e Quon (1975). No primeiro trabalho, o ruído de plasma é excitado por campo elétrico RF externo e no segundo, pela interação com um feixe frio de elétrons. As Figuras 4.15 e 4.16 mostram os perfis espaciais da densidade normalizada de energia da onda de Langmuir (curvas superiores) e a perturbação na densidade (curvas inferiores) em diferentes instantes de tempo, obtidos pelos trabalhos acima citados.

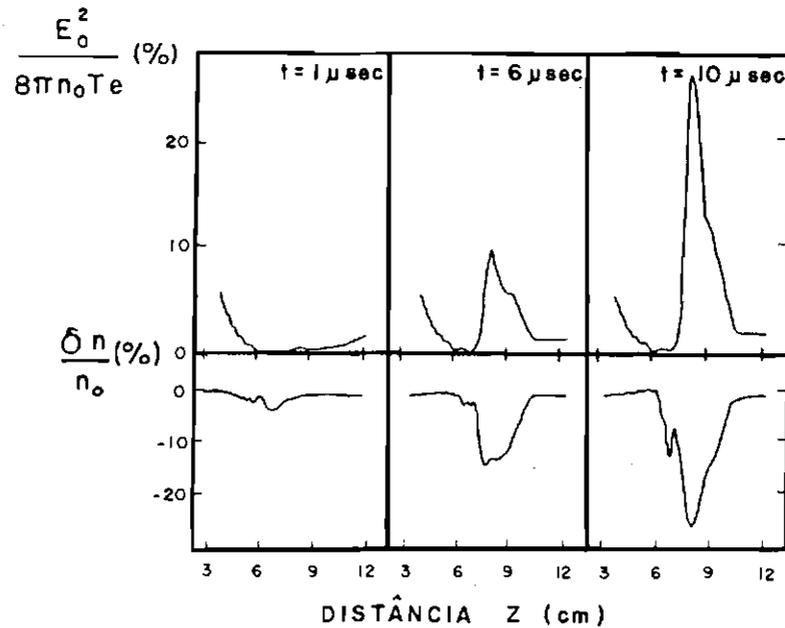


Fig. 4.15 - Perfil espacial da densidade de energia da onda de Langmuir, $E_0^2 / 8 \pi n_0 T_e$ e da perturbação na densidade, $\delta n / n_0$, em diferentes instantes de tempo ($t = 1 \mu\text{s}, 6 \mu\text{s}, 10 \mu\text{s}$) após a emissão de um sinal RF de frequência igual a 360 Mhz e 10 W de potência. Condições de operação da máquina: $n_{Ar} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$; $T_e = 1 \text{ eV}$ e $T_i = 0,1 \text{ eV}$.

FONTE: Kim et al. (1974), p. 887.

Nestas figuras, pode-se observar claramente, a interação mútua entre a intensidade do campo elétrico e da cavidade, característica da instabilidade modulacional, ou seja, uma concentração maior de energia contribui para a intensificação da perturbação na densidade, que por sua vez, amplifica ainda mais a amplitude das oscilações aprisionadas no interior da cavidade e a instabilidade se desenvolve.

A partir destes trabalhos, novas evidências experimentais de turbulência em plasma foram observadas e documentadas através de uma série de artigos do mesmo

grupo de plasma da Universidade da Califórnia (Wong e Stenzel, 1975; Ikesi et al., 1976; Cheung et al., 1982; Leung et al., 1982; Wong et al., 1984; Wong e Cheung, 1984 e Cheung e Wong, 1985).

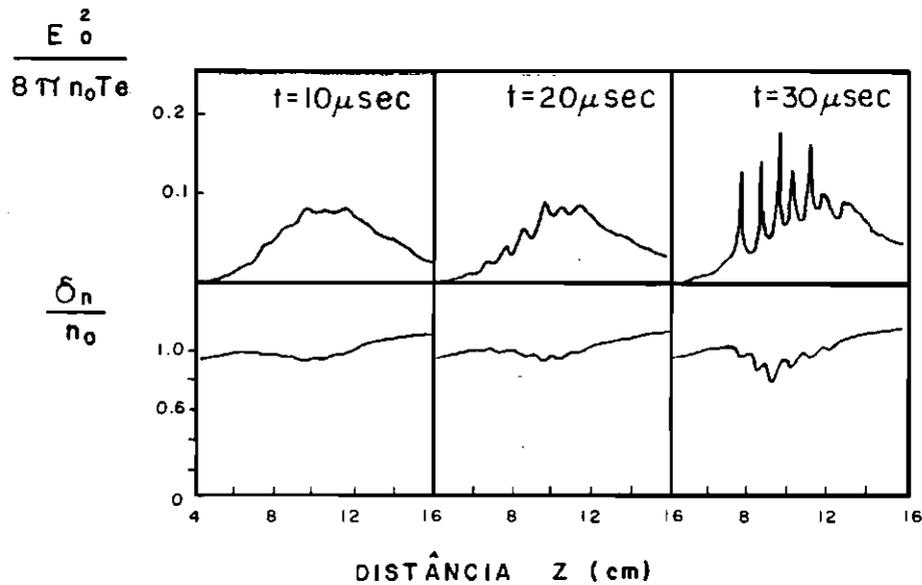


Fig. 4.16 - Perfil espacial da densidade de energia da onda de Langmuir e da perturbação na densidade em diferentes instantes de tempo ($t = 10 \mu s, 20 \mu s, 30 \mu s$) após a injeção de um feixe de elétrons sobre o plasma. Condições de operação do sistema: $n_{Ar} = 10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $v_{te} = 6 \times 10^7 \text{ cm/s}$, $n_b/n_0 = 0,05 - 0,1$ e $v_b/v_{te} = 5 - 10$.

FONTE: Wong e Quon (1975), p. 1500.

Cheung et al. (1982) mostraram, num plasma na presença de um feixe frio de elétrons, a coexistência de cavidades, campos elétricos intensos localizados e a geração de ondas eletromagnéticas. A Figura 4.17 apresenta alguns dos resultados deste trabalho.

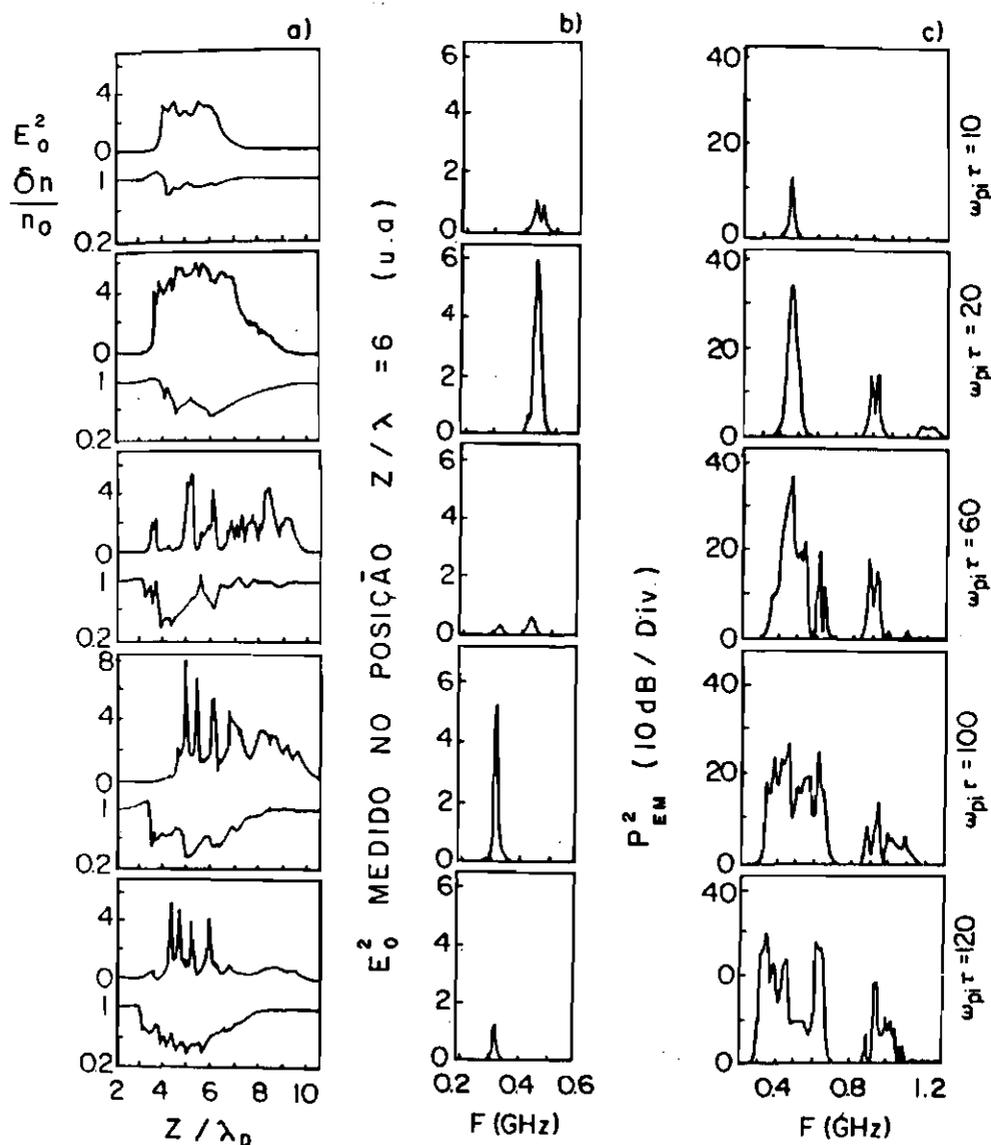


Fig. 4.17 - Evolução temporal (a) dos perfis espaciais da intensidade das oscilações E_0^2 e da perturbação de densidade; (b) do espectro das oscilações eletrostática do plasma e (c) do espectro de potência das ondas eletromagnéticas. Condições de operação do sistema: $n_{Ar} = 2,3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1,5 \text{ eV}$, $n_b/n_0 = 0,002 - 0,04$, $\nu_b/\nu_{ie} = 30$ e $E_b = 800 \text{ eV}$.

FONTE: Cheung et al. (1982), p. 1349.

As ondas eletromagnéticas na frequência fundamental ($\omega = \omega_p$) e seus harmônicos ($\omega = 2\omega_p$, $\omega = 3\omega_p$) são observadas a partir do instante $\omega_{pi} t = 20$, no qual surgem as primeiras evidências da modulação na densidade e confinamento do campo elétrico. A excitação de ondas eletromagnéticas estão associadas ao aprisionamento das ondas de Langmuir em cavidades e os resultados mostram que surgem quando a profundidade das cavidades é da ordem de $\delta n / n_0 = 50\%$. As ondas eletromagnéticas na frequência fundamental é resultado do acoplamento de ondas de Langmuir e ondas acústico iônicas de grandes intensidades (perturbação de densidade) e os harmônicos são resultantes do batimento entre duas ondas de Langmuir intensas propagando-se em sentidos opostos.

Leung et al. (1982) observaram a geração de cavidades e o seu conseqüente colapso, associadas a campos elétricos localizados excitados por dois feixes mornos contra-propagantes (Figura 4.18).

O perfil da densidade, inicialmente uniforme ($t=0,1 \mu s$), é perturbado quando a energia das ondas atinge o limiar para excitação da instabilidade modulacional ($t = 0,3 \mu s$). A evolução da instabilidade leva ao processo de colapso ($t = 0,5 \mu s$) e ao aquecimento dos elétrons do plasma, como pode-se ver na Figura 4.19.

Observa-se na presença dos feixes contra-propagantes que a instabilidade se desenvolve e num estágio final, o aumento da população dos elétrons mais energéticos ($v = 4 v_{te}$) confirma a dissipação de energia das ondas de Langmuir para os elétrons do plasma através do processo de amortecimento de Landau.

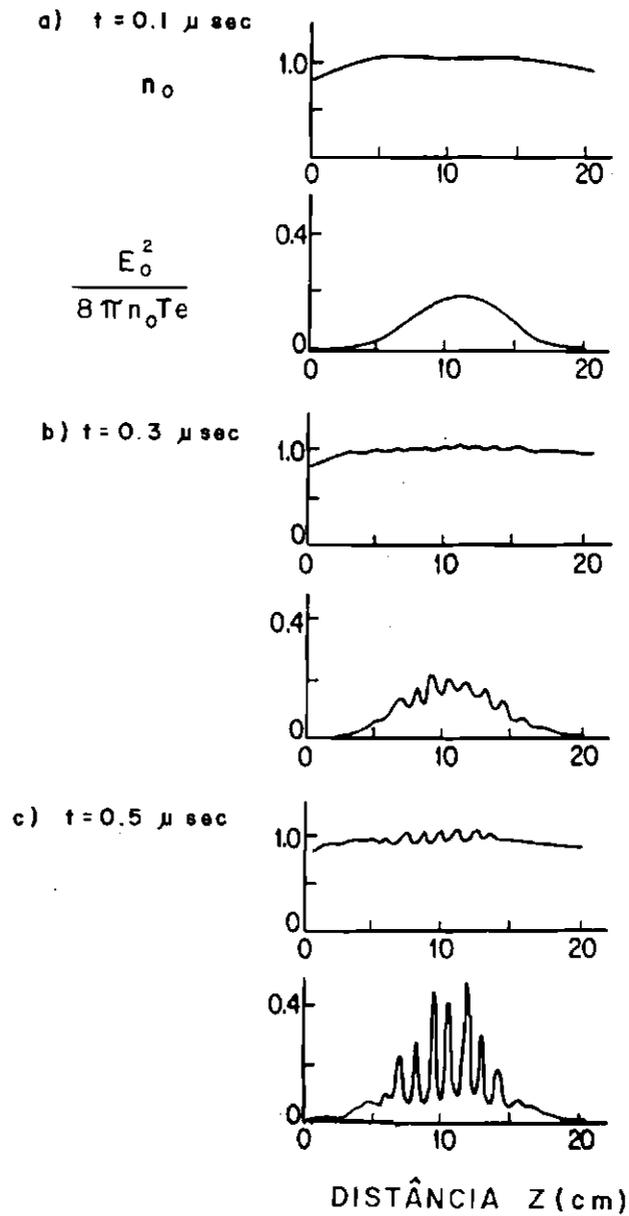


Fig. 4.18 - Evolução temporal do perfil da energia das ondas de Langmuir e da densidade de plasma excitadas por dois feixes mornos contra-propagantes. Condições de operação do sistema: $n_{Ar} = 5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2 \text{ eV}$, $n_b / n_0 = 0,01 - 0,05$, $v_b / v_{te} = 5 - 10$.

FONTE: Leung et al. (1982), p.571.

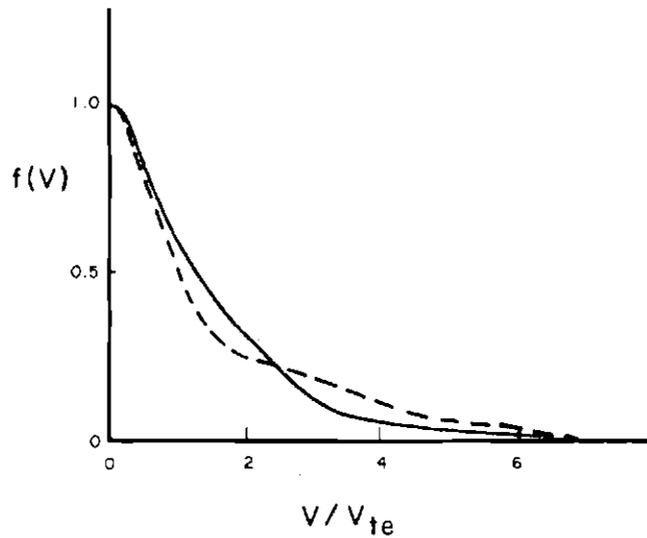


Fig. 4.19 - Função distribuição de velocidades dos elétrons do plasma medidos nas mesmas condições da Figura 4.18. A curva contínua mostra a função distribuição na ausência do feixe de elétrons e a curva tracejada é a função distribuição na presença do feixe no instante $t = 0,5 \mu s$ após o colapso das ondas de Langmuir e a formação das estruturas de campo localizadas.

FONTE: Leung et al. (1982), p. 572.

Os exemplos apresentados acima consistem em evidências experimentais do desenvolvimento da instabilidade modulacional para o caso unidimensional que é o mais simples de ser estudado em laboratório. A teoria mostra que nesta aproximação o colapso de Langmuir da forma apresentada no trabalho de Zakharov (1972) não ocorre pois a força devido ao campo elétrico que varia com L^{-1} em um sistema unidimensional pode ser balanceada pela força de pressão térmica que varia segundo L^{-2} , isto é, a amplitude da onda não tende ao infinito mas gera um “envelope” de onda estacionário denominado sóliton (Galeev et al., 1977b). No entanto, mesmo para estes casos nos quais existe a saturação do processo de colapso, observa-se que a força ponderomotriz é suficientemente intensa para confinar as oscilações e proporcionar a transferência de

energia entre as ondas e os elétrons do plasma. Portanto, o uso do termo colapso mesmo no caso unidimensional é freqüentemente encontrado na literatura.

Evidências de colapso em mais de um dimensão são apresentados nos trabalhos de Wong e Cheung (1984) e Cheung e Wong (1985). A Figura 4.20 mostra evolução temporal do perfil espacial da intensidade da onda de Langmuir durante o processo de colapso medido por Wong e Cheung.

Em $\omega_{pi} t = 5,7$, as estruturas de campo elétrico possuem uma largura axial (largura correspondente à meia altura do valor máximo) $\Delta z / \lambda_D = 500$ e uma largura radial $\Delta r / \lambda_D = 150$. No início, o colapso se dá preferencialmente na direção axial, isto é, o desenvolvimento inicial da instabilidade ocorre, como no caso unidimensional, na direção de propagação do feixe. À medida que a instabilidade se desenvolve o campo elétrico contrai-se axial e radialmente e no instante $\omega_{pi} t = 78$, no qual as taxas de contração axial e radial já são pequenas, as dimensões do campo são $\Delta z / \lambda_D = 20$ e $\Delta r / \lambda_D = 40$. Os mesmos autores (Cheung e Wong, 1985) mostraram que para densidades maiores ($n_b / n_0 > 0,005$) o processo de colapso é múltiplo, isto é, observa-se várias ondas colapsadas ao longo da trajetória do feixe (similar aos resultados apresentados nas Figuras 4.17 e 4.18).

Recentemente, McFarland e Wong (1997) mostraram que após uma fase inicial marcada por rápidas mudanças nas características do sistema, a instabilidade atinge um estado estacionário no qual o processo de colapso se desenvolve de maneira consistente e repetitiva. O instante de tempo a partir do qual este regime estacionário é estabelecido, é de aproximadamente $50 \mu s$. A Figura 4.21 ilustra este comportamento.

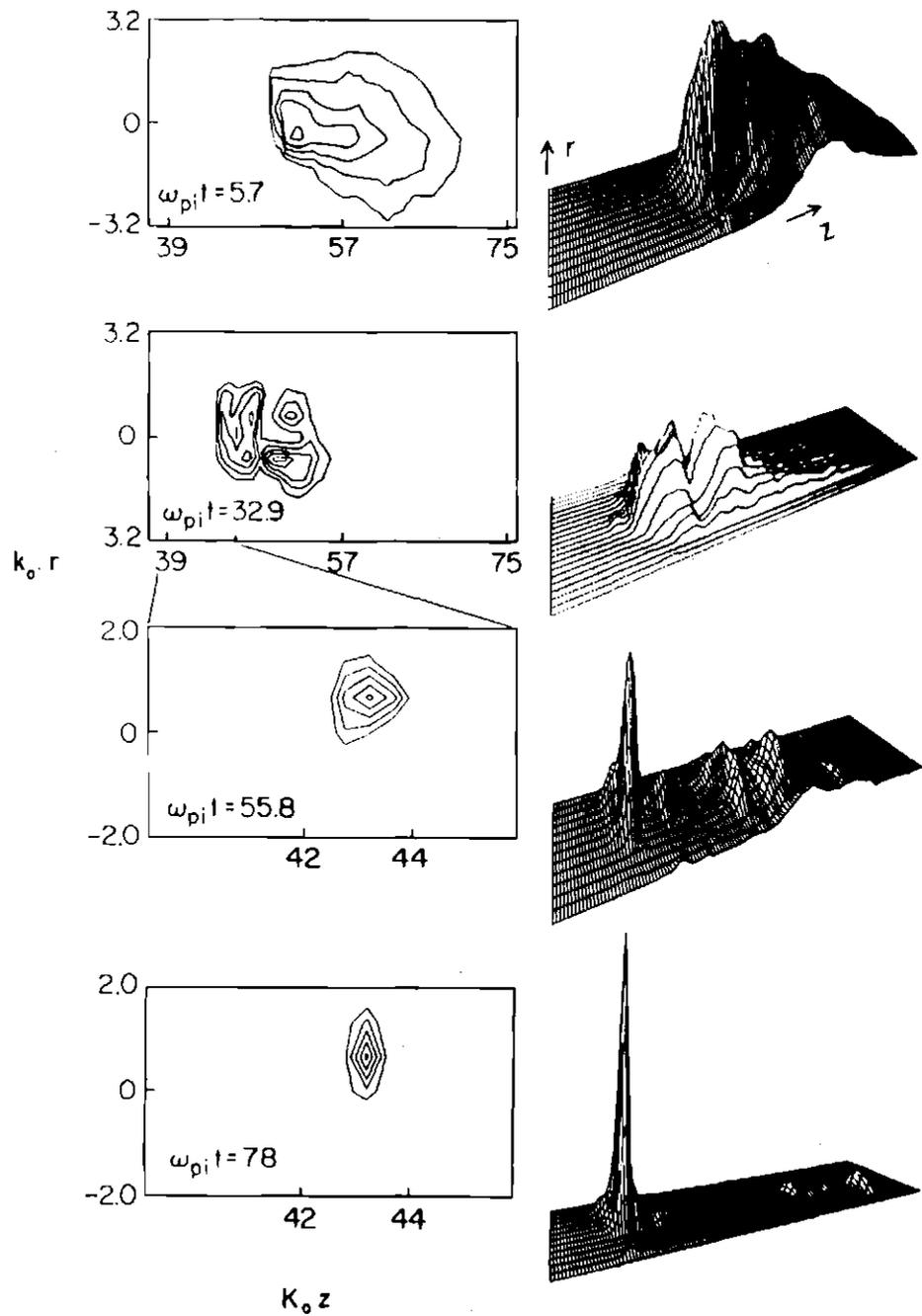


Fig. 4.20 - Contornos bidimensionais e perfis tridimensionais da intensidade da onda de Langmuir $E^2(r, z)$ nos instantes $\omega_{pi} t = 5,7; 32,9; 55,8$ e 78 , respectivamente. Estes gráficos foram obtidos através de médias temporais dos sinais de sonda usando-se um integrador do tipo “boxcar”. Condições de operação do sistema: $n_{Ar} = 3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ eV}$, $T_e/T_i \gg 1$, $n_b/n_0 = 0,005$, $v_b/v_{te} = 30$.

FONTE: Wong e Cheung (1984), p.1223.

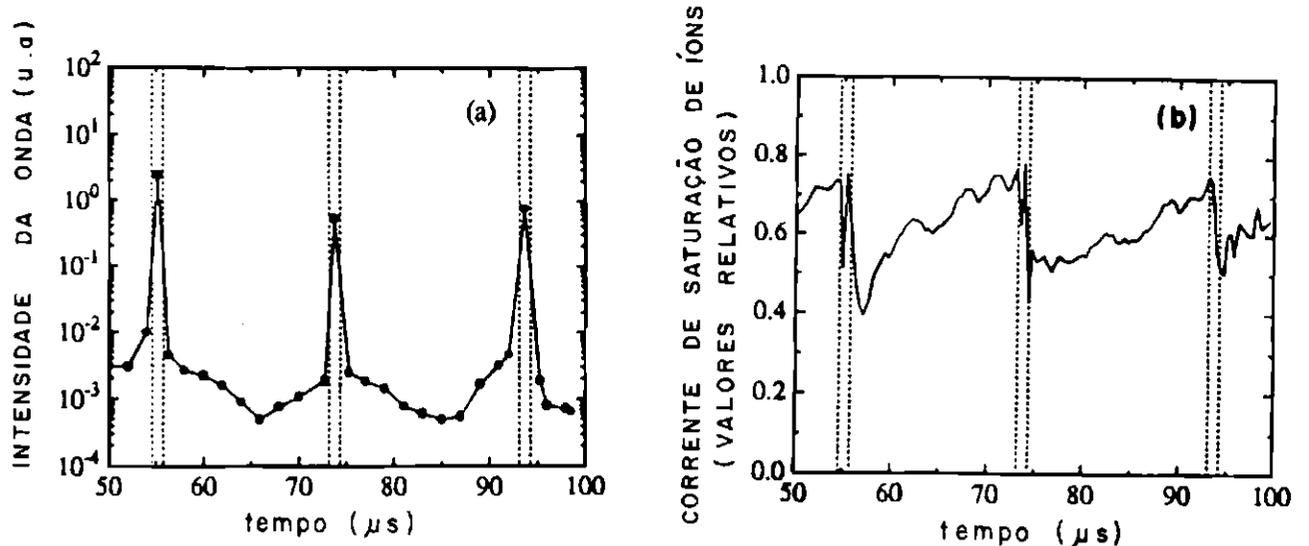


Fig 4.21 - Perfil temporal da intensidade da onda de Langmuir (a) e da corrente iônica de saturação (b). Condições de operação: $n_{Ar} = 2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 0,3-0,4 \text{ eV}$, $T_e/T_i = 10$, $n_b/n_0 < 0,015$, $v_b/v_{te} = 30$, $E_b = 400 \text{ eV}$.
 FONTE: McFarland e Wong (1997), p.952.

As linhas verticais tracejadas correspondem a três eventos (estruturas colapsadas) sucessivos no tempo. Após $50 \mu\text{s}$, observa-se claramente que os colapsos são cíclicos seguindo um comportamento regular. A formação das cavidades associadas a cada evento está evidente na Figura 4.21b. O campo elétrico das ondas e a densidade de plasma retomam suas características iniciais depois de cada colapso.

A teoria apresentada neste capítulo é perfeita na descrição qualitativa dos fenômenos observados em sistemas feixe-plasmas como foi mostrado através de vários trabalhos experimentais. No entanto, a complexidade do assunto faz com que, quantitativamente, a teoria ainda apresente algumas restrições. Não é o objetivo desta dissertação uma investigação detalhada destes pontos de controvérsias. O que se pretende é apoiado nesta teoria realizar um diagnóstico completo, ainda que qualitativo,

da evolução da interação de um feixe de elétrons com o plasma gerado na máquina PQUI. Neste sentido, a teoria é perfeitamente satisfatória.

A evolução do sistema feixe-plasma do regime linear para o regime não-linear pode ser resumida pelo diagrama mostrado na Figura 4.22. O sentido da seta vertical indica a direção de crescimento da amplitude da onda de Langmuir indutora durante o desenvolvimento da instabilidade. Porém, não necessariamente, o sistema se desenvolve passando pelos diferentes regimes mostrados na Figura 4.22. De acordo com as condições do sistema pode-se verificar, por exemplo, a transição direta do regime quasi-linear para o regime de turbulência forte.

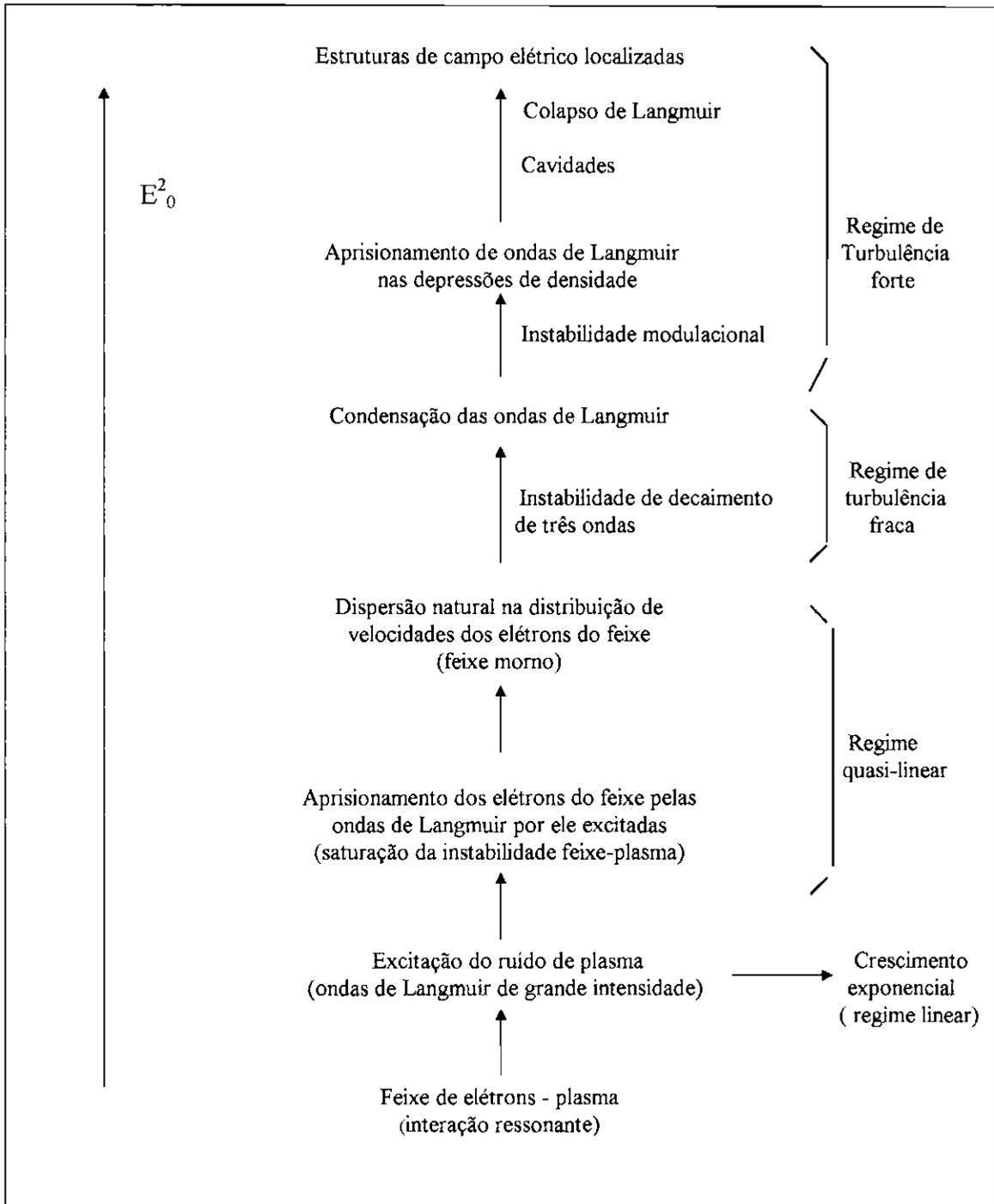


Fig. 4.22 - Diagrama ilustrativo do desenvolvimento da instabilidade feixe-plasma.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES

A investigação experimental da evolução da instabilidade feixe-plasma no dispositivo PQUI foi realizada mediante medidas simultâneas do comprimento de relaxação do feixe obtido a partir da distribuição de energia dos elétrons e do campo elétrico das oscilações de plasma excitadas pelo mesmo em diferentes condições de operação da máquina. Uma vez que a PQUI opera em regime contínuo e que, conseqüentemente, as medidas são realizadas em estado estacionário, nada se pode concluir a respeito da evolução temporal da instabilidade e os resultados apresentados neste trabalho descrevem apenas a evolução espacial do fenômeno.

Os principais parâmetros do sistema feixe-plasma durante esta investigação estiveram compreendidos dentro dos intervalos de valores mostrados na Tabela 5.1. O limite superior do intervalo de densidade de plasma definido pela pressão de trabalho do gás foi estabelecido de modo que a condição $\gamma_{bp} / \omega_p > \nu_{en} / \omega_p$, onde ν_{en} / ω_p é a taxa de colisão entre os elétrons e as partículas neutras, fosse satisfeita. Esta condição garante a excitação da instabilidade feixe-plasma (Prado et al., 1997).

Observa-se, de acordo com a dispersão térmica inicial do feixe, que a instabilidade feixe-plasma se desenvolve segundo regime hidrodinâmico para altas razões de densidades n_b / n_0 e segundo regime cinético, para valores moderados de n_b / n_0 (Equações 4.2 e 4.7, respectivamente). A Figura 5.1 ilustra claramente a transição entre estes dois regimes. A figura mostra a frequência das oscilações excitadas pelo feixe de elétrons em função da razão n_b / n_0 para três diferentes energias de feixe: $W_b = 60, 120$ e 180 eV. A frequência da onda de Langmuir foi medida por sonda eletrostática acoplada a um analisador de espectro e está normalizada em relação à frequência de plasma obtida através da densidade de elétrons. As medidas foram

realizadas a 30 cm da grade de separação das câmaras onde os parâmetros de plasma são uniformes. As curvas contínuas mostradas na figura representam o melhor ajuste polinomial dos dados experimentais obtido para as diferentes energias W_b .

TABELA 5.1 - PARÂMETROS EXPERIMENTAIS DO SISTEMA FEIXE-PLASMA NA MÁQUINA PQUI

densidade de plasma (n_0)	$2,0 \times 10^{14} - 6,0 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$
freqüência de elétrons de plasma (f_{pe})	$1,2 \times 10^8 - 7,0 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$
temperatura de elétrons (T_e)	0,7 - 5,0 eV
energia do feixe de elétrons (W_b)	$\leq 400 \text{ eV}$
razão entre as densidades do feixe e do plasma (n_b/n_0)	$3,0 \times 10^{-4} - 2,0 \times 10^{-2}$
razão entre as temperaturas de elétrons e íons (T_e/T_i)	≈ 10
dispersão térmica do feixe de elétrons ($\Delta v_b/v_b$)	0,10 - 0,20
freqüência de colisão elétron-neutro (ν_{en})	$\approx 5,0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$
raio do feixe de elétrons (r_b)	0,25 m

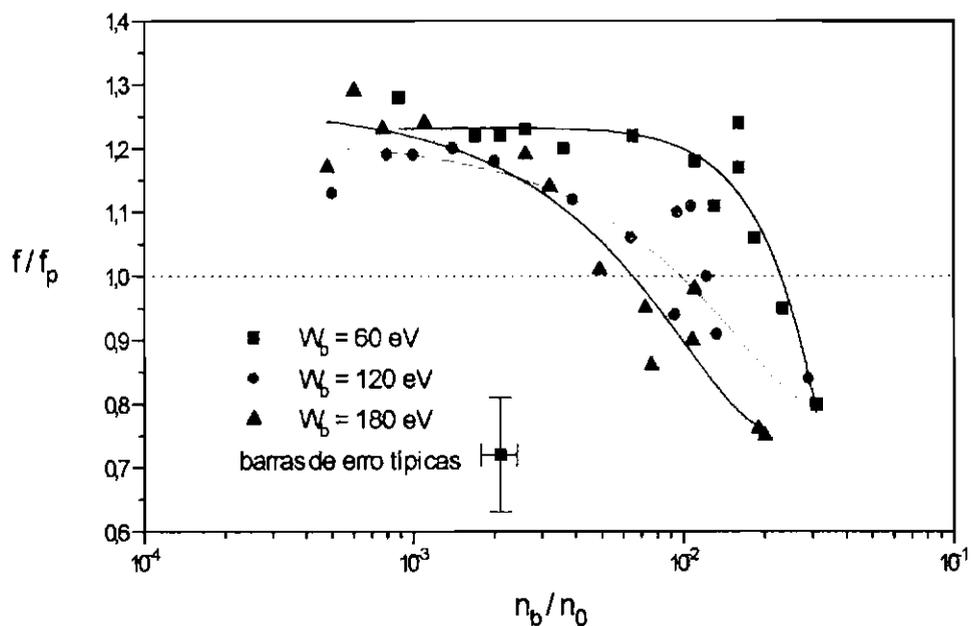


Fig. 5.1 - Frequência da onda de Langmuir normalizada em relação a frequência de plasma em função do parâmetro n_b/n_0 .

De acordo com a teoria, no regime cinético (feixe morno) a frequência das ondas de Langmuir obedece a relação clássica de Bohm-Gross (Equação 3.23), ou seja, $f/f_p \geq 1$; enquanto que no regime hidrodinâmico, a relação de dispersão prevê que a frequência do modo mais instável é menor que a frequência de plasma segundo a relação (Drummond et al., 1970):

$$f = f_p \left[1 - 2^{-4/3} \left(\frac{n_b}{n_0} \right)^{1/3} \right] \quad (5.1)$$

Observa-se pela Figura 5.1 que a transição do regime cinético para o regime hidrodinâmico ocorre nas condições $n_b/n_0 = 7 \times 10^{-3}$, $1,0 \times 10^{-2}$ e $2,5 \times 10^{-2}$ para as energias $W_b = 180, 120$ e 60 eV, respectivamente. Estes valores limiares correspondem a dispersões relativas do feixe ($\Delta v_b/v_b$) de aproximadamente 0,20, 0,22 e 0,30 para as respectivas energias. De acordo com a dispersão térmica inicial do feixe (10-20 %), pode-se concluir que o dispositivo opera em regime cinético para quase todo intervalo de valores de n_b/n_0 . A operação da máquina em regime hidrodinâmico ocorre quando a energia de feixe torna-se suficientemente alta.

Inicialmente, serão discutidas as medidas da amplitude das oscilações de plasma detectadas por sonda de Langmuir no potencial flutuante e analisadas através do analisador de espectro descrito no Capítulo 2. O comportamento do campo elétrico de saturação (medidas relativas) das oscilações em função dos parâmetros do sistema feixe-plasma permitiu a determinação do limite de aplicabilidade do regime quasi-linear, ou seja, as condições nas quais observa-se a transição do regime quasi-linear para o regime de turbulência forte (Equação 4.28).

Mantendo a razão n_b/n_0 constante e variando a energia do feixe de elétrons, foram medidas as posições em relação à grade nas quais a amplitude das oscilações eram máximas. Estas medidas foram realizadas varrendo-se axialmente a câmara alvo

com a sonda eletrostática dentro do intervalo de trabalho. O comportamento da amplitude máxima $W_{máx}$ da onda de Langmuir em função da energia do feixe normalizada pela energia térmica dos elétrons [T_e (eV)] para alguns valores de n_b / n_0 está mostrado na Figura 5.2. Omitiu-se os dados para as demais condições analisadas simplesmente para evitar a “poluição visual” do gráfico. As medidas das amplitudes do campo elétrico das oscilações são relativas e estão dadas em unidades arbitrárias.

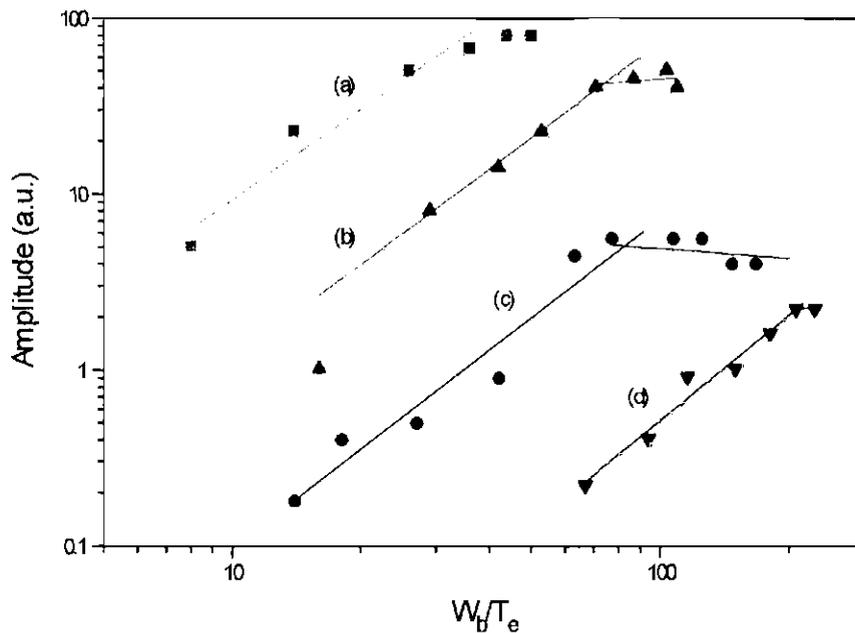


Fig. 5.2 - Amplitude máxima do campo elétrico das ondas de Langmuir em função da energia do feixe normalizada W_b / T_e para diferentes razões de densidades n_b / n_0 : (a) $1,3 \times 10^{-2}$, (b) $5,0 \times 10^{-3}$, (c) $1,2 \times 10^{-3}$ e (d) $3,7 \times 10^{-4}$. As linhas contínuas correspondem ao ajuste linear dos pontos experimentais para os diferentes intervalos de energia do feixe.

Deve-se esclarecer que ao variar a energia do feixe, varia-se proporcionalmente a sua densidade enquanto que a densidade do plasma alvo permanece praticamente constante. A uniformidade da densidade de plasma foi comprovada através da medida da frequência do sinal do analisador de espectro. Portanto para manter a razão n_b/n_0 constante foi necessário manter a densidade do feixe constante durante as medidas e

isto foi conseguido através do ajuste gradativo da corrente de feixe à medida que W_b variava.

Os ajustes dos pontos experimentais mostrados na Figura 5.2 sugerem para cada curva a existência de dois regimes distintos. Observa-se, inicialmente, que o crescimento da amplitude das oscilações em função da energia do feixe segue o comportamento quasi-linear previsto pela instabilidade feixe-plasma (Equação 4.9): a energia de saturação da onda de Langmuir (proporcional ao campo elétrico) depende do quadrado do parâmetro W_b/T_e . Este fato é confirmado pois, independente do valor de n_b/n_0 , as retas ajustadas aos dados experimentais apresentam a mesma inclinação $\beta = 2,0 \pm 0,3$. Ainda de acordo com a teoria, para um valor fixo de W_b/T_e a amplitude da energia de saturação é proporcional à razão entre as densidades do feixe e do plasma n_b/n_0 conforme observado também na Figura 5.2.

O crescimento quasi-linear do campo elétrico é interrompido após um determinado valor de W_b/T_e (valor limiar), a partir do qual a energia de saturação das oscilações se estabiliza e conforme observado, pode até sofrer um declínio para energias do feixe ainda maiores. A saturação da instabilidade feixe-plasma está associada ao desenvolvimento de outra instabilidade não-linear que passaria a competir com a primeira. A Figura 5.3 mostra os valores limiares de W_b/T_e para as diferentes razões n_b/n_0 investigadas, ou seja, cada ponto mostrado no gráfico da Figura 5.3 corresponde ao valor de W_b/T_e no qual ocorre a transição do regime quasi-linear para o regime não-linear nas diferentes razões de densidade n_b/n_0 (para as diferentes curvas mostradas na Figura 5.2). A linha vermelha traçada corresponde ao ajuste linear dos dados experimentais.

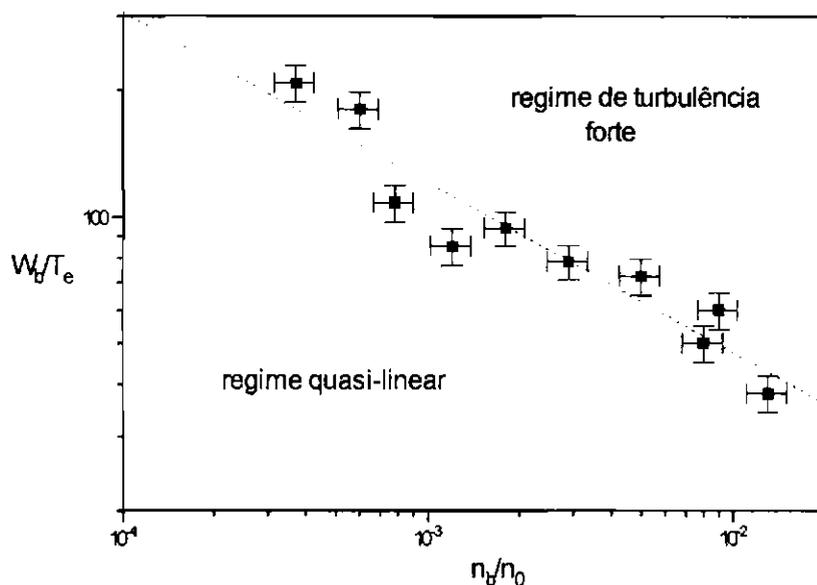


Fig. 5.3 - Valores limiares do parâmetro W_b/T_e em função de n_b/n_0 para os quais observa-se a transição do regime quasi-linear para o regime de turbulência forte.

O ajuste indicado na Figura 5.3 mostra que o limite de transição entre os regimes quasi-linear e de turbulência forte no dispositivo PQUI em função dos parâmetros W_b/T_e e n_b/n_0 assume a forma $W_b/T_e \propto (n_b/n_0)^{-0,40 \pm 0,05}$ em concordância com a teoria. Segundo Galeev et al. (1977a) a condição para ocorrer transição entre os referidos regimes é dada pela Equação 4.28, que prevê uma dependência funcional do tipo $W_b/T_e \propto (n_b/n_0)^{-1/3}$. A concordância entre o resultado experimental e a teoria sugere que a instabilidade modulacional é o processo responsável pela supressão da instabilidade feixe-plasma quando a máquina opera em condições nas quais os parâmetros do sistema estão acima do limiar apresentado na Figura 5.3.

De acordo com a teoria quasi-linear, a instabilidade feixe-plasma é suprimida devido ao relaxamento total do feixe de elétrons e conseqüentemente, o comprimento

de relaxação do feixe corresponde à posição na qual a energia da onda de Langmuir excitada pelo feixe é máxima. No regime de turbulência forte, o decaimento das ondas de Langmuir “congela” as ondas num nível de energia inferior àquele que seria alcançado se a instabilidade modulacional não fosse excitada e a conversão da energia para modos de oscilação de pequeno comprimento de onda destrói a interação ressonante entre os elétrons do feixe e as próprias ondas. Deste modo, no regime de turbulência, o relaxamento do feixe deve ocorrer a uma distância maior que a prevista pela teoria quasi-linear e maior que a distância na qual se observa a energia máxima das oscilações. Com o objetivo de confirmar experimentalmente estes resultados teóricos foram realizadas medidas simultâneas do perfil axial do campo elétrico das ondas de Langmuir e do comprimento de relaxação do feixe nos dois regimes.

As Figuras 5.4 e 5.5 mostram, respectivamente, o perfil espacial do campo elétrico das oscilações de plasma (frequência de 410 MHz) e a evolução espacial da função distribuição de energia dos elétrons do feixe para $n_b / n_0 = 1,2 \times 10^{-3}$ e para duas energias de feixe diferentes: $W_b / T_e = 125$ e $W_b / T_e = 42$. De acordo com a Figura 5.3, na primeira condição o sistema se desenvolve em regime quasi-linear e na segunda, em regime de turbulência forte. As medidas foram realizadas no eixo central da coluna de plasma (perfil axial) de modo que a investigação é unidirecional e a abcissa Z da Figura 5.4 corresponde às distâncias da sonda à grade de separação. As oscilações observadas na derivada do sinal do analisador de energia (Figura 5.5b) deve-se à varredura manual do potencial da grade de controle do analisador uma vez que o circuito elétrico de varredura fornece tensão máxima de 180 V e portanto, não pôde ser usado para a condição $W_b / T_e = 125$ na qual $W_b \approx 200$ eV.

A Figura 5.6 mostra os espectros de frequência das ondas de Langmuir medidos nas condições $W_b / T_e = 125$ e $n_b / n_0 = 1,2 \times 10^{-3}$ para diferentes posições da câmara alvo ($z = 30, 40$ e 50 cm) a partir dos quais foram obtidos os pontos indicados na Figura 5.4. Estes espectros ilustram a evolução espacial da amplitude das ondas de Langmuir. Para $z=40$ cm a amplitude da oscilação é praticamente máxima. Além da frequência

fundamental das ondas de Langmuir (pico central), podem ser observados seus harmônicos. A excitação dos harmônicos da frequência fundamental das oscilações é observada também através de simulação numérica.

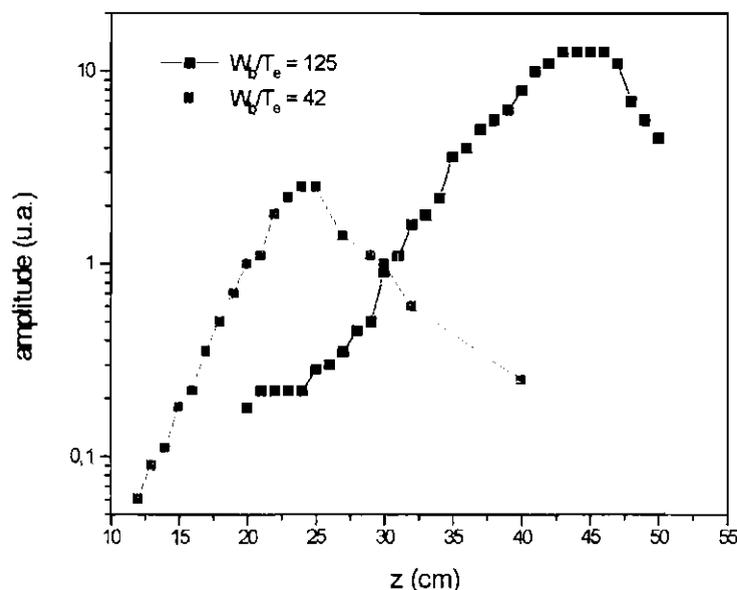


Fig. 5.4 - Perfil axial da amplitude do campo elétrico da onda de Langmuir de frequência 410 MHz para $n_b/n_0 = 1,2 \times 10^{-3}$ e diferentes energias de feixe: $W_b/T_e = 125$ e $W_b/T_e = 42$.

O comprimento de relaxação do feixe corresponde, experimentalmente, à posição na qual se observa a formação do plateau na função distribuição de energia (ver Figura 4.9). Pela Figura 5.5a pode-se observar claramente que para $W_b/T_e = 42$ o comprimento de relaxação é aproximadamente igual a 27 cm , enquanto que para $W_b/T_e = 125$, apesar das flutuações no sinal, este comprimento é maior que 50 cm (nesta distância ainda é possível observar a existência de um feixe bastante largo). Comparando estes valores com as posições de máxima amplitude da onda de Langmuir (Figura 5.4) que para os valores de W_b/T_e igual a 42 e 125 são, respectivamente, 25 e 42 cm , pode-se constatar uma excelente concordância com a previsão teórica, ou seja, no regime quasi-linear o comprimento de relaxação coincide com a posição de

saturação da onda e no regime de turbulência forte o feixe pode se propagar a distâncias maiores que às previstas pela teoria quasi-linear.

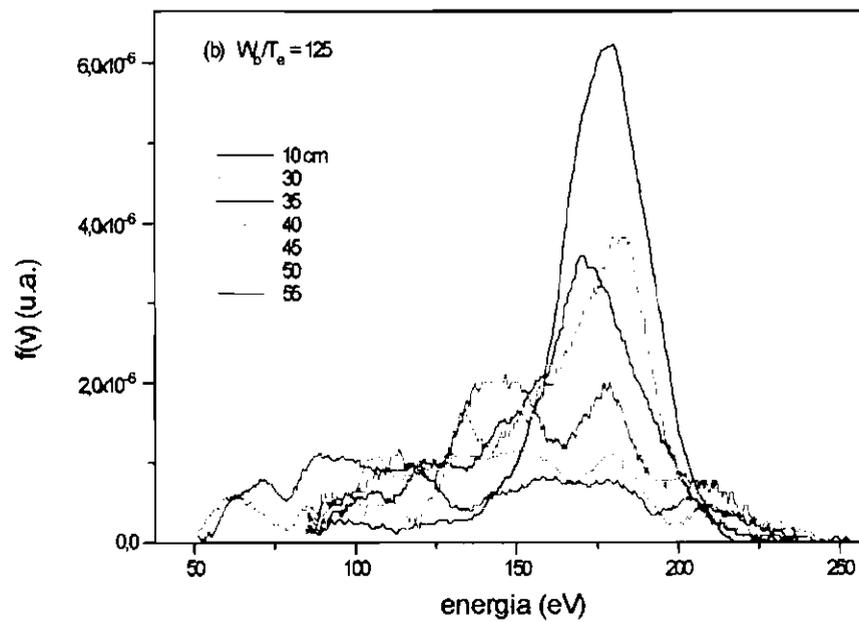
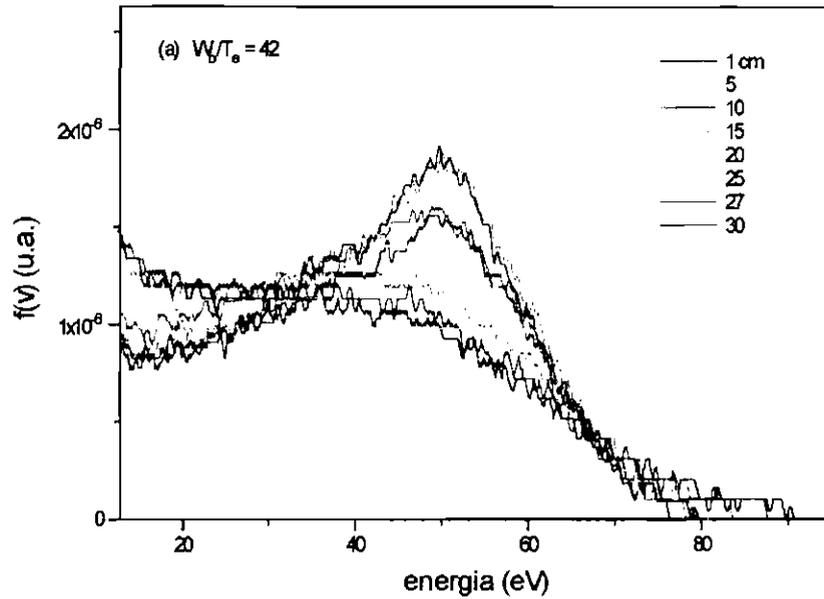


Fig. 5.5 - Evolução axial da função distribuição de energia dos elétrons do feixe para as mesmas condições da figura anterior: (a) $W_b/T_e = 42$ e (b) $W_b/T_e = 125$.

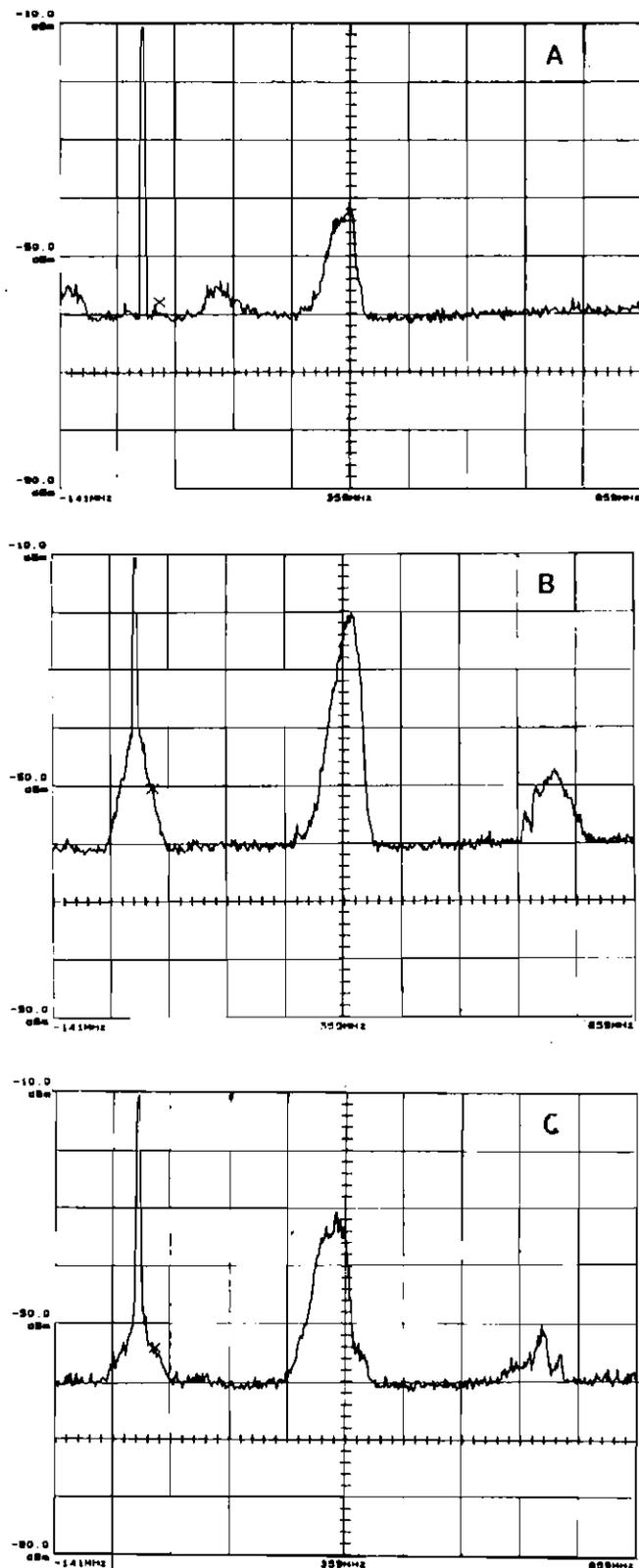


Fig. 5.6 - Espectros de frequência das ondas de Langmuir medidos em diferentes posições na câmara alvo: (a) $z = 30$ cm, (b) $z = 40$ cm e (c) $z = 50$ cm.

As próximas investigações se restringirão à condição de turbulência forte. A Figura 5.7 mostra numa escala expandida o espectro de frequência das oscilações de plasma a uma distância de aproximadamente 45 cm da grade na condição $n_b/n_0 = 1,2 \times 10^{-3}$ e $W_b/T_e = 125$. A frequência principal (410 MHz) mostrada no espectro corresponde a onda excitada pelo feixe de elétrons de frequência próxima à frequência de plasma e número de onda dado pela condição de ressonância da instabilidade $k_0 = \omega_p/v_b$. Neste regime surgem oscilações de alta frequência (centrada em 490 MHz) excitadas pela instabilidade modulacional.

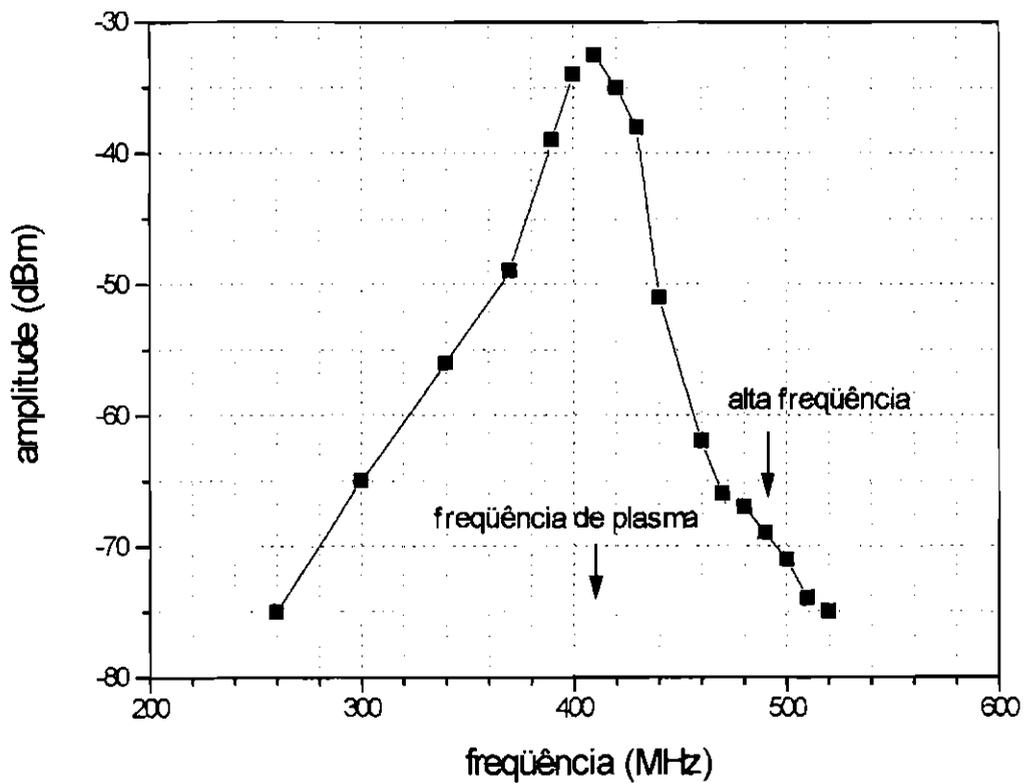


Fig. 5.7 - Espectro de frequência das ondas de Langmuir medido por analisador de espectro.

Experimentalmente, estas oscilações de alta frequência surgem somente no regime de turbulência forte e são excitadas a partir de uma certa distância da grade de separação (observar Figura 5.6) a partir da qual a condição de excitação da instabilidade modulacional é satisfeita.

Considerando a frequência central das oscilações de alta frequência (490 MHz) e usando a relação de dispersão das ondas de Langmuir:

$$\frac{\omega}{\omega_p} = 1 + \frac{3}{2}(k \lambda_D)^2 \quad (5.2)$$

obtem-se para estas oscilações $k \lambda_D \approx 0,3$. Para este valor a taxa de amortecimento de Landau dada pela relação (Nicholson, 1983):

$$\frac{\Gamma_k}{\omega_p} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{1}{(k \lambda_D)^3} \exp[-1/2 k^2 \lambda_D^2 - 3/2] \quad (5.3)$$

é da ordem de $\Gamma_k / \omega_p = 2,0 \times 10^{-2}$. Comparada às taxas de crescimento das ondas de Langmuir que serão calculadas mais adiante, o amortecimento de Landau é bastante eficiente nesta região do espectro e de acordo com a teoria, a energia de turbulência (concentrada nas ondas de alta frequência) é absorvida pelos elétrons do plasma (Prado et al., 1994).

Para ilustrar melhor o surgimento das oscilações de alta frequência neste regime é mostrado na Figura 5.8 a variação da amplitude das oscilações de plasma para as frequências de 410 MHz (curva a) e 490 MHz (curva b) em função da distância à grade.

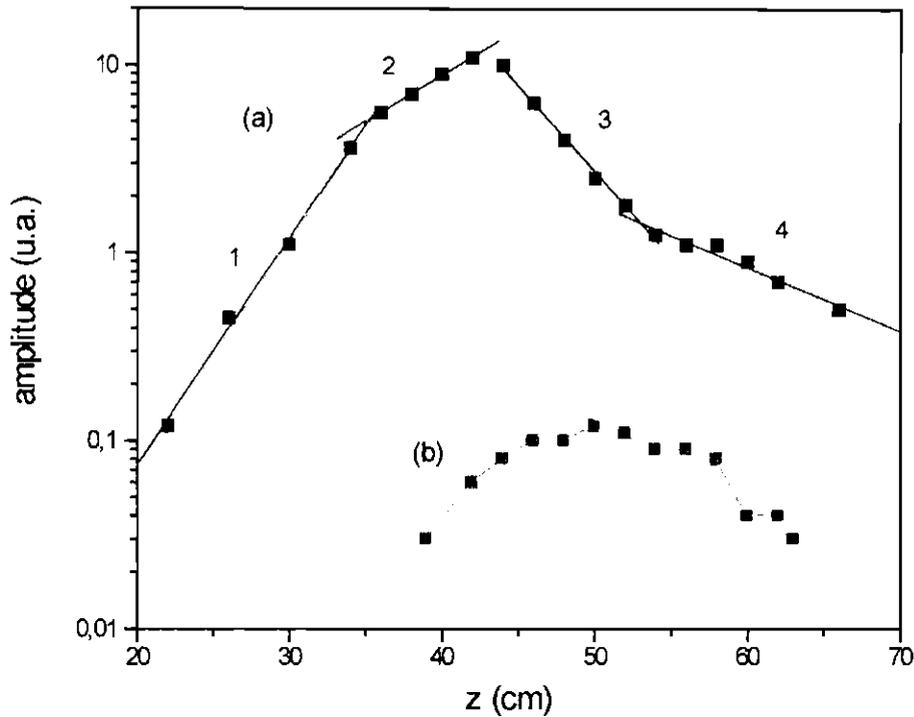


Fig. 5.8 - Perfis axiais da amplitude do campo elétrico das ondas de Langmuir para a condição $n_b/n_0 = 1,2 \times 10^{-3}$ e $W_b/T_e = 125$ em duas frequências distintas: (a) 410 MHz (frequência de plasma) e (b) 490 MHz (alta frequência).

Observa-se através da curva experimental que a evolução espacial da amplitude das ondas de Langmuir (curva a) apresenta 4 regiões distintas (enumeradas de 1 a 4) e está claro que a posição na qual surgem as oscilações de alta frequência (curva b) coincide com o ponto de saturação da onda devido ao desenvolvimento da instabilidade modulacional.

A região 1 da Figura 5.8 mostra o crescimento quasi-linear da onda de Langmuir. A taxa de crescimento temporal γ pode ser estimada através da relação:

$$\gamma = \kappa v_g \quad (5.4)$$

onde κ é a taxa de crescimento espacial e $v_g = 3 v_{te}^2 / v_b$ é a velocidade de grupo das ondas de Langmuir.

Por definição, a taxa de crescimento espacial é $1/\zeta$ onde ζ é a distância na qual a amplitude da onda cresce de um fator $e \approx 2,72$. Conseqüentemente:

$$\frac{\gamma}{\omega_p} = \frac{3}{2} \frac{1}{\bar{\zeta}} \left(\frac{W_b}{T_e} \right)^{-1} \quad (5.5)$$

onde $\bar{\zeta}$ é a distância ζ dada em unidades do comprimento de onda, isto é, normalizada pelo parâmetro v_b / ω_p .

Usando a Equação 5.5, a taxa de crescimento da onda de Langmuir para região 1 é da ordem de $\gamma_1 / \omega_p = 1,1 \times 10^{-3}$ em concordância com a taxa de crescimento teórica (Equação 4.8) que é de $5,0 \times 10^{-4}$ para uma dispersão do feixe $\Delta v / v_b = 0,50$ determinada experimentalmente.

A região 2 mostra uma redução da taxa de crescimento da onda que corresponde ao início da estabilização da interação feixe-plasma. De acordo com os resultados já apresentados, esta estabilização ocorre devido a transferência de energia das ondas em ressonância com o feixe para os modos de alta frequência em consequência do desenvolvimento da instabilidade modulacional.

De acordo com a teoria, a velocidade com que ocorre a dissipação de energia das ondas indutoras é determinada pela “frequência efetiva” (v_{ef}) de espalhamento das ondas pelas flutuações de densidade produzidas pela instabilidade. A frequência v_{ef} define a velocidade com que a energia é transferida para o estado turbulento (cavidades) enquanto que a taxa de crescimento da instabilidade modulacional, γ_M , definida no capítulo anterior, caracteriza a velocidade com que a energia de turbulência

é transferida para as partículas do plasma através do processo de colapso. Considerando que toda energia da onda indutora vai para os modos de alta frequência durante o desenvolvimento da instabilidade, estas duas taxas são iguais e podem ser usadas indiferentemente. Portanto, na região 2, a taxa de crescimento é dada por:

$$\gamma_2 = \gamma_1 - \nu_{ef} \quad (5.6)$$

onde γ_1 é a taxa de crescimento quasi-linear obtida na região 1.

Conhecida a taxa de crescimento γ_2 , que segundo a Equação 5.5 é da ordem de $\gamma_2 / \omega_p = 4,3 \times 10^{-4}$, pode-se determinar a frequência efetiva de espalhamento da onda de Langmuir a partir da Equação 5.6: $\nu_{ef} / \omega_p \approx 6,7 \times 10^{-4}$.

A frequência efetiva de espalhamento pode também ser estimada através da condição de balanço de energia, isto é, o fluxo de energia transferido para as cavidades a partir da onda indutora $\nu_{ef} (E_0^2 / 8\pi n_0 T_e)$ é igual ao fluxo de energia transferido para a onda de alta frequência pelo processo de colapso e absorvido pelos elétrons do plasma $\Gamma_k (W / n_0 T_e)$. Desta condição pode-se escrever:

$$\nu_{ef} = \Gamma_k \frac{W}{E_0^2 / 8\pi} \quad (5.7)$$

onde W é a densidade de energia de turbulência.

Lembrando que $W = \int W_k dk$, a razão entre a densidade de energia de turbulência W e a densidade de energia da onda indutora W_0 é numericamente igual à razão entre as áreas das regiões delimitadas pelo espectro das ondas de Langmuir centradas nas duas frequências: 410 e 490 Mhz. De acordo com a Figura 5.7, esta razão

é aproximadamente igual a $0,05$ e portanto, usando o valor da taxa de amortecimento das oscilações de alta frequência determinada anteriormente, $\Gamma_k / \omega_p = 2,0 \times 10^{-2}$, o valor da frequência efetiva estimada pela Equação 5.7 é da ordem de $\nu_{ef} / \omega_p = 1,0 \times 10^{-3}$.

A concordância entre os valores obtidos a partir do balanço energético e através da taxa de crescimento do campo elétrico da onda parece confirmar que a instabilidade modulacional é realmente o processo responsável pela saturação da instabilidade feixe-plasma.

Quando a frequência efetiva de espalhamento da instabilidade modulacional aumenta ainda mais, a taxa de dissipação de energia da onda indutora supera a taxa de crescimento γ_l levando ao declínio da amplitude da onda de Langmuir (região 3). O amortecimento das ondas por espalhamento pelas próprias partículas do plasma está mostrado na região 4 da Figura 5.8. Este processo nunca deixou de existir durante a evolução da interação feixe-plasma, no entanto pode ser desprezado pois sua taxa de amortecimento é pequena comparada às taxas de crescimento da instabilidade feixe-plasma e de amortecimento da instabilidade modulacional. Pelo gráfico, a taxa de amortecimento nesta região é da ordem de $\gamma_4 / \omega_p = 2,9 \times 10^{-4}$.

Finalmente, ainda com o objetivo de caracterizar as oscilações de alta frequência geradas no regime de turbulência foi medido o espectro de potência $W(k)$ das ondas de Langmuir. Este espectro consiste na dependência da amplitude do sinal medido pelo analisador (que indiretamente fornece a energia da onda) com o número de onda k das oscilações. Conhecido o espectro de frequência (Figura 5.7), o número de onda é determinado através da relação de dispersão da onda de Langmuir. O gráfico da amplitude do campo elétrico das oscilações de alta frequência versus o número de onda k está mostrado na Figura 5.9.

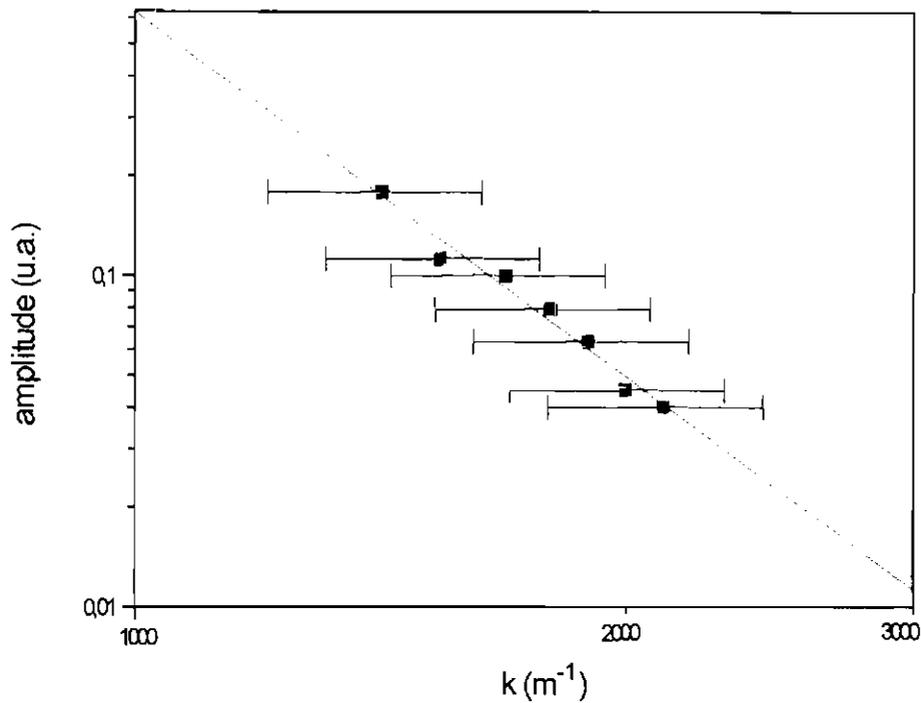


Fig. 5.9 - Espectro de potência das ondas de Langmuir de alta frequência excitadas no regime de turbulência.

A inclinação da reta ajustada aos dados experimentais da Figura 5.9 é aproximadamente igual a -3,5 e, portanto, a dependência espectral da turbulência de Langmuir pode ser escrita na forma:

$$W(k) \propto \frac{I}{k^{7/2}} \quad (5.8)$$

Em suma, as evidências experimentais apresentadas nesta primeira parte do capítulo referentes à investigação do campo elétrico das ondas, indicam que a máquina PQUI dentro de suas condições de trabalho opera em dois regimes distintos, regime quasi-linear e de turbulência forte, de acordo com as regiões de aplicabilidade definidas na Figura 5.3.

A seguir, a investigação da instabilidade será descrita através da evolução do feixe de elétrons. A Figura 5.10 mostra o comprimento de relaxação do feixe em função da razão entre as densidades do feixe e do plasma, n_b / n_0 , para energia do feixe $W_b / T_e = 55$. O comprimento de relaxação está normalizado em relação a v_b / ω_p , isto é, $\bar{\ell} = \ell / (v_b / \omega_p)$. Esta normalização permite representar o comprimento de relaxação em números de comprimento de onda λ das oscilações de plasma, tornando viável a comparação deste parâmetro entre as diferentes condições de operação da máquina. A curva contínua corresponde à dependência teórica entre $\bar{\ell}$ e n_b / n_0 no regime quasi-linear para o valor de energia estudado (Equação 4.10).

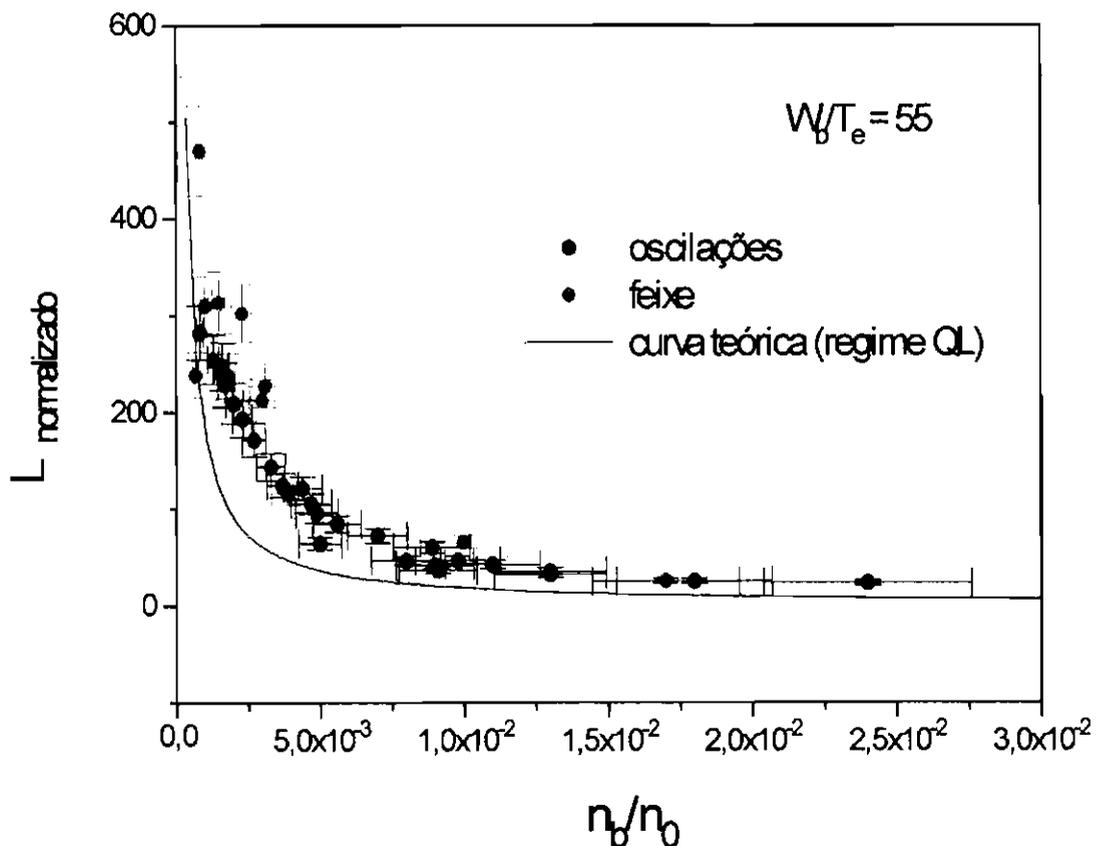


Fig. 5.10 - Comprimento de relaxação do feixe em função da razão entre as densidades do feixe e do plasma para $W_b / T_e = 55$.

Deve-se esclarecer uma vez mais que o comprimento de relaxação corresponde à posição em relação à grade na qual observa-se a dispersão total do feixe de elétrons, isto é, a formação do plateau na função distribuição de energia dos elétrons medida pelo analisador de energia. Portanto, os pontos experimentais do gráfico são obtidos analisando-se a evolução da função distribuição do feixe durante a varredura axial do analisador; o comprimento de relaxação é a distância na qual o "plateau" é observado (ver Figura 5.5). Na Figura 5.10, os valores medidos através deste procedimento estão indicados pelos pontos em vermelho.

Conforme mostrado anteriormente, no regime quasi-linear o comprimento de relaxação coincide com a posição de saturação da energia da onda de Langmuir. Para o regime de turbulência esta relação não é mais válida pois a saturação das oscilações não está mais associada ao relaxamento do feixe. No sentido de investigar esta correlação, foram acrescentados ao gráfico da Figura 5.10 pontos correspondentes às posições nas quais mediu-se, através do analisador de espectro, os valores máximos do campo elétrico das ondas de Langmuir (estes pontos estão indicados pela cor preta).

A Figura 5.10 apresenta uma excelente concordância não apenas entre os dados experimentais e a previsão teórica, mas também entre os valores do comprimento de relaxação do feixe e as posições de máxima amplitude das oscilações. Estes dois resultados somados demonstram que o relaxamento do feixe segue, para esta energia, um comportamento "quasi-linear" em função do parâmetro n_b / n_0 . Este resultado está de acordo com a Figura 5.3, isto é, para $W_b / T_e = 55$, o dispositivo PQUI opera em regime quasi-linear praticamente para todo intervalo de valores n_b / n_0 .

A dependência funcional entre os parâmetros $\bar{\ell}$ e n_b / n_0 pode ser ilustrada de maneira mais clara através de um gráfico com escalas logarítmicas. A Figura 5.11 mostra os dados experimentais da Figura 5.10 em gráfico Di-logarítmico. O ajuste

destes dados define uma reta de inclinação igual a $\alpha \approx -0,9$ comprovando a dependência $\bar{\ell} \propto \left(\frac{n_b}{n_0}\right)^{-1}$ prevista pela teoria (Galeev et al., 1977a).

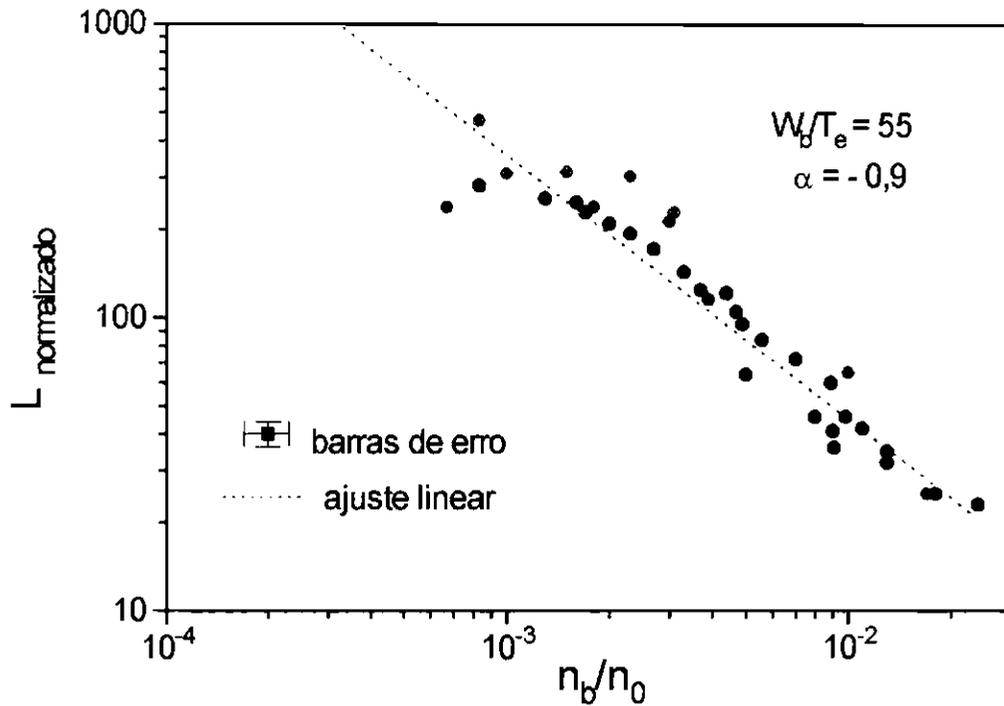


Fig. 5.11 - Gráfico do comprimento de relaxação do feixe em função do parâmetro n_b/n_0 em gráfico Di-logarítmico para $W_b/T_e = 55$.

A Figura 5.12 mostra o comprimento de relaxação do feixe em função do parâmetro n_b/n_0 para $W_b/T_e = 200$. Nesta condição, para $n_b/n_0 > 4,0 \times 10^{-4}$, a interação se desenvolve segundo o regime de turbulência forte (ver Figura 5.3). O intervalo limitado de valores de n_b/n_0 deve-se ao aumento da temperatura de elétrons em função da diminuição da densidade do plasma. De acordo com o funcionamento do sistema, para se obter maiores razões de densidade n_b/n_0 é necessário gerar plasma de baixa densidade e portanto, de alta temperatura. Desta forma, para manter o mesmo valor do parâmetro W_b/T_e seria necessário introduzir um feixe de altíssima energia. Conseqüentemente, nesta condição, as limitações experimentais fizeram com que a

investigação se restringisse a apenas alguns pontos. Na Figura 5.12 a linha contínua vermelha representa a curva teórica para o regime quasi-linear (Equação 4.10) e a linha tracejada azul corresponde ao ajuste linear dos dados experimentais.

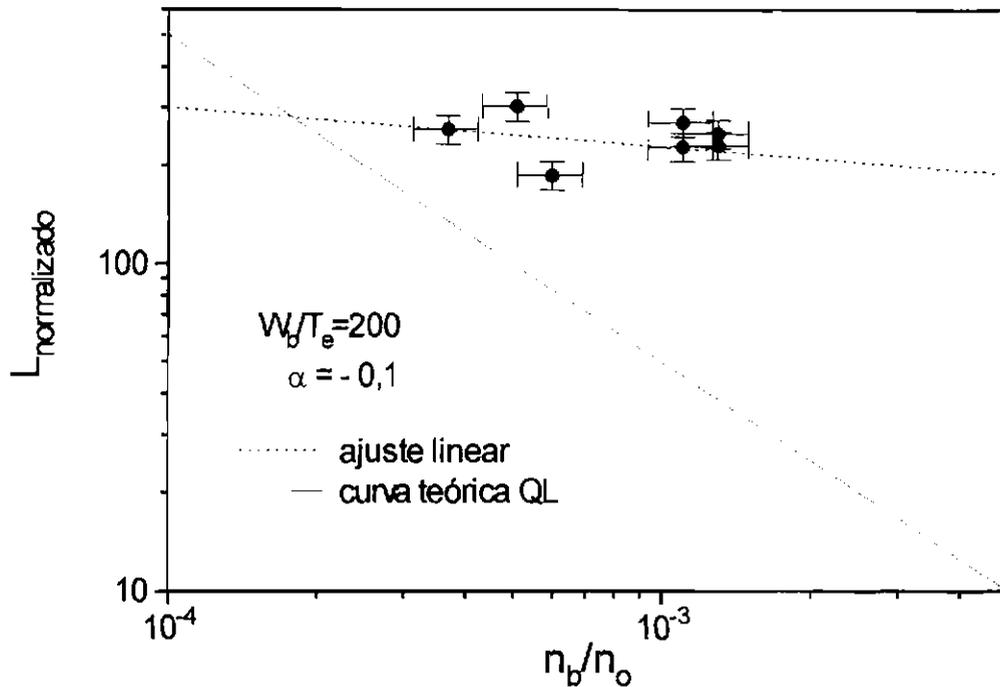


Fig. 5.12 - Gráfico do comprimento de relaxação do feixe em função do parâmetro n_b/n_0 em gráfico Di-logarítmico para $W_b/T_e = 200$.

Observa-se que os dados experimentais diferem consideravelmente do comportamento previsto pela teoria quasi-linear e de acordo com o ajuste linear (inclinação α da reta é da ordem de $-0,1$) pode-se dizer que para $W_b/T_e = 200$ o comprimento de relaxação do feixe é independente do parâmetro n_b/n_0 . Qualitativamente, este resultado está de acordo com a dependência teórica definida pela Equação 4.25 (região II da Figura 4.12); porém em valores absolutos, os comprimentos de relaxação são, pelo menos, uma ordem de magnitude menores que os obtidos pela teoria não-linear.

Este fato enfatiza as restrições quanto à aplicabilidade da teoria na descrição quantitativa da interação feixe-plasma conforme discutido no final do Capítulo 4 e ao mesmo tempo reforça a proposta desta dissertação que é a de realizar uma investigação completa, ainda que qualitativa, da evolução da interação. Neste sentido a descrição teórica é perfeitamente aplicável.

A seguir serão apresentadas as medidas do comprimento de relaxação do feixe em função da energia normalizada pela temperatura de elétrons W_b / T_e mantendo a razão n_b / n_0 constante. Os resultados obtidos a partir desta investigação para quatro diferentes valores de n_b / n_0 : $6,5 \times 10^{-4}$, $1,4 \times 10^{-3}$, $7,0 \times 10^{-3}$ e $1,8 \times 10^{-2}$ estão mostrados na Figura 5.13. As curvas contínuas representam a dependência teórica entre os parâmetros $\bar{\ell}$ e W_b / T_e prevista pelo regime quasi-linear (Equação 4.10) para as respectivas razões de densidades.

Os pontos experimentais dos gráficos da Figura 5.13 parecem mostrar que o processo de relaxamento do feixe de elétrons (que por sua vez define o regime de operação do sistema) não está somente associado à intensidade do parâmetro W_b / T_e conforme os limites obtidos anteriormente (ver Figura 5.3), mas apresenta uma forte dependência com o parâmetro n_b / n_0 . Observa-se através dos gráficos que para baixa energia de feixe, independente da razão de densidades, a interação se desenvolve segundo o regime quasi-linear. Este fato é verificado através da boa concordância entre os dados experimentais e a curva teórica.

No entanto, quando se injeta feixes de maior energia na câmara alvo, o desenvolvimento do sistema para um regime não-linear torna-se dependente do parâmetro n_b / n_0 . Observa-se que para $n_b / n_0 < 1,0 \times 10^{-3}$, o comprimento de relaxação do feixe diverge rapidamente da curva teórica à medida que a energia aumenta, indicando que processos não-lineares estariam regendo o processo de relaxamento do feixe; enquanto que para razões de densidades maiores, o sistema

parece permanecer em regime quasi-linear apesar do limiar mostrado na Figura 5.3 ter sido alcançado. Para estas condições de operação, o desenvolvimento livre da instabilidade modulacional seria possível se a energia do feixe fosse superior às obtidas na configuração atual da máquina ($W_b \leq 400 \text{ eV}$). Esta forte dependência com o parâmetro n_b / n_0 é compreendida quando se investiga as taxas de crescimento das instabilidades envolvidas no processo e esta discussão será apresentada mais adiante.

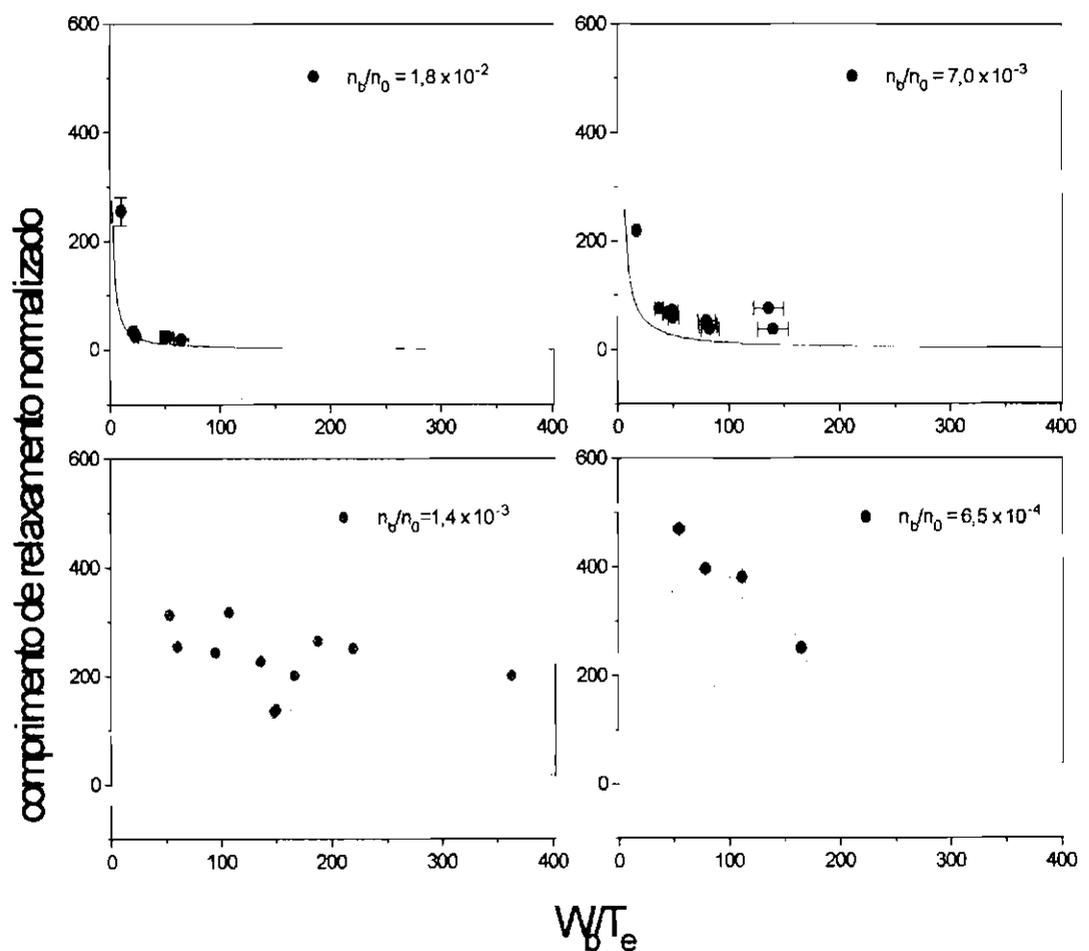


Fig. 5.13 - Comprimento de relaxação do feixe em função do parâmetro W_b / T_e para diferentes valores de n_b / n_0 : $6,5 \times 10^{-4}$, $1,4 \times 10^{-3}$, $7,0 \times 10^{-3}$ e $1,8 \times 10^{-2}$.

No sentido de interpretar melhor os resultados experimentais apresentados acima, estimou-se o valor da densidade de energia das ondas de Langmuir ressonantes com os elétrons do feixe (ondas indutoras) para diferentes condições de operação do sistema. Esta investigação tem por objetivo comparar a densidade de energia das ondas com o valor limiar para excitação da instabilidade modulacional definido pela Equação 4.12. A estimativa da densidade de energia das ondas de Langmuir foi realizada através de diferentes métodos. Num primeiro método puramente teórico, a energia das ondas foi calculada através da Equação 4.9 que define a energia de saturação das oscilações no modelo quasi-linear para um feixe de elétrons morno. Para as diferentes razões de densidade n_b / n_0 , adotando inicialmente $W_b / T_e = 55$, os valores da densidade de energia normalizados em relação a densidade de energia térmica do plasma $\bar{W}_0 = E_0^2 / 8\pi n_0 T_e$ encontram-se no intervalo $0,1 < \bar{W}_0 < 3,0$.

Num segundo método, a densidade de energia das ondas excitadas pelo feixe foi estimada através da expressão geral do comprimento de relaxação do feixe num regime quasi-linear (Karfidov e Lukina, 1997):

$$\ell = \frac{v_b}{\omega_p} \frac{W_b}{T_e} \frac{8\pi n_0 T_e}{E_0^2} \quad (5.9)$$

ou simplesmente,

$$\bar{W}_0 = \frac{1}{\ell} \frac{W_b}{T_e} \quad (5.10)$$

isto é, a densidade de energia das ondas indutoras pode ser obtida através do comprimento de relaxação experimental.

Neste caso, usando os parâmetros experimentais do sistema feixe-plasma e as medidas do comprimento de relaxação, obtém-se $0,2 < \bar{W}_0 < 2,5$. Este intervalo concorda com os resultados anteriores. Os valores calculados prevêm que o campo

elétrico das oscilações deve ser da ordem de $10^3 - 10^4$ V/m que corresponde aos valores encontrados através de simulação por partículas usando as mesmas condições experimentais.

Porém, os valores obtidos para a densidade de energia das ondas de Langmuir excedem em uma a duas ordens de magnitude o valor limiar para excitação da instabilidade modulacional, supondo que o número de onda das oscilações seja definido pela condição de ressonância $k_0 = \omega_p / v_b$. Isto quer dizer que a intensidade das ondas de Langmuir, segundo as evidências apresentadas, seria suficiente para excitar a modulação na densidade de plasma mesmo nestas condições em que as características do sistema se comportam de forma quasi-linear ($W_b / T_e = 55$).

Uma primeira explicação para esta aparente incoerência é que a teoria, através da Equação 5.10, não prevê perdas de energia e, portanto, a energia das ondas deve ser menor do que a estimada. Outra possível explicação seria que embora a condição para excitação da instabilidade modulacional seja satisfeita, ela não é suficiente uma vez que não considera a eficiência do processo, isto é, a velocidade com que a energia da onda indutora é transferida para o modo de alta frequência em relação à transferência de energia do feixe para as ondas de Langmuir através da interação feixe-plasma. A eficiência dos processos é definida pela taxa de crescimento das instabilidades e portanto, para que instabilidade modulacional se desenvolva livremente é necessário, também, que sua taxa de crescimento supere a taxa de crescimento da instabilidade feixe-plasma.

A seguir, serão realizadas algumas especulações que complementam a teoria de Galeev et al. (1975, 1976, 1977a,b) e ajudam a definir as condições para as quais o desenvolvimento “livre” da instabilidade modulacional é possível. Estas especulações esclarecem as discrepâncias apresentadas acima. A teoria diz que a taxa de crescimento da instabilidade modulacional γ_{MI} é proporcional à chamada energia de turbulência

$W / n_0 T_e$ (Equação 4.21) que consiste na energia das ondas de Langmuir aprisionadas nas cavidades durante o desenvolvimento do processo de colapso. Em outras palavras a energia de turbulência determina a eficiência da transferência de energia das oscilações de grandes comprimentos de ondas (região do espectro das ondas de Langmuir denominada de região “fonte”) para as oscilações de pequenos comprimentos de onda (região de “absorção”).

De acordo com a teoria, durante o desenvolvimento de um estado de turbulência, não apenas as oscilações excitadas pelo feixe de elétrons em $k_0 = \omega_p / v_b$, mas também toda a energia do espectro de turbulência pode agir como indutora para excitação de nova instabilidade. Os autores afirmam inclusive, que após um período de tempo suficientemente grande, a maior parte da energia acumulada durante o processo de turbulência provém desta região do espectro denominada região “inercial”, de modo que a energia de turbulência excede a energia da onda de Langmuir indutora (ressonante com o feixe): $W > W_0$. Segundo Galeev et al. (1977a) a densidade de energia de turbulência pode ser obtida em função da intensidade da onda indutora através da expressão:

$$\frac{W}{n_0 T_e} \approx \frac{m_i}{m_e} \alpha^2 \left(\frac{E_0^2}{8 \pi n_0 T_e} \right)^2 \quad (5.11)$$

onde α é um coeficiente numérico e que de acordo com simulação computacional vale $1/3$.

Portanto, de modo geral, seria natural afirmar que no estado de turbulência, $\gamma_{MI} > \gamma_{bp}$, isto é, a taxa de crescimento da instabilidade modulacional é maior que a taxa de crescimento da instabilidade feixe-plasma. A grande dissipação de energia causada pela instabilidade modulacional, conseqüentemente, leva as ondas de Langmuir em ressonância com o feixe a saturar no valor limiar.

No entanto, as observações experimentais obtidas na PQUI não apresentam esta saturação. Resultados recentes de outro experimento com parâmetros similares aos usados na PQUI mostram o mesmo comportamento (Karfidov e Lukina, 1997): a densidade de energia da onda de Langmuir indutora é superior à energia de turbulência. Este resultado indica que a taxa de crescimento da instabilidade modulacional, nestas condições, é pequena e que portanto, a dissipação de energia das ondas indutoras não é tão eficiente. Em outras palavras, pode-se dizer que o acúmulo de energia na região inercial não é um processo efetivo durante o desenvolvimento da turbulência no dispositivo PQUI e conseqüentemente, a energia absorvida pelos elétrons do plasma no estágio final da instabilidade é praticamente igual a própria energia das ondas indutoras. Como será mostrado a seguir, deste balanço energético deriva-se a condição para qual a instabilidade modulacional pode se desenvolver livremente.

O fluxo de energia transferido para turbulência a partir do feixe de elétrons é dado pelo produto $\gamma_{bp} (E_0^2 / 8 \pi n_0 T)$ e o fluxo de energia transportado pelas cavidades em colapso para a região de absorção do espectro é dados por $\gamma_{MI} (E_0^2 / 8 \pi n_0 T)$. Usando as Equações 4.8 e 4.21, o balanço energético nas condições discutidas acima estabelece a seguinte condição:

$$2 \left(\frac{n_b}{n_0} \right)^2 \left(\frac{v_b}{\Delta v_b} \right)^4 \approx \frac{m_e}{m_i} \frac{W}{n_0 T_e} \quad (5.12)$$

ou, adotando $\Delta v_b / v_b \approx 1$:

$$\frac{W}{n_0 T_e} \approx 2 \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{n_b}{n_0} \right)^2 \quad (5.13)$$

A Equação 5.13 define a energia de turbulência mínima acumulada na região inercial para que $\gamma_{MI} \geq \gamma_{bp}$ e que de acordo com as hipóteses assumidas, depende da razão entre as densidades do feixe e do plasma. Usando os parâmetros experimentais

descritos na Figura 5.10 e considerando a energia de turbulência igual a energia obtida pela Equação 5.10, esta condição é satisfeita quando $n_b / n_0 \approx 1 \times 10^{-3}$. Para razões de densidades maiores, obtém-se:

$$\frac{W}{n_0 T_e} < 2 \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{n_b}{n_0} \right)^2 \quad (5.14)$$

ou seja,

$$\gamma_{MI} < \gamma_{bp} \quad (5.15)$$

Nestas condições, a instabilidade modulacional não seria um processo eficiente de dissipação de energia, o que justifica a grande energia das oscilações excitadas pelo feixe de elétrons. Deste modo, os processos quasi-lineares continuariam a governar o relaxamento do feixe durante o desenvolvimento da interação.

Esta especulação concorda com os resultados mostrados na Figura 5.13. Pode-se observar claramente que nas condições para as quais $n_b / n_0 \leq 1,4 \times 10^{-3}$, os dados experimentais divergem da curva quasi-linear. Nestas condições os efeitos da instabilidade modulacional podem ser observados no sistema. Por outro lado, para maiores valores de n_b / n_0 , o relaxamento do feixe continua a seguir o comportamento previsto pela teoria quasi-linear.

Em suma, os resultados experimentais mostram que, embora o limiar da instabilidade modulacional $3(k_0 \lambda_D)^2$ seja alcançado, esta condição não é suficiente para conduzir o sistema feixe-plasma a um regime não-linear. A condição $\gamma_{MI} \geq \gamma_{bp}$ também deve ser satisfeita para que a instabilidade modulacional prevaleça sobre a instabilidade quasi-linear.

Finalmente, a Figura 5.14 mostra o comprimento de relaxação do feixe em função da razão n_b / n_0 medidos em descarga com gás hélio para $W_b / T_e = 50$ e 100 . As retas contínuas correspondem ao ajuste dos pontos experimentais e suas inclinações,

-1,4 e -1,0, respectivamente, indicam uma dependência de acordo com a teoria quasi-linear. No entanto para $W_b / T_e = 100$ observa-se claramente uma mudança no comportamento do relaxamento do feixe para $n_b / n_0 > 5,0 \times 10^{-3}$. Apesar do número reduzido de pontos, observa-se que a partir desta condição o comprimento de relaxação do feixe torna-se independente da razão de densidades como é previsto pela teoria não-linear. Em descargas com hélio, a evolução para um regime de turbulência forte para valores de energia do feixe ainda modestos é explicada uma vez que a taxa de crescimento da instabilidade modulacional é inversamente proporcional à massa atômica dos íons (ver Equação 4.21) e conseqüentemente, satisfaz mais facilmente a condição $\gamma_{MI} \geq \gamma_{bp}$.

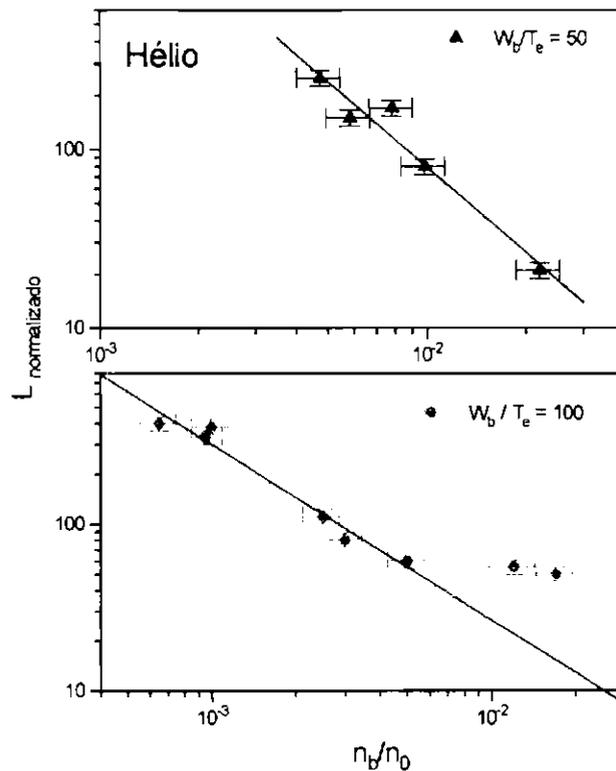


Fig. 5.14 - Comprimento de relaxação do feixe em função do parâmetro n_b/n_0 para diferentes energias de feixe: $W_b/T_e = 50$ e 100 .

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

Os resultados experimentais apresentados neste trabalho estão resumidos a seguir:

1) Nas condições de operação da PQUI a interação feixe-plasma desenvolve-se praticamente segundo regime cinético (feixe morno). O regime hidrodinâmico pode ser estabelecido em determinadas regiões da câmara para razões de densidade n_b/n_0 elevadas e principalmente quando a energia do feixe é suficientemente alta. Para energia $W_b \approx 200 \text{ eV}$ a máquina PQUI opera em regime hidrodinâmico para $n_b/n_0 \geq 7,0 \times 10^{-3}$.

2) O desenvolvimento da instabilidade feixe-plasma na PQUI ocorre em dois estágios distintos: no estágio inicial o crescimento das ondas de Langmuir segue um regime quasi-linear no qual $W \propto (W_b/T_e)^2$ para n_b/n_0 constante. Quando W_b/T_e atinge um certo valor limiar, efeitos não-lineares começam a reger o desenvolvimento da interação e a instabilidade feixe-plasma satura-se. O limiar no qual observa-se a transição do regime quasi-linear para o regime não-linear está definido na Figura 5.3 e concorda com a teoria de Galeev et al. (1977a).

3) No regime quasi-linear, a saturação da instabilidade feixe-plasma ocorre devido ao relaxamento total do feixe e, conseqüentemente, seu comprimento de relaxação coincide com a posição na qual observa-se a máxima intensidade da onda de Langmuir seguindo o comportamento previsto pela teoria. No regime não-linear, há o desacoplamento entre o feixe e as ondas por ele excitadas de modo que este pode se propagar a distâncias maiores pelo plasma em relação à posição de saturação, sem sofrer qualquer perturbação.

4) A “instabilidade modulacional” é o processo não-linear responsável pela supressão da instabilidade feixe-plasma, isto é, o sistema evolui para o regime de “turbulência forte”. Esta afirmação é sustentada pelo surgimento de oscilações de alta frequência ($k\lambda_D \approx 0,3$) na mesma posição da câmara alvo onde se observa a saturação das ondas indutoras ($k_0 = \omega_p / v_b$). A frequência efetiva de espalhamento das ondas de Langmuir pela instabilidade modulacional é $\nu_{ef} / \omega_p \approx 7,0 \times 10^{-4}$; este valor concorda com o valor obtido através do balanço energético.

5) O espectro de frequência de turbulência das ondas de Langmuir é da forma: $W(k) \propto 1 / k^{7/2}$.

6) As medidas do comprimento de relaxação em função do parâmetro n_b / n_0 no regime quasi-linear estão em perfeito acordo com a teoria proposta por Galeev et al. (1977). No regime de turbulência forte a concordância é apenas qualitativa: observa-se que o comprimento de relaxação medido é maior que os previstos quando a instabilidade modulacional não é excitada.

7) Para que os efeitos da instabilidade modulacional passem a reger, efetivamente, a evolução da interação feixe-plasma é necessário que não apenas a condição para excitação da instabilidade modulacional $W_0 = 3 (k_0 \lambda_D)^2$ seja satisfeita, mas também que a taxa de crescimento da instabilidade modulacional supere a taxa de crescimento da instabilidade feixe-plasma, isto é, $\gamma_{MI} \geq \gamma_{bp}$. Para energias altas de feixe esta condição é facilmente alcançada; porém para energias modestas (condições de operação da PQUI), de acordo com as evidências observacionais, esta condição é satisfeita quando a energia de turbulência atinge um valor mínimo definido pela expressão:

$$\frac{W}{n_0 T_e} \approx 2 \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{n_b}{n_0} \right)^2$$

Em outras palavras, o desenvolvimento livre da instabilidade modulacional não depende apenas da energia do feixe de elétrons, mas apresenta, também, uma forte dependência com o parâmetro n_b / n_0 . Por exemplo, para um valor de energia de feixe constante e igual a 55 eV , esta condição é satisfeita quando $n_b / n_0 \leq 1,0 \times 10^{-3}$, em concordância com os resultados mostrados na Figura 5.13.

8) Em descargas com gás hélio, a condição de evolução do sistema para um regime de turbulência forte é alcançada para valores mais modestos de energia do feixe. A condição $\gamma_{MI} \geq \gamma_{bp}$ é mais facilmente alcançada pois a taxa de crescimento da instabilidade modulacional é inversamente proporcional à massa atômica dos íons.

Em suma, os resultados apresentados neste trabalho constituem os primeiros esforços no sentido de estudar e compreender o desenvolvimento do regime de turbulência em plasma. Estes resultados ainda estão longe de fornecer uma caracterização completa do fenômeno e é evidente que novas investigações experimentais e novos diagnósticos devem ser desenvolvidos num futuro próximo para que este trabalho possa ser considerado completo. Dentre os trabalhos futuros a serem realizados, podem-se destacar:

- Medida minuciosa do comprimento de onda das oscilações de plasma através de método interferométrico (em andamento).
- Investigação mais detalhada do comportamento da interação feixe de elétrons-plasma em descargas com gases de átomos menos massivos: hélio e hidrogênio.
- Estudar a interação do plasma com feixes de elétrons mais energéticos, por exemplo, de energia até 1 keV . Não se esquecendo que nestas condições o isolamento elétrico da câmara começa a ficar comprometido.

- Estudo da aceleração e aquecimento dos elétrons do plasma durante o desenvolvimento da instabilidade.
- Investigar a interação do plasma com um feixe pulsado de elétrons para estudar a evolução temporal da instabilidade.
- E finalmente uma vez que o objetivo final deste trabalho e sua maior motivação é compreender os vários fenômenos observados como resultado de interação feixe-plasma espacial, deve-se adaptar o dispositivo PQUI de maneira a produzir plasma com as características dos plasmas observados no espaço e, neste sentido, é fundamental a investigação do comportamento da instabilidade na presença de campo magnético.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Arion, D. N.; Ellis, R. F. New electron energy analyzer for magnetized plasmas. *Rev. Sci. Instrum.*, **53** (7): 1032-1037, 1982.

Bailüing, H.; Nakamura, Y. Observation of modulational instability in a multi-component plasma with negative ions. *J. Plasma Phys.*, **50** (2): 231-242, 1993.

Berk, H. L.; Nielsen, C. E.; Roberts, K. V. Phase space hydrodynamics of equivalent nonlinear systems: experimental and computational observations. *Phys. Fluids*, **13** (4): 980-995, 1970.

Bittencourt, J. A. *Fundamental of plasma physics*. New York, Pergamon Press, 1986.

Bohm, D.; Gross, E. P. Theory of plasma oscillations. A. Origin of medium-like behavior. *Phys. Rev.*, **75** (12): 1851-1864, 1949a.

Bohm, D.; Gross, E. P. Theory of plasma oscillations. B. Excitation and damping of oscillations. *Phys. Rev.*, **75** (12): 1864-1876, 1949b.

Böhm, C.; Perrin, J. Retarding-field analyzer for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low-pressure radio frequency discharges. *Rev. Sci. Instrum.*, **64** (1): 31-44, 1993.

Brejzman, B. N.; Ryutov, D. D. Powerful relativistic electron beams in plasma and in a vacuum. *Nucl. Fusion*, **14** (6): 873-907, 1974.

Campos, E. D. *Geração e detecção de ondas de Langmuir em um plasma quiescente confinado por campo multi-dipolo magnético*. (Tese de Mestrado em Ciências) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica. São José dos Campos, ITA, 1991.

Carlson, C. W.; Ergun, R. E.; Hudson, M. K. Observations of beam generated upper hybrid waves parametrically decaying to whistlers. *Eos. Trans. AGU*, **58**: 1214, 1977.

Chen, F. F. *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. New York, Plenum Press, 1984.

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): 1348-1351, 1982.

Cheung, P. Y.; Wong, A. Y. Nonlinear evolution of electron-beam-plasma interactions. *Phys. Fluids*, **28** (5): 1538-1548, 1985.

Cloutier, P.A.; Anderson, H. R.; Park, R.J.; Vondrak, R. R.; Spiger, R. J.; Sandel, B. R. Detection of geomagnetically aligned currents associated with an auroral arc. *J. Geophys. Res.*, **75** (13): 2595-2600, 1970.

Cummings, W. D.; Dessler, A. J. Field-aligned currents in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **72** (3): 1007-1013, 1967.

Davies, K. *Ionospheric Radio Propagation*. Washington, U.S. Government Printing Office, 1965.

Dawson, J. On Landau damping. *Phys. Fluids*, **4** (7): 469-874, 1961.

Dawson, J. M.; Shanny, R. Some investigations of non-linear behavior in one-dimensional plasmas. *Phys. Fluids*, **11** (7): 1506-1523, 1968.

DeNeef, C. P.; Theiss, A. J. Effect of finite analyzer size on the distribution functions measured in field-free plasmas. *Rev. Sci. Instrum.*, **50** (3): 378-381, 1979.

Do Prado, F.; Alves, M. V.; Karfidov, D.; Ueda, M.; Ferreira, J. L. Stabilization of electron beam-plasma interaction in a Langmuir turbulence regime. In: International Conference on Plasma Physics, Foz do Iguaçu, Brazil, 1994. *Proceedings*. São José dos Campos, INPE, 1994, v. 3, p. 217 - 220.

Do Prado, F.; Alves, M. V.; Dallaqua, R. S.; Karfidov, D. Measurements of beam relaxation length in an electron beam plasma experiment. *Brazilian J. Phys.*, **27** (4): 481-487, 1997.

Drummond, W. E.; Malmberg, J. H.; O'Neil, T. M.; Thompson, J. R. Nonlinear development of the beam-plasma instability. *Phys. Fluids*, **13** (9): 2422-2425, 1970.

Ergun, R. E., Carlson, C. W., McFadden, J. P., Clemmons, J. H.; Boëhm, M. H. Langmuir wave growth and electron bunching: results from a wave-particle correlator. *J. Geophys. Res.*, **96** (A1): 225-238, 1991.

Farley, D.T. A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, **68** (22): 6083-6097, 1963.

Farley, D.T.; Balsley, B.B. Instabilities in the Equatorial Electrojet. *J. Geophys. Res.*, **78** (1): 227-239, 1973.

Ferreira, J. L. *Fenômenos acústicos-iônicos lineares e não-lineares em descargas multi-dipolo magnéticas*. (Tese de doutorado em Física de Plasmas) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. São José dos Campos, 1986. 178p. (INPE-4100-TDL/257).

- Ferreira, J. L.; Ludwig, G. O.; Montes, A. Experimental investigation of ion-acoustic double-layers in the electron flow across multidipole magnetic fields. *Plasma Phys. Contr. Fusion*, **33** (4): 297-311, 1991.
- Galeev, A. A.; Sagdeev, R. Z.; Sigov, Yu. S.; Shapiro, V. D.; Shevchenko, V. I. Nonlinear theory for the modulation instability of plasma waves. *Sov. J. Plasma Phys.*, **1** (1): 5-10, 1975.
- Galeev, A. A. *JETP Lett.*, **24**: 21, 1976.
- Galeev, A. A.; Sagdeev, R. Z.; Shapiro, V. D.; Shevchenko, V. I. Relaxation of high-current electron beams and the modulational instability. *Sov. Phys. JETP*, **45** (2): 266-271, 1977a.
- Galeev, A. A.; Sagdeev, R. Z.; Shapiro, V. D.; Shevchenko, V. I. Langmuir turbulence and dissipation of high-frequency energy. *Sov. Phys. JETP*, **46** (4): 711-720, 1977b.
- Gentle, K. W.; Roberson, C. W. Observations of the beam-plasma instability. *Phys. Fluids*, **14** (12): 2780-2782, 1971.
- Gentle, K. W.; Lohr, J. Phase-space evolution of a trapped electron beam. *Phys. Rev. Lett.*, **30** (3): 75-77, 1973.
- Goldman, M. V. Progress and problems in the theory of type III solar radio emission. *Solar Phys.*, **89**: 403-442, 1983.
- Goldman, M. V. Strong turbulence of plasma waves. *Rev. Mod. Phys.*, **56** (4): 709-735, 1984.

- Gurnett, D. A.; Frank, L. A. Electron plasma oscillation associated with type III radio emissions and solar electrons. *Solar Phys.*, **45**: 477-493, 1975.
- Gurnett, D. A.; Anderson, R. R.; Scarf, F. L.; Kurth, W. S. The heliocentric variation of plasma oscillations associated with type III radio bursts. *J. Geophys. Res.*, **83** (A9): 4147-4152, 1978.
- 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, 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, 1993.
- Hasegawa, A. Theory of longitudinal plasma instabilities. *Phys. Rev.*, **169** (1): 204-214, 1968.
- Hasegawa, A. *Plasma instabilities and nonlinear effects*. New York, Springer-Verlag, 1975.
- Hayashi, N.; Tanaka, M.; Shinohara, S.; Kawai, Y. Excitation mechanism of standing waves produced by electron beam plasma instability. *Phys. Plasmas*, **2** (10): 3582-3587, 1995.
- Hemenway, C. L.; Henry, R. N.; Caulton, M. *Physical electronics*. New York, John Wiley & Sons, 1962.
- Hershkowitz, N. How Langmuir probes work. In: Auciello, O.; Flamm, D. L., ed. *Plasma diagnostics*. New York, Academic Press, 1989. v. 1, p. 113 - 183.

- 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, 1995.
- Ikezi, H.; Taylor, R. J.; Baker, D. D. Formation and interaction of ion-acoustic solitons. *Phys. Rev. Lett.*, **25** (1): 11-14, 1970.
- Ikesi, H.; Chang, R. P. H.; Stern, R. A. Nonlinear evolution of the electron-beam-plasma instability. *Phys. Rev. Lett.*, **36** (17): 1047-1051, 1976.
- Ingram, S. G.; Braithwaite, N. St. J. Ion and electron energy analysis at a surface in a RF discharge. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **21**: 1496-1503, 1988.
- Jenkins, G. M.; Watts, D. G. *Spectral analysis and its applications*. São Francisco, CA, Holden-Day Inc., 1968.
- Johnsen, H.; Pécseli, H. L.; Trulsen, J. Conditional edgies in plasma turbulence. *Phys. Fluids*, **30** (7): 2239-2254, 1987.
- Jones, R. Optimization and performance of electrostatic particle analyzers. *Rev. Sci. Instrum.*, **49** (1): 21-23, 1978.
- Karchenko, I. F. *Nucl. Fusion Suppl. Pt.*, **3**: 1101, 1962.
- Karfidov, D.; Lukina, N. A. Electrical fields in plasma with strong Langmuir turbulence. Aceito para publicação no *Phys. Lett. A.*, 1997.
- Kasuya, T.; Tanaka, M.; Komori, A.; Kawai, Y. Observation of subharmonic waves in a electron beam plasma system. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **59** (11): 3931-3936, 1990.

- Kellogg, P. J.; Monson, S. J.; Whalen, B.A. Rocket observation of high frequency waves over a strong aurora. *Geophys. Res. Lett.*, **5** (1): 47-50, 1978.
- Kim, H. C.; Stenzel, R. L.; Wong, A. Y. Development of cavitons and trapping of rf field. *Phys. Rev. Lett.*, **33** (15): 886-889, 1974.
- Küdyan, H. M. Interpretation of electrostatic energy analyzer data of a flowing plasma. *Rev. Sci. Instrum.*, **49** (1): 08-10, 1978.
- Langmuir, I. *Phys. Rev.*, **26**: 585-613, 1925.
- Langmuir, I.; Mott-Smith, H. M. The theory of collectors in gases discharges. *Phys. Rev.*, **28**: 727-739, 1926.
- Leung, K. N.; Samec, T. K.; Lamm, A. Optimization of permanent magnet plasma confinement. *Phys. Lett.*, **51**: 490-491, 1975.
- Leung, K. N.; Hershkowitz, N.; Mackenzie, K. R. Plasma confinement by localized cusp. *Phys. Fluids*, **19** (7): 1045-1053, 1976.
- Leung, P.; Tran, 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, 1982.
- 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.

- Ludwig, G. O.; Ferreira, J. L. Observation of ion-acoustic rarefaction solitons in a multicomponent plasma with negative ions. *Phys. Rev. Lett.*, **52** (4): 275-278, 1984.
- McFadden, J. P.; Carlson, C. W.; Boëhm, M. H. High frequency waves generated by auroral electrons. *J. Geophys. Res.*, **91** (A11): 12079-12088, 1986.
- McFarland, M. D.; Wong, A. Y. Spectral content of strong Langmuir turbulence in the beam plasma interaction. *Phys. Plasmas*, **4** (4): 945-955, 1997.
- Malmberg, J. H.; Wharton, C. B. Spatial growth of waves in a beam-plasma system. *Phys. Fluids*, **12** (12): 2600-2606, 1969.
- Melrose, D. B. *Instabilities in space and laboratory plasmas*. Cambridge, University Press, 1986.
- Mizuno, K.; Tanaka, S. Experimental observation of nonlinear wave-particle interactions in a weak cold beam-plasma system. *Phys. Rev. Lett.*, **29** (1): 45-48, 1972.
- Molvik, A. W. Large acceptance angle retarding-potential analyzers. *Rev. Sci. Instrum.*, **52** (5): 704-711, 1981.
- Morales, G. J.; Lee, Y. C. Effect of localized electric fields on the evolution of the velocity distribution function. *Phys. Rev. Lett.*, **33** (26): 1534-1537, 1974.
- Morales, G. J.; Lee, Y. C. Spiky turbulence generated by a propagating electrostatic wave of finite spatial extent. *Phys. Fluids*, **19** (5): 690-704, 1976.

- Morse, R. L.; Nielson, C.W. Numerical simulation of warm two-beam plasma. *Phys. Fluids*, **12** (11): 2418-2425, 1969.
- Nakamura, Y. Observation of large-amplitude ion-acoustic solitary waves in a plasma. *J. Plasma Phys.*, **38** (3): 461-471, 1987.
- Nasser, E. *Fundamental of gaseous ionization and plasma electronics*. New York, John Wiley & Sons, 1971.
- Neiswender, D. D.; Kohout, F. C. Apparatus for electron energy analysis in glow discharge plasmas. *Rev. Sci. Instrum.*, **43** (10): 1475-1480, 1972.
- Neumann, D. L.; Goldman, M. V.; Ergun, R.E. Langmuir turbulence in the auroral ionosphere. *J. Geophys. Res.*, **99** (A4): 6377-6391, 1994.
- Nicholson, D. R. *Introduction to plasma theory*. New York, John Wiley & Sons, 1983.
- O'Neil, T. M.; Malmberg, J. H. Transition of the dispersion roots from beam-type to Landau solutions. *Phys. Fluids*, **11** (8): 1754-1760, 1968.
- O'Neil, T. M.; Winfrey, J. H.; Malmberg, J. H. Nonlinear interaction of a small cold beam and a plasma. Part I. *Phys. Fluids*, **14** (6): 1204, 1971.
- O'Neil, T. M.; Winfrey, J. H. Nonlinear interaction of a small cold beam and a plasma. Part II. *Phys. Fluids*, **15** (8): 1514-1522, 1972.
- Papadopoulos, K.; Coffey, T. Nonthermal features of the auroral plasma due to precipitating electrons. *J. Geophys. Res.*, **79** (4): 674-677, 1974.

- Papadopoulos, K.; Goldstein, M.; Smith, R. Stabilization of electron streams in type III solar radio bursts. *Astrophys. J.*, **190**: 175-185, 1974.
- Papadopoulos, K. Nonlinear stabilization of beam plasma interactions by parametric effects. *Phys. Fluids*, **18** (12): 1769-1777, 1975.
- Papadopoulos, K.; Rowland, H. L. Collisionless effects on the spectrum of secondary auroral electrons at low altitudes. *J. Geophys. Res.*, **83** (A12): 5768-5772, 1978.
- Peromian, V.; Ashour-Abdalla, M.; Fuselier, S. A.; Schriver, D.; Peterson, W. K.; Strangeway, R. J. Electrostatic waves due to field-aligned electron beams in the low-latitude boundary layer. *J. Geophys. Res.*, **97** (A3): 3169-3183, 1992.
- Reiner, M. J.; Stone, R. G.; Fainberg, J. Detection of fundamental and harmonic type III radio emission and associated Langmuir waves at the source region. *Astrophys. J.*, **394**: 340-350, 1992.
- Roberson, C. W.; Gentle, K. W. Experimental test of the quasilinear theory of the gentle bump instability. *Phys. Fluids*, **14** (11): 2462-2469, 1971.
- Rowland, H. L.; Papadopoulos, K. Simulations of nonlinearly stabilized beam-plasma interactions. *Phys. Rev. Lett.*, **39** (20): 1276-1280, 1977.
- Rowland, H. L. Strong turbulence effects on the kinetic beam-plasma instability. *Phys. Fluids*, **23** (3): 508-517, 1980.
- Rynn, N.; D'Angelo, N. Device for generating a low temperature, highly ionized Cesium plasma. *Rev. Sci. Instrum.*, **31** (12): 1326-1333, 1960.

- Simon, A. Instability of a partially ionized plasma in crossed electric and magnetic fields. *Phys. Fluids*, **6** (3): 382-388, 1963.
- Simpson, J. A. Design of retarding field energy analyzers. *Rev. Sci. Instrum.*, **32** (12): 1283-1293, 1961.
- Stenzel, R. L.; Gekelman, W.; Wild, N.; Urrutia, J. M.; Whelan, D. Directional velocity analyzer for measuring electron distribution functions in plasmas. *Rev. Sci. Instrum.*, **54** (10): 1302-1310, 1983.
- Stephanakis, S.; Bennett, W. H. Electrostatic energy analyzer for studying gas-focused electron beams and their background media. *Rev. Sci. Instrum.*, **39** (11): 1714-1720, 1968.
- Sturrock, P. A. Kinematics of growing waves. *Phys. Rev.*, **112** (5): 1488-1503, 1958.
- Sudan, R.N.; Akinrimisi, J.; Farley, D.T. Generation of small-scale irregularities in the Equatorial Electrojet. *J. Geophys. Res.*, **78** (1): 240-248, 1973.
- Swertman, D. K. *Nucl. Fusion*, **13**: 157, 1973.
- Taylor, R. J. *Steepening of ion acoustic waves and formation of collisionless electrostatic shocks*. (PhD Thesis on Plasma Physics) - University of California. Los Angeles, CA, 1970.
- Taylor, R. J.; Mackenzie, K. R.; Ikesi, H. A large double plasma device for plasma beam and waves studies. *Rev. Sci. Instrum.*, **43** (11): 1675-1678, 1972.
- Thompson, J. R. Nonlinear evolution of collisionless electron beam-plasma systems. *Phys. Fluids*, **14** (7): 1532-1541, 1971.

Tsytovich, V. N. *Nonlinear effects in plasma*. New York, Plenum Press, 1970.

Wong, A. Y.; Quon, B. H. Spatial collapse of beam-driven plasma waves. *Phys. Rev. Lett.*, **34** (24): 1499-1502, 1975.

Wong, A. Y.; Stenzel, R. L. Ion acceleration in strong electromagnetic interactions with plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, **34** (12): 727-730, 1975.

Wong, A. Y.; Cheung, P. Y.; Tanikawa, T. Evolution from coherence to turbulence in plasmas. In: Horton, C. W.; Reichl, L. E. ed. *Statistical physics and chaos in fusion plasmas*. New York, John Wiley & Sons, 1984, p. 131 - 153.

Wong, A. Y.; Cheung, P. Y. Three-dimensional self-collapse of Langmuir waves. *Phys. Rev. Lett.*, **52** (14): 1222-1225, 1984.

Zakharov, V. E. Collapse of Langmuir waves. *Sov. Phys. JETP*, **35** (5): 908-914, 1972.

APÊNDICE A

ESTUDO DA CONFIGURAÇÃO DO ANALISADOR ELETROSTÁTICO DE ENERGIA

A configuração atual do analisador de energia utilizado no trabalho de tese como diagnóstico para caracterização do feixe de elétrons foi obtida a partir de uma investigação experimental detalhada. Nesta seção serão apresentados os resultados desta investigação que envolveu a construção de dois analisadores de energia.

O primeiro analisador eletrostático era constituído de duas grades e coletor circulares de diâmetro igual a 15 mm . O coletor era de aço-inoxidável e as características das grades estão mostradas na Tabela A.1. Os eletrodos, isolados por anéis de mica de espessura igual a $0,5\text{ mm}$, eram revestidos de cola cerâmica que mantinha-os fixos.

**TABELA A.1 - CARACTERÍSTICAS DAS GRADES DO ANTIGO
ANALISADOR DE ENERGIA CONSTRUÍDO PARA MÁQUINA PQUI**

grades	material	malha (fios/mm)	a (mm)	transparência %
G1	aço-inox	15,7	0,063	36
G2	níquel	>20	<0,05	<30

O espaçamento a entre os centros dos fios que constituem as grades eram menores que o comprimento de Debye do plasma ($\lambda_D = 0,4\text{ mm}$) garantindo a uniformidade da bainha. Porém de acordo com Equação 2.6 esta característica reduzia a transparência total do sistema de grades do analisador estimada em 20% .

A Figura A.1 mostra as funções distribuição dos elétrons do plasma alvo gerado por feixes de diferentes energias medidas com o analisador descrito acima. A energia do feixe é definida pelo potencial V_a aplicado entre os anodos das duas câmaras. A distância entre a posição da medida e a grade de separação entre os plasmas, denominada z , é da ordem de 20 cm . A descarga foi realizada em argônio a pressão de $2,0 \times 10^{-4}\text{ mbar}$ e corrente de descarga de $0,5\text{ A}$.

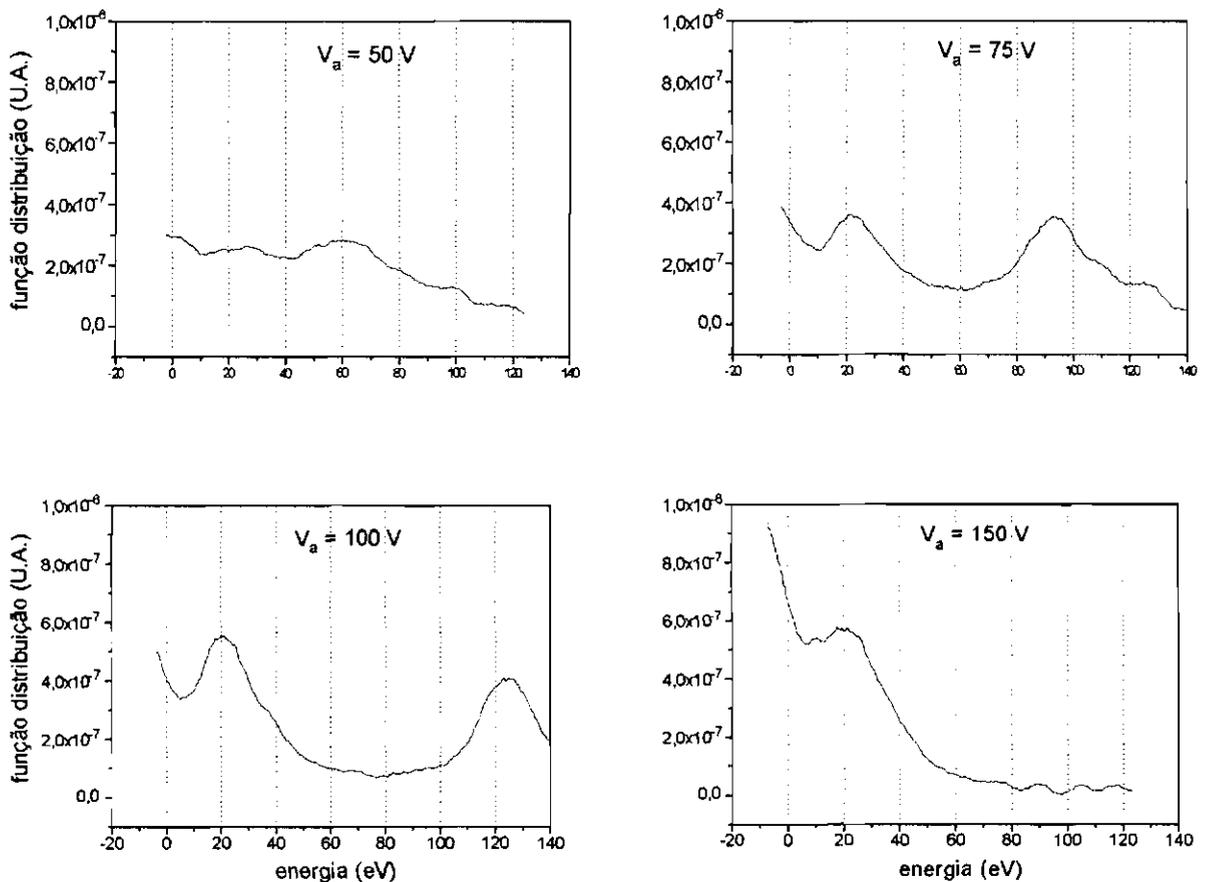


Fig. A.1 - Função distribuição de energia dos elétrons do plasma alvo para diferentes energias do feixe.

Observou-se o aparecimento de um pico em 20 eV , a essa altura de origem desconhecida, independente da energia do feixe de elétrons. Constatou-se experimentalmente que o valor central deste pico não estava associado às características do feixe de elétrons e às condições de descarga como por exemplo corrente e tensão. Este pico aparecia mesmo na ausência do feixe de elétrons quando o plasma alvo era gerado por descarga na própria câmara alvo.

A Figura A.2 mostra a função distribuição dos elétrons medida em diferentes posições z ao longo do eixo da câmara alvo. Estas medidas foram realizadas nas mesmas condições de descarga da Figura A.1 e com $V_a = 100\text{ V}$.

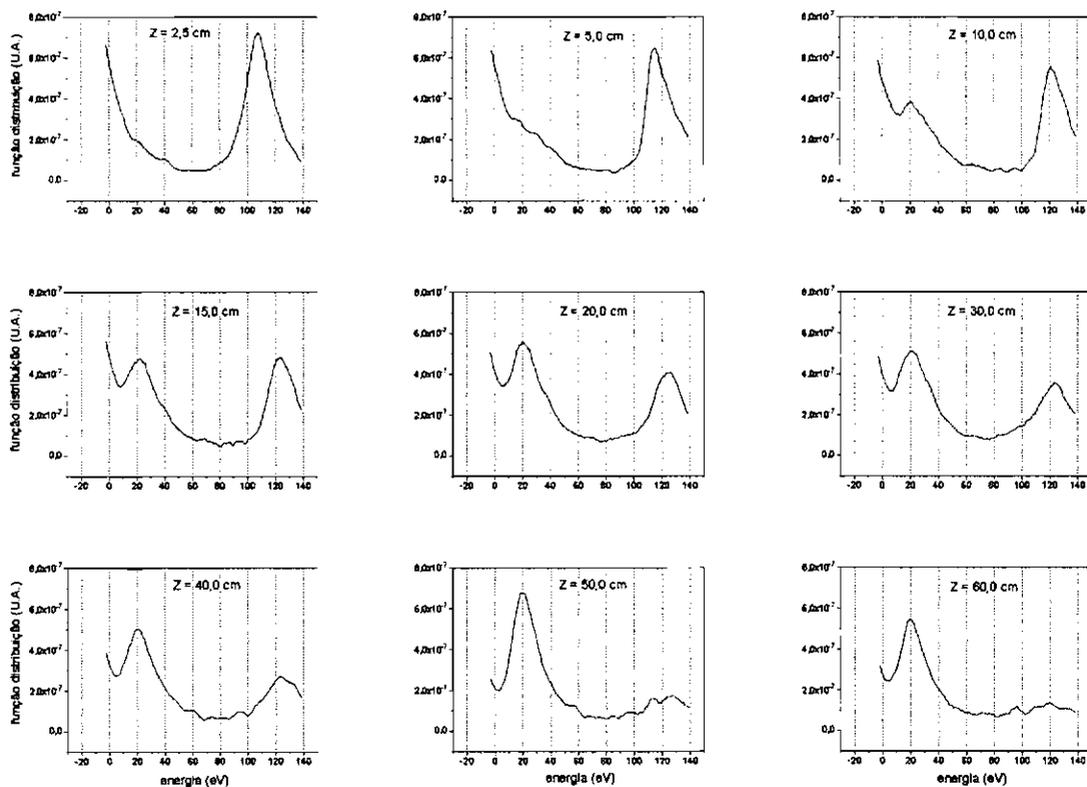


Fig. A.2 - Função distribuição de energia dos elétrons em diferentes posições ao longo do eixo da câmara alvo.

Pode-se observar a partir do comportamento espacial da função distribuição dos elétrons que o pico de 20 eV aparece, claramente, a partir de uma distância de 10 cm da grade.

À princípio, imaginou-se que esta nova população de elétrons estaria associada a algum fenômeno físico que estaria ocorrendo no interior da câmara alvo responsável pela aceleração dos elétrons do plasma. No entanto, a invariância da energia do pico com os parâmetros do feixe (que é o agente ionizante e fonte de energia livre para excitação de instabilidades) e a uniformidade do potencial e temperatura de plasma ao longo da câmara contrariava esta hipótese. Uma variação localizada do potencial, por exemplo, justificaria a aceleração de elétrons. Os perfis axiais da temperatura de elétrons e do potencial de plasma, medidos nas condições mencionadas acima, estão mostrados na Figura A.3.

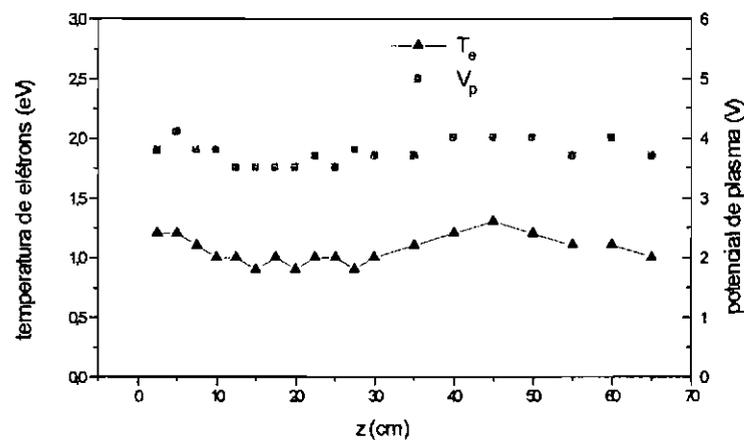


Fig. A.3 - Perfis axiais da temperatura de elétrons e potencial de plasma ao longo da câmara alvo da PQUI.

O perfil axial da densidade de elétrons é mostrado na Figura A.4. Observa-se a existência de um gradiente de densidade significativo nos $15,0\text{ cm}$ próximos à grade, a partir dos quais a densidade é praticamente constante, voltando a se elevar no final da câmara. Os dados das Figuras A.2 e A.4 combinados levam a uma relação entre a intensidade do pico espúrio e a densidade de plasma: a baixa densidade do plasma na região próxima à grade seria a causa da inexistência do pico espúrio de 20 eV (ver Figura A.2).

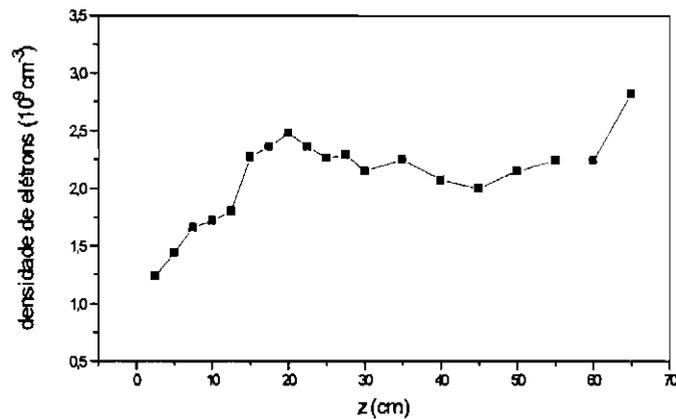


Fig. A.4 - Perfil axial da densidade de elétrons do plasma ao longo da câmara alvo da PQUI.

No sentido de investigar com mais detalhe a dependência da intensidade do pico de 20 eV com a densidade do plasma mediu-se a função distribuição dos elétrons do feixe para diferentes pressões de gás. Estas curvas estão mostradas na Figura A.5.

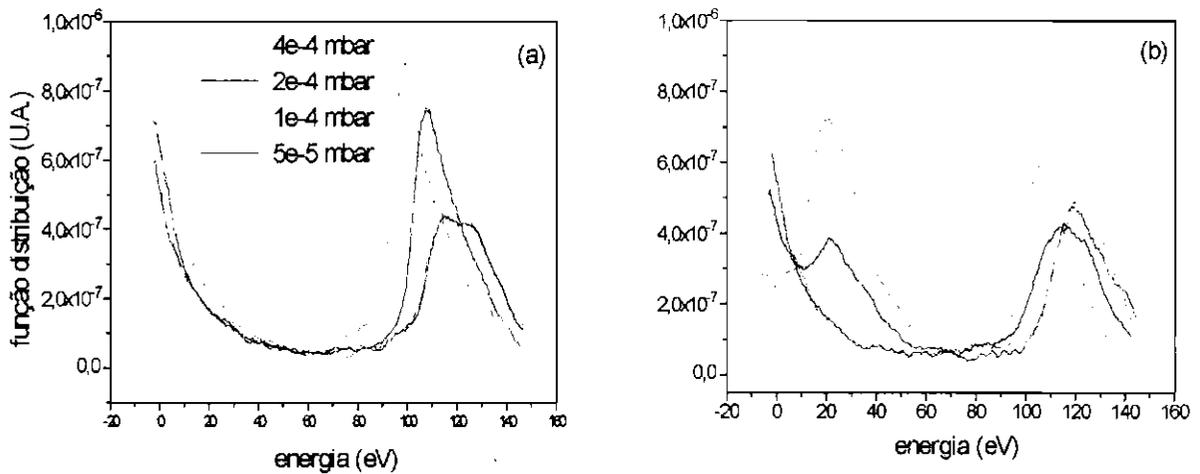


Fig. A.5 - Função distribuição dos elétrons do plasma alvo para diferentes pressões de gás medidas nas posições (a) $z = 2,5$ cm e (b) $z = 20,0$ cm.

Estas curvas mostram claramente o aparecimento do pico de 20 eV em regiões mais afastadas da grade onde a densidade de elétrons é maior. Em 20 cm da grade, o pico aparece para pressões a partir de $2,0 \times 10^{-4}$ mbar, como se existisse uma densidade limiar para seu surgimento. Para regiões próximas à grade, este limiar apenas seria atingido para pressões maiores que os valores de trabalho da máquina.

A ocorrência deste fenômeno pode ser justificada através de vários efeitos característicos deste tipo de analisador eletrostático que utilizam grades. Um dos maiores problemas é, sem dúvida, o efeito de penetração de campo, isto é, a influência do campo elétrico da primeira grade sobre o potencial da grade de controle (Jones, 1978) prejudicando a resolução do analisador. Este efeito é proporcional a a/r e a/d , onde d é a distância entre as grades do analisador. Portanto, embora o espaçamento entre os fios que constituem as grades deste analisador seja pequeno, a proximidade entre as grades favorece a penetração do campo. Este efeito é ainda mais crítico quando a pressão torna-se elevada. Nestas condições o comprimento de Debye

diminui, surgem campos elétricos localizados que afetam significativamente as superfícies equipotenciais.

A baixa transparência da grade de controle também pode ser considerada um fator responsável pelo mau comportamento do analisador. Primeiramente por favorecer o impacto direto de partículas carregadas na superfície da grade produzindo emissão secundária e em segundo, por danificar a estrutura da grade que não é resistente ao constante bombardeamento de partículas. Observou-se após as séries de medidas que a grade de níquel apresentava uma série de ranhuras que certamente contribuíram na resposta do analisador.

Outro fato de grande influência na resolução de um analisador, associado à geometria do instrumento, é o espalhamento dos elétrons ao atravessar a grade, isto é, o desvio dos elétrons de sua trajetória original perpendicular à superfície da grade. De acordo com outros trabalhos, este efeito no analisador deve-se a dois principais motivos: baixa transparência e pequena distância entre as grades (Böhm e Perrin, 1993). Apesar de pequeno, tal efeito é mais uma contribuição negativa e deve ser somado aos demais efeitos discutidos.

Finalmente, pode-se justificar a má qualidade das curvas características do analisador pelo efeito de carga espacial, isto é, o acúmulo de carga nas proximidades da grade de controle. Este efeito pode mascarar o potencial real da grade. Experimentalmente, uma maneira prática e poderosa de verificar se o analisador é afetado por carga espacial é analisar o efeito de “hysteresis” na curva característica.

Este efeito aparece evidente na curva obtida pelo analisador em condições típicas de descarga mostrado na Figura A.6.

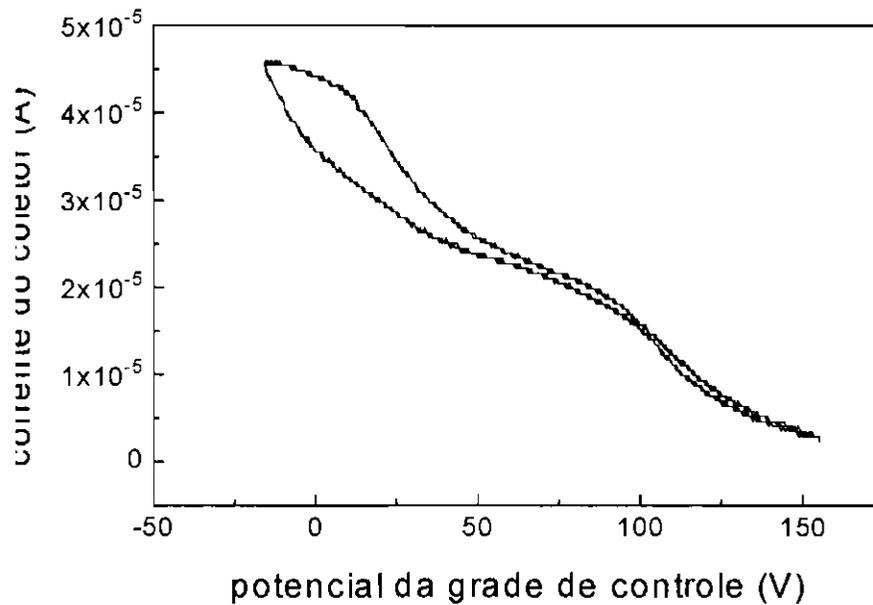


Fig. A.6 - Efeito de “hysteresis” na curva característica do analisador eletrostático de energia. Descarga em argônio a pressão de $2,0 \times 10^{-4}$ mbar, corrente de descarga de 0,5 A e energia de feixe da ordem de 100 eV.

A carga espacial acumulada entre as grades é produzida por um excesso de corrente que atinge o analisador de acordo com o limite de Child-Langmuir (Equação 2.2) escrito da seguinte forma:

$$I = 2,33 \times 10^{-6} A \frac{W^{3/2}}{d^2} \quad (\text{A.1})$$

onde W é a energia dos elétrons em eV.

Quando este limite é atingido o efeito de carga espacial torna-se expressivo. Este efeito é maior quando os elétrons movem-se lentamente no interior do analisador. Este resultado pode ser verificado através da Figura A.6 na qual a intensidade da “hysteresis” (excesso de cargas) é maior na região onde o potencial de repulsão da grade de controle

é baixo, ou seja, quando os elétrons de baixa energia do plasma conseguem atingir a grade. É importante observar que o pico espúrio aparece nesta região de baixa energia.

Ainda que os vários problemas levantados acima não tenham sido investigados profundamente, a constatação experimental das limitações geométricas do analisador foi suficiente para mostrar a inviabilidade de sua utilização e a necessidade de se construir um novo analisador com base nas considerações realizadas.

O novo analisador eletrostático de energia utilizado neste trabalho apresenta a mesma configuração mostrada na Figura 2.11. Os eletrodos planos de diâmetro de 20 mm são fixados no interior de um invólucro de cerâmica através de roscas e a distância entre eles foi aumentada para 5 mm .

Embora o maior espaçamento entre as grades favoreça a concentração de carga no interior do analisador, comparando a magnitude da corrente coletada pelo analisador com o limite de Child-Langmuir, verifica-se que o efeito de carga é crítico quando os elétrons que atingem o analisador possuem energia inferior a 20 eV . Para os elétrons de alta energia do feixe a carga espacial é desprezível. Em compensação, a maior distância entre as grades diminui o efeito de penetração de campo e o espalhamento dos elétrons que são fatores críticos para a boa resolução do instrumento.

Ainda no sentido de obter a melhor resolução do analisador, a transparência efetiva do sistema foi aumentada usando uma grade de controle (G_2) de 65% de transparência e mais resistente ao bombardeamento dos elétrons. O maior espaçamento entre os fios que formam esta grade não constitui um problema ao alinhamento do campo elétrico uma vez que a densidade no interior do analisador é baixa e conseqüentemente o comprimento de Debye é grande.

A maior transparência das grades também proporciona a diminuição dos elétrons secundários. No coletor, este efeito foi reduzido, usando-se uma placa de tungstênio cuja função trabalho é superior a do aço-inoxidável.

As características das grades usadas no novo analisador de energia estão mostradas na Tabela A.2.

TABELA A.2 - CARACTERÍSTICAS DAS GRADES DO NOVO ANALISADOR ELETROSTÁTICO DE ENERGIA CONSTRUÍDO PARA A MÁQUINA PQUI

grades	material	malha (fios/mm)	a (mm)	transparência %
G1	aço-inox	15,7	0,063	36
G2	aço-inox	3,15	0,317	65

Uma curva característica medida pelo novo analisador de energia está mostrada na Figura A.7.

A curva característica apresentada na Figura A.7 foi medida nas mesmas condições de operação da PQUI em que foram realizadas as medidas do analisador antigo (Figura A.5b). O desaparecimento do pico espúrio e a boa qualidade da curva característica confirmam o bom funcionamento do novo analisador de energia. O bom desempenho do instrumento pode ainda ser verificado através da sensível redução da hysteresis conforme observado na Figura A.8. O efeito de carga espacial, mesmo para a região de baixo potencial de freamento, é mínimo.

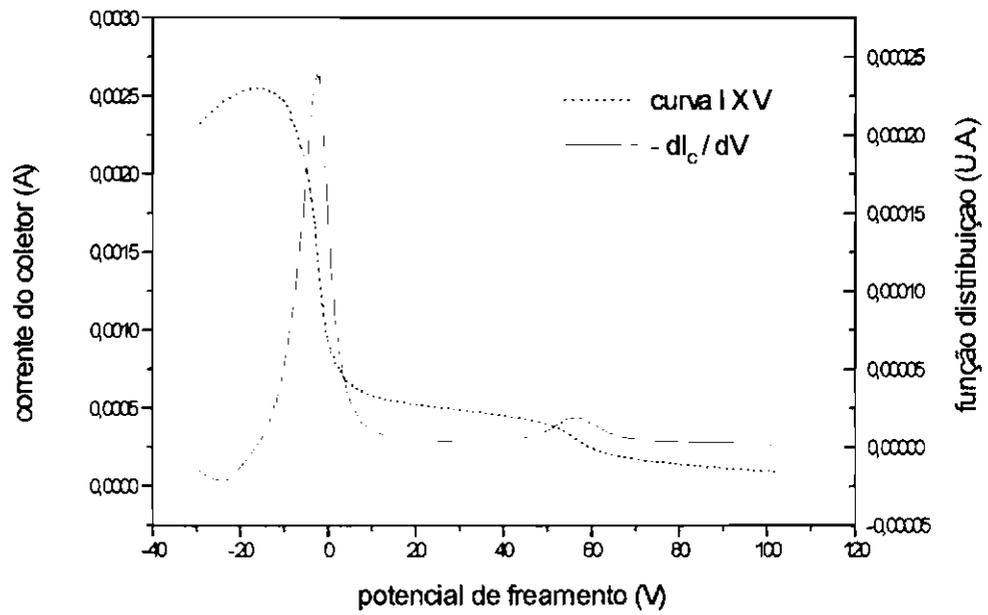


Fig. A.7 - Curva característica do novo analisador eletrostático inserido em plasma de Argônio na presença de um feixe de 60 eV e sua derivada. Condições: $p = 2,0 \times 10^{-4}$ mbar; $I_a = 1,0$ A; $z = 20$ cm. .

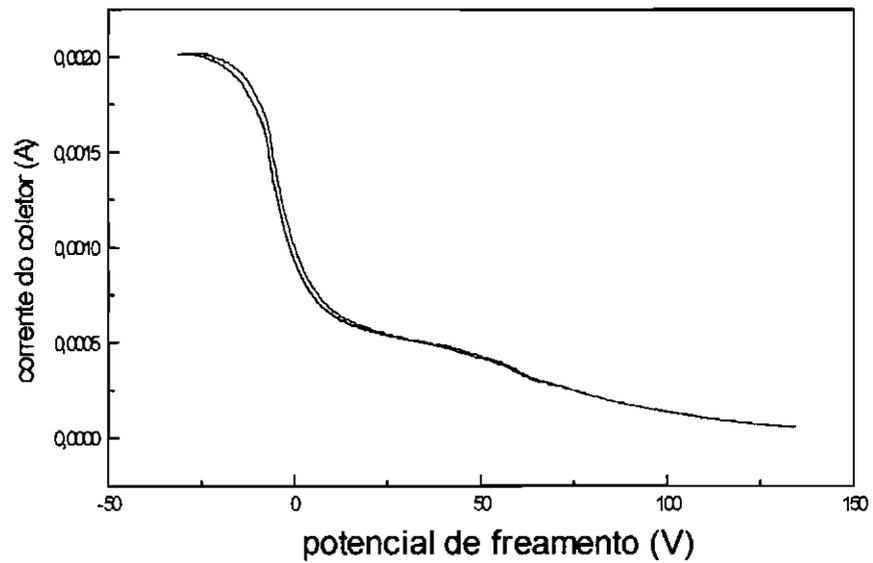


Fig. A.8 - Análise da hysteresis na curva característica do novo analisador eletrostático de energia.