

ELVER JUAN DE DIOS MITMA PILLACA

ESTUDO DO PROCESSO DE IMPLANTAÇÃO IÔNICA
POR IMERSÃO EM PLASMA COM CAMPO MAGNÉTICO
EXTERNO USANDO TÉCNICAS NUMÉRICAS E
EXPERIMENTAIS

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia
do Campus de Guaratinguetá, Universidade
Estadual Paulista, para a obtenção do título
de Doutor em Física.

Orientador: Prof. Dr. Konstantin Georgiev Kostov

Co-Orientador: Prof. Dr. Mario Ueda

GUARATINGUETÁ

2011

DADOS CURRICULARES

ELVER JUAN DE DIOS MITMA PILLACA

NASCIMENTO 05.07.1974 – AYACUCHO / PERU

FILIAÇÃO Juan de Dios Mitma Gonzales

Marcelina Pillaca Ayala

1997/2001 Curso de Graduação

Escola de Física - Universidad Nacional del Callao

2005/2007 Curso de Pós-Graduação em Física, Nivel de Mestrado

na Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá da

Universidade Estadual Paulista

2007/2011 Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, nível de Doutorado,

na Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá da Universidade

Estadual Paulista

Dedico esta Tese a Deus pela vida e pelas oportunidades.
Ao meu filho Gabriel, que com os seus meses de vida,
foi o grande incentivador durante a realização do curso,
e à minha esposa Anna por todo apoio e compreensão
durante a realização deste trabalho.

AGRADECIMENTOS

Aos meus orientadores, Prof. Dr. Konstantin Georgiev Kostov e Prof. Dr. Mario Ueda pela dedicada orientação durante a realização deste trabalho.

Às secretarias do LAP/INPE, Tatiane e Viviane, pela ajuda na coordenação da condução para o transporte realizado durante as semanas da execução dos experimentos.

Ao Sr. Vitor pela ajuda no desenho e montagem do dispositivo mecânico construído para servir como suporte do Gaussímetro usado no mapeamento do campo magnético.

Aos Srs. funcionários da oficina mecânica do INPE: Alberto Barbosa da Silva, Douglas Gonçalves da Silva Viana e Roberto Lobo Viana, pela construção do dispositivo mecânico usado como suporte do Gaussímetro.

Eu quero agradecer ao INPE, especialmente ao pessoal do laboratório associado de sensores - LAP/INPE pelos dispositivos facilitados para a caracterização das amostras que sem ela não seria possível alcançar os objetivos propostos. Assim também agradecer grandemente a Felipe Estevão de Freitas pela sua ajuda na caracterização das amostras mediante o AFM. À Sra. Maria Lucia pela sua paciência durante a caracterização MEV-EDS.

Ao pessoal da pós-graduação do campus de Guaratinguetá: Regina Célia, Maria Cristina, Juliana Casella e Sidney Eustaquio, pela dedicação e alegria no atendimento.

Às funcionárias da biblioteca do Campus de Guaratinguetá pela dedicação prestada e pela atenção sempre agradável e aconchegante.

Não poderia esquecer de agradecer à coordenação de aperfeiçoamento de pessoal de nível superior (CAPES) convênio PROAP pela bolsa auxílio que foi me dado, sendo ela realmente importante na vida dos alunos de pós-graduação

PILLACA, E. J. D. M. Estudo do processo de implantação iônica por imersão em plasma com campo magnético externo usando técnicas numéricas e experimentais. 2011. 156 f. Tese (Doutorado em Física) - Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, UNESP, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá, 2011.

Resumo

Implantação iônica por imersão em plasma com campo magnético (3IPCM) foi investigada usando técnicas numéricas e experimentais. O campo magnético considerado é essencialmente não uniforme e é produzido por duas bobinas magnéticas posicionadas ao redor da câmara de vácuo. O estudo é centrado na análise do efeito de dois dos parâmetros mais importantes: tensão e pressão no processo 3IPCM. Outro tema importante como a dinâmica dos elétrons secundários foi também abordado neste trabalho. Neste contexto, o processo 3IPCM foi pesquisado inicialmente usando o código computacional KARAT. Os resultados numéricos mostraram um incremento da densidade do plasma ao redor do alvo durante a variação dos parâmetros de tensão, pressão e campo magnético considerados. Como consequência deste aumento, um incremento da densidade de corrente iônica sobre o alvo foi observado. Os resultados numéricos mostraram que o sistema de campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ intensifica o processo 3IPCM. Posteriormente, 3IPCM foi realizado experimentalmente. Resultados experimentais mostraram que a densidade de corrente foi incrementada em aproximadamente 100 % em relação ao caso sem campo magnético quando os parâmetros externos foram variados. Todos estes resultados numéricos e experimentais são explicados através do mecanismo de ionização do gás por colisão com os elétrons magnetizados realizando movimento de deriva em campos $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Finalmente, para analisar os efeitos do processo 3IPCM no tratamento de materiais foram realizados implantações em amostras de silício. Os resultados mostraram que o processo 3IPCM promove mudanças nas propriedades superficiais das amostras, tornando-as hidrofóbicas. Esta técnica mostra ser atrativa posto que foi possível incrementar a dose e a profundidade de implantação em alta tensão.

PALAVRAS-CHAVE: Simulação Numérica. Particle-in-cell. Plasma com campo magnético. 3IP com campo magnético. Garrafa magnética.

PILLACA, E. J. D. M. Study of the plasma immersion ion implantation process with external magnetic field using numerical and experimental methods. 2011. 156 f. Thesis (Doctorate in Physics) - Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, UNESP, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá, 2011.

Abstract

Plasma immersion ion implantation (PIII) with magnetic field has been investigated using numerical and experimental methods. The magnetic field in consideration is essentially non-uniform and is generated by two magnetic coils installed outside the PIII vacuum chamber. The study is focused on analysis of the effect of two of the most important process parameters: voltage and gas pressure on the PIII with magnetic field. Another important subject such as the dynamics of secondary electrons has also been considered in this work. In this context, the PIII process with magnetic field has been initially analyzed numerically using the 2.5D computer code KARAT. The numeric results have shown an increase of the plasma density around of the target in the range of the considered parameters, voltage, pressure and magnetic field. As consequence of this an enhancement of the ion current density on the target was observed. The simulation results have demonstrated that the system of crossed $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ fields intensifies the PIII process with magnetic field. Later, the PIII process with magnetic field has been carried out experimentally. Experimental results have shown an increase of the current density in about 100 % in relation to the case without magnetic field when the external parameters have been varied. The numerical and experimental results are explained through the mechanism of gas ionization by collision with electrons drifting in crossed $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ field. Finally, to analyze the effect of the PIII process with magnetic field in material treatment implantation in Silicon samples has been carried out. The results indicate that the PIII process with magnetic field promotes changes of the samples surface properties, turning them hydrophobic. This PIII technique is attractive since it can increase the dose and the depth of implantation at high voltage.

KEYWORDS: Numerical simulation. Particle-in-cell. Plasma with magnetic field. PIII with magnetic field. Magnetic bottle.

Lista de Figuras

2.1	Representação esquemática da seção de choque efetiva entre duas esferas maciças devido à colisão.	10
2.2	Trajetoária de uma partícula num campo magnético uniforme.	13
2.3	Definição da trajetória do sistema de centro guia.	15
2.4	Em presença de uma força constante $\mathbf{F} \perp \mathbf{B}$ resulta em um movimento de deriva. (a) Elétrons (b) Íons.	16
2.5	Partícula num campo magnético inhomogêneo.	19
2.6	Modelo da bainha de plasma. (a) Formação da bainha do plasma . (b) Potencial negativo na região da bainha. (c) Comportamento da distribuição da densidade de elétrons e dos íons na região da bainha.	21
2.7	Modelo da bainha de Bohm. (a) Regiões característicos do modelo de Bohm. (b) Comportamento do potencial (c) da densidade de partículas nas três regiões consideradas.	24
2.8	Região da bainha formado por íons positivos.	25
2.9	Para $t \gg \omega_{ip}^{-1}$ a bainha atinge um estado estacionário.	27
3.1	Configuração do campo magnético do tipo garrafa magnética.	33
3.2	Configuração do campo magnético do tipo cuspide.	33
3.3	Configuração do campo magnético uniforme.	34
3.4	Densidade do plasma encontrada para as três configurações.	34

3.5	(a) Bobina magnética produzindo campo magnético. (b) Distribuição espe-	
	lho magnético.	35
3.6	(a) Arranjo de bobinas magnéticas para produzir campo magnético. (b)	
	Distribuição axial do campo magnético. (c) O plasma é confinado na região	
	B_{min}	37
4.1	Região de simulação do plasma dividida em varias células.	41
4.2	Etapas de um cálculo típico em simulação numérica usando o código PIC. .	43
5.1	Configuração do sistema 3IPCM. $D_o = 16,0$ cm; $d_o = 9,0$ cm; $R_o = 13,0$	
	cm; $r_o = 2,0$ cm; $L_o = 38,0$ cm; $\Delta r = 3,5$ cm; $\Delta z = 4,0$ cm.	49
5.2	Distribuição das componentes do campo magnético axial, B_z	51
5.3	Distribuição das componentes do campo magnético radial, B_r	51
5.4	Linhas de campo elétrico e magnético formado no sistema 3IP.	52
5.5	Velocidade azimutal e axial dos elétrons no espaço de fase.	53
5.6	Incremento do número de partículas devido ao aumento da densidade do	
	plasma durante o processo 3IPCM.	54
5.7	Densidade espacial dos elétrons em 3D do sistema 3IP.	54
5.8	Distribuição do campo magnético axial calculada para diferentes posições	
	radiais.	55
5.9	Distribuição do campo magnético axial calculada para diferentes posições	
	radiais.	56
5.10	Distribuição B_z em função de z para diferentes I_{bob} , calculado em $r \approx 0,0$	
	cm.	56
5.11	Comportamento da velocidade azimutal em função do campo magnético. .	56
5.12	Densidade espacial dos elétrons em tensão de 10,0 kV.	57
5.13	Densidade espacial dos elétrons em tensão de 3,0 kV.	57
5.14	Distribuição da densidade de plasma radial em função do campo magnético.	58

5.15	Comportamento da bainha, s , em função do campo magnético e para duas tensões diferentes.	58
5.16	Densidade máxima do plasma em função do campo $\mathbf{B}$ para tensões diferentes.	60
5.17	Distribuição da densidade de corrente iônica ao longo do alvo.	60
5.18	Densidade de plasma espacial.	61
5.19	Perfil da distribuição radial da densidade do plasma.	61
5.20	Espessura da bainha do plasma com e sem campo magnético.	62
5.21	Densidade máxima de plasma em função da tensão aplicada, calculado em $z \approx 20,0$ cm.	62
5.22	Comportamento da velocidade azimutal em função da tensão.	63
5.23	Distribuição da corrente iônica ao longo do alvo.	63
5.24	Velocidade azimutal dos elétrons no espaço de fase para diferentes pressões.	64
5.25	Densidade de plasma espacial.	65
5.26	Perfil da distribuição radial da densidade do plasma.	65
5.27	Densidade máxima de plasma em função da pressão, calculado em $z \approx 20,0$ cm.	66
5.28	Espessura da bainha do plasma com e sem campo magnético.	66
5.29	Distribuição da corrente iônica ao longo do alvo.	67
6.1	Arranjo de um par de bobinas separadas por uma distância determinada .	71
6.2	Bobinas magnéticas construídas sobre a câmara 3IP e posicionado de lado da janela.	73
6.3	Gaussímetro posicionado dentro da câmara 3IP antes do início do mapeamento.	74
6.4	Resultado do mapeamento da componente axial do campo magnético. . . .	75
6.5	Resultados numéricos da distribuição da componente axial do campo magnético.	76

6.6	Corrente de ES medido pelo copo de Faraday posicionado $\perp$ ao campo B uniforme.	78
6.7	Corrente total em função do campo magnético.	78
6.8	Conjunto de bobinas magnéticas usadas para o mapeamento do campo B	79
6.9	Distribuição do campo magnético para $I_{bob} = 2,7$ A.	79
6.10	Distribuição do campo magnético para $I_{bob} = 5,3$ A.	80
6.11	Distribuição do campo magnético para $I_{bob} = 8,4$ A.	80
6.12	Distribuição do campo magnético para $I_{bob} = 11,5$ A.	81
6.13	Conjunto de três bobinas magnéticas usadas para o mapeamento de B	82
6.14	Distribuição da componente $B_z(z)$ variando a corrente I_{bob} central.	83
6.15	Comportamento da densidade espacial do plasma variando I_{bob} central.	83
6.16	Distribuição da corrente iônica ao longo do alvo calculado pela simulação numérica.	83
6.17	Perfil da corrente total obtido experimentalmente.	85
7.1	Componentes externos usados durante o processo 3IPCM.	88
7.2	Pulsos de tensão e da corrente com intensidades do campo magnético diferentes.	90
7.3	Forma do pulso de tensão e da corrente.	92
7.4	Pulso de tensão e da corrente com diferentes pressões do gás.	94
7.5	Configuração esquemática do sistema 3IPCM com os copos de Faraday.	96
7.6	Análise da dinâmica da corrente eletrônica no CF em função de I_{bob}	97
7.7	Análise da dinâmica da corrente eletrônica no CF em função da tensão.	99
7.8	Análise da dinâmica da corrente eletrônica no CF em função da pressão do gás.	102
8.1	Porta-amostra posicionada dentro da câmara 3IP.	107

8.2	Perfil da corrente durante o processo 3IP com campo magnético em tensão de 3,0 kV e pressão 0,94 Pa.	109
8.3	Perfil da corrente durante o processo 3IP com campo magnético em tensão de 3,0 kV e pressão 2,10 Pa.	109
8.4	Perfil da corrente durante o processo 3IP com campo magnético em tensão de 10,0 kV e pressão 0,64 Pa.	110
8.5	Topografia da superfície analisada com a técnica AFM das amostras padrão e as tratadas em condições: tensão de 3,0 kV e pressão 0,94 Pa. Figuras 9(a), 9(b) e 9(c) com áreas observadas de $1,0 \mu\text{m} \times 1,0 \mu\text{m}$ enquanto figuras 9(d), 9(e) e 9(f) com $5,0 \mu\text{m} \times 5,0 \mu\text{m}$	111
8.6	Topografia da superfície analisada com a técnica AFM das amostras padrão e as tratadas em condições: tensão de 3,0 kV e pressão 2,10 Pa.	112
8.7	Topografia da superfície do Si analisada com a técnica AFM das amostras padrão e as tratadas em condições: tensão de 10,0 kV e pressão 0,64 Pa. .	113
8.8	Medida do ângulo de contato em tensão de 3,0 kV e pressão 0,94 Pa. . . .	115
8.9	Medida do ângulo de contato em tensão de 3,0 kV e pressão 2,10 Pa. . . .	116
8.10	Medida do ângulo de contato em tensão de 10,0 kV e pressão 0,64 Pa. . . .	117
8.11	Análise da superfície da amostra padrão usando o MEV para diferentes ampliações.	118
8.12	Análise da superfície usando o MEV em tensão de 3,0 kV e pressão 0,94 Pa para uma ampliação 10000X.	118
8.13	Análise superficial usando o MEV em tensão de 10,0 kV e pressão 0,64 Pa para uma ampliação 10000X.	118
8.14	Perfil de profundidade da amostra tratada em sistema 3IP em tensão de 3,0 kV.	122
8.15	Perfil de profundidade da amostra tratada em sistema 3IP em tensão de 10 kV.	123

A.1	Configuração do sistema 3IP usado para a geração de plasma usando a descarga luminescente. $R_o = 13,0$ cm; $L_o = 38,0$ cm.	136
B.1	Esquema utilizado para o tratamento de materiais usando feixe de íons. . .	138
B.2	Esquema típico utilizado para implantação iônica por imersão em plasma. .	139
B.3	Densidade de corrente de implantação iônica usando o modelo de Lieberman.	143
C.1	Desenho ilustrativo do circuito do CF: 1. Grade, 2. Coletor, 3. Resistência, 4. Para o osciloscópio.	147
D.1	Desenho ilustrativo do perfil superficial de uma amostra submetida a caracterização AFM.	149
D.2	Desenho ilustrativo das forças agindo entre uma gota líquida e a superfície de um material.	150
D.3	Classificação da superfície do material segundo o valor medido do ângulo de contato.	151
D.4	Dispositivo usado para o cálculo da medida do ângulo de contato conhecido como Goniômetro.	151

Lista de Tabelas

2.1	Alguns dos processos de colisões binários que envolvem elétrons, íons, átomos e moléculas.	9
6.1	Valores de tensão e corrente usados para a geração do campo magnético. .	79
6.2	Valores de tensão e corrente usados para a geração do campo magnético. .	82
8.1	Condições de tratamento para a amostra de silício usados no primeiro tratamento.	108
8.2	Condições de tratamento para a amostra de silício usados no segundo tratamento.	108
8.3	Condições de tratamento para a amostra de silício usados no terceiro tratamento	108
8.4	Valores numéricos da rugosidade das amostras padrão e das tratadas com medidas de AFM, realizadas com varredura de área de $5,0 \mu\text{m} \times 5,0 \mu\text{m}$. .	111
8.5	Valores do ângulo de contato θ medidas nas amostras padrão e nas tratadas.	114
8.6	Porcentagem atômica de elementos presentes na amostras medidas com a técnica EDS para tensão de tratamento de 3,0 kV.	119
8.7	Porcentagem atômica de elementos presentes nas amostras medidas com a técnica EDS para tensão de tratamento de 10,0 kV.	119

Conteúdo

Dados curriculares	iii
Agradecimentos	v
Lista de figuras	xv
Lista de Tabelas	xvi
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Justificativa	2
1.2 Objetivos e conteúdo	3
2 PROCESSOS FÍSICOS EM PLASMA	5
2.1 Introdução	5
2.2 Parâmetros do Plasma	6
2.2.1 Neutralidade macroscópica	6
2.2.2 Comprimento de Debye	7
2.2.3 Frequência de oscilação do Plasma	7
2.3 Processos de colisão no Plasma	8
2.3.1 Taxa de colisão	10
2.3.2 Livre caminho médio	11
2.4 Plasma com campo magnético	12
2.4.1 Plasma em campo magnético uniforme	12

2.4.2	Centro guia	13
2.4.3	Velocidade de deriva	14
2.4.4	Plasma em campo magnético não uniforme	18
2.5	Bainha	20
2.5.1	Modelo de Bainha do Plasma	21
2.5.2	Modelo de Bainha de Bohm	23
2.5.3	Bainha de alta tensão	24
2.6	Resumo	28
3	IMPLANTAÇÃO IÔNICA POR IMERSÃO EM PLASMA COM CAMPO MAGNÉTICO	29
3.1	Introdução	29
3.2	3IP com campo magnético	31
3.3	Configuração garrafa magnética	35
3.4	Resumo	38
4	SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO PLASMA	39
4.1	Introdução	39
4.2	Particle-in-cell	40
4.3	Ciclo do processo da simulação numérica	43
4.4	Código computacional KARAT	44
4.5	Resumo	46
5	SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE IMPLANTAÇÃO IÔNICA POR IMER- SÃO EM PLASMA	48
5.1	Resultados e discussões	48
5.1.1	Dados e parâmetros da simulação	48

5.1.2	3IP com campo magnético	50
5.1.3	Efeito da variação do campo magnético	55
5.1.4	Efeito da tensão	60
5.1.5	Efeito da pressão do gás	64
5.2	Resumo	68
6	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL - CONSTRUÇÃO DE BOBINAS MAGNÉTICAS	69
6.1	Introdução	69
6.2	Parte I. Construção e testes preliminares	70
6.2.1	Desenho	70
6.2.2	Construção	72
6.2.3	Teste das Bobinas	72
6.2.4	Caracterização do campo magnético	73
6.2.5	Caracterização da corrente total e de elétrons secundários	75
6.3	Parte II. Construção das bobinas magnéticas com configuração testada pela simulação	78
6.3.1	Configuração de duas bobinas	78
6.3.2	Configuração de três bobinas	82
6.4	Resumo	85
7	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL - PROCESSO 3IP COM CAMPO MAGNÉTICO EXTERNO	87
7.1	Introdução	87
7.2	Procedimento experimental	87
7.3	Perfil de tensão e corrente do 3IP	89
7.3.1	Efeito do campo magnético	89

7.3.2	Efeito da amplitude do pulso de tensão	91
7.3.3	Efeitos da pressão do gás	93
7.4	Perfil de corrente de elétrons secundários	95
7.4.1	Campo magnético	96
7.4.2	Tensão	99
7.4.3	Pressão	101
7.5	Resumo	104
8	APLICAÇÃO DO 3IPCM-TRATAMENTO E CARACTERIZAÇÃO DE MATERIAIS	106
8.1	Introdução	106
8.2	Preparação e montagem das amostras	107
8.3	Parâmetros de tratamento	107
8.4	Resultados e discussões	108
8.4.1	Microscopia de Força Atômica - AFM	110
8.4.2	Ângulo de contato	114
8.4.3	Microscopia Eletrônica de Varredura - MEV	117
8.4.4	Caracterização EDS	118
8.4.5	Espectroscopia de Elétrons Auger	120
8.5	Resumo	122
9	CONCLUSÕES	125
	Referências bibliográficas	127
A	Geração de plasma por descarga luminescente	135
B	IMPLANTAÇÃO IÔNICA	137

B.1	Introdução	137
B.2	Implantação iônica convencional	138
B.3	Implantação iônica por imersão em Plasma	139
B.3.1	Dinâmica da Bainha	140
B.3.2	Implantação dos íons da matriz da Bainha	141
B.3.3	Implantação dos íons no estado estacionário	143
C	Elétrons secundários no processo 3IP	145
C.1	Introdução	145
C.2	Detecção da corrente eletrônica usando o copo de Faraday	146
D	Técnicas de caracterização	148
D.1	Microscopia de força atômica - AFM	148
D.2	Ângulo de contato	149
D.3	Microscopia eletrônica de varredura - MEV	151
D.4	Caracterização EDS	152
D.5	Espectroscopia de elétrons Auger	152
E	Critério de Bohm	154

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Tecnologias que utilizam o plasma para processamento de materiais é um campo da ciência que vem apresentando um notável crescimento nos últimos anos. Este crescimento deve-se a algumas características particulares oferecidas pela sua aplicação nas diversas áreas tais como na indústria microeletrônica, aeroespacial, automobilística, médica, na arqueologia, nos biomateriais, esterilização de bactérias, etc. Para realizar esses objetivos, é necessário o uso de diversas técnicas de modificação de superfície como, deposição de filmes finos (MAISSEL, L. L. and GLANG, R., 1970), nitretação (LARISCH, B.; BRUSKY, U.; SPIES, H. J., 1999), implantação iônica (HOCHMAN, R. F., 1980.), implantação iônica por imersão em plasma (ANDERS, A., 2000.), descarga por barreira dielétrica (KOSTOV, K. G. et al., 2010), etc.

Dentre essas técnicas, o processo que está captando grande interesse é a implantação iônica por imersão em plasma, devido ao fato que é bastante adequado para o tratamento e modificação da superfície dos materiais. Com a utilização desta técnica as características mecânicas, físicas ou químicas podem ser modificadas. Grande parte de suas aplicações é orientada as indústrias da microeletrônica, espaciais e aeronáutica. O processo, entretanto, encontra algumas dificuldades para ser implementado numa escala industrial como, à necessidade de um sistema de vácuo e de um pulsador de alta tensão, que encarece e torna difícil o avanço desta técnica.

No processo 3IP, o material a ser tratado é imerso em plasma, e posteriormente são aplicados pulsos de alta tensão negativa. Os íons positivos extraídos do plasma são acelerados pelo campo elétrico em direção perpendicular à superfície do alvo para serem implantados. Superfícies tratadas com o 3IP mostram melhorias nas suas propriedades tais como, incremento da dureza e resistência a desgaste nos metais, melhora as propriedades de molhabilidade nos polímeros, etc.

Recentemente esta técnica está sendo aplicada aos biomateriais no estudo e análise da biocompatibilidade e toxicidade de alguns materiais (CHU, P. K., 2010). Assim como também estão sendo realizadas pesquisas no DNA, basicamente no estudo das mutações que poderiam acontecer quando irradiação de íons forem usadas (SARAPIROM S. et al., 2010).

Em conclusão, 3IP mostra ser uma técnica promissora no tratamento de materiais, em particular, peças industriais, dando a estas um alto valor agregado.

1.1 Justificativa

O processo de implantação iônica por imersão em plasma é uma técnica eficiente para o tratamento de superfície de materiais com geometria tridimensionais. A aplicação desta técnica é orientada nas áreas científicas e tecnológicas, da qual podemos mencionar algumas delas: indústria eletrônica, indústria aeroespacial, indústria automobilística, etc.

Um aspecto relevante neste processo é o problema da distribuição da dose e a profundidade de implantação. A distribuição da dose é relacionada por muitos autores com a dinâmica da bainha. Uma distribuição uniforme pode ser atingida somente se o tamanho da bainha é aproximadamente igual à dimensão do alvo. Isto somente é possível se utilizarmos tensões baixas e pulsos muito curtos, pois a bainha depende da tensão aplicada. No entanto, a profundidade de implantação também depende da energia aplicada. Porém, uma distribuição uniforme com uma profundidade de implantação maior não será possível com o processo 3IP convencional.

Estes resultados já bem conhecidos podem ser melhorados usando um sistema de campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ tal como foi demonstrada mediante simulação numérica realizada em trabalhos anteriores (Dissertação de Mestrado). Nessa pesquisa encontramos que o sistema de campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ gera um aumento significativo da densidade de plasma na vizinhança do alvo, resultando em maior corrente de implantação e como consequência um tratamento mais rápido e uma dose maior em relação ao processo 3IP convencional.

1.2 Objetivos e conteúdo

A presente pesquisa consiste no estudo do processo de implantação iônica por imersão em plasma com campo magnético externo do tipo garrafa magnética, de modo a conseguir o aumento da densidade do plasma. Sendo o plasma a fonte de íons, um incremento desta implica no aumento da corrente iônica no material durante este processo.

Neste trabalho é estudado, através de técnicas numéricas e experimentais, o comportamento do processo 3IPCM para três casos distintos, isto é, variando-se o campo magnético, a tensão e a pressão.

Deste modo, a presente tese é organizada e dividida em nove capítulos. No capítulo dois é mostrado uma revisão dos conceitos mais importante da física de plasma. Nela são abordadas as condições necessárias que um gás ionizado deve apresentar para ser considerado um plasma. É também revisado os processos de colisão que acontecem no plasma assim como seus parâmetros característicos. Um tema importante a ser tratado é a análise da dinâmica das partículas do plasma num campo magnético homogêneo e não homogêneo. Nesta parte são revisadas as definições do raio do centro guia, sistema do centro guia, assim como a velocidade de deriva. Finalmente, é revisado o problema da interação plasma-material. Aqui é abordado o critério para definir a formação da bainha, pré-bainha, potencial flutuante, assim como o comportamento da bainha quando o alvo é submetido a aplicações de altas tensões.

No capítulo três é analisado o processo de implantação iônica por imersão em plasma em presença de campo magnético. Aqui justificaremos o uso do campo magnético neste

processo. Desta forma será proposto o uso de bobinas magnéticas para a produção do campo magnético. Será abordado a análise das diferentes configurações que podem ser obtidas usando estas bobinas. Finalmente é apresentada a configuração garrafa magnética que será usada neste trabalho.

No capítulo quatro será apresentada a técnica da simulação numérica. Aqui serão abordados aspectos do processo da simulação numérica usando a técnica *particle-in-cell* (PIC). Será apresentado de igual forma, o código computacional KARAT que será usado durante a realização da simulação numérica.

No capítulo cinco serão apresentados os resultados numéricos deste trabalho. Neste caso o processo de implantação iônica por imersão em plasma é investigado em presença do campo magnético, quando a intensidade do campo magnético, a tensão e a pressão são variados. Finalmente é apresentado um resumo destes resultados.

No capítulo seis é apresentado parte do trabalho experimental, onde é discutido as etapas de construção e teste das bobinas magnéticas. São mostrados alguns resultados preliminares do 3IPCM. Também é mostrado o resultado do mapeamento do campo magnético para diversas posições das bobinas.

No capítulo sete são apresentados os resultados experimentais de caracterização do perfil do pulso de tensão e da corrente do 3IPCM. Aqui é mostrado o comportamento da corrente total com as condições estudadas previamente no capítulo cinco. Foi também analisado o comportamento dos elétrons secundários encontrados durante a realização deste experimento.

No capítulo oito são apresentados os resultados de aplicação do processo 3IP em amostras de silício. Aqui são analisados e discutidos os resultados experimentais obtidos mediante as diversas técnicas de caracterização.

Finalmente no capítulo nove é apresentado um resumo dos principais resultados encontrados neste trabalho.

Em todo este trabalho serão usados o sistema internacional de unidades (SI), exceto em casos onde estiver explícito o contrario.

Capítulo 2

PROCESSOS FÍSICOS EM PLASMA

2.1 Introdução

O plasma é denominado como o quarto estado da matéria. Diferentemente dos demais estados da matéria, sólido, líquido e gasoso, o plasma na Terra é raramente observado. Assim, embora na Terra o plasma não seja abundante, este é observado em grande quantidade no universo. Estima-se que quase toda a matéria do universo está na forma de gás ionizado ou plasma, representando $\approx 99\%$ da matéria existente, o que faz deste o estado da matéria mais comum e abundante do universo.

O plasma é uma coleção de partículas carregadas. A força de Coulomb com a qual as partículas carregadas interagem é uma força de longo alcance. Como consequência, as propriedades físicas do plasma são diferentes daquelas do gás ordinário.

Um parâmetro importante do plasma é a razão de ionização, que é a proporção entre as partículas carregadas e a espécie neutra (átomo ou molécula do gás). Plasma com razão de ionização muito menor que um é referida como fracamente ionizado. Neste caso, a presença de uma população relativamente grande de espécies neutras dominará o comportamento deste tipo de plasma. Em plasma completamente ionizado, a razão de ionização é próxima a um, e as partículas neutras não representam um papel importante.

Para produzir o plasma é necessário manter a requerida ionização usando alguma fonte de energia. Tal ionização pode ser realizada, por exemplo, por meio de um campo elétrico externo aplicado ao gás.

O plasma considerado nesta tese é produzido e sustentada por descarga luminescente (ver apêndice A), que é produzido por uma fonte de tensão e corrente DC que opera normalmente entre 220 V - 500 V e 0,2 A - 0,4 A, respectivamente.

2.2 Parâmetros do Plasma

O plasma pode ser definido como um gás ionizado que contém uma mistura de elétrons livres, íons e átomos neutros em proporções variadas que exibem um comportamento coletivo provocado pelas forças de Coulomb de longo alcance. Nem todas as substâncias que contêm partículas carregadas podem ser classificadas como plasma. Para que certa coleção de partículas carregadas e neutras interagindo entre si apresentem o comportamento coletivo de plasma é necessário que se satisfaçam três condições:

§ O plasma, como um todo deve ser eletricamente neutro.

§ As dimensões típicas do meio têm que ser muito maiores do que o raio de Debye.

§ As frequências típicas das oscilações que ocorrem no meio têm que ser muito maiores do que as frequências de colisão.

2.2.1 Neutralidade macroscópica

Na ausência de perturbações externas, o plasma é geralmente macroscopicamente neutro. Isso quer dizer que em condições de equilíbrio (sem forças externas presentes), num volume de plasma suficientemente grande para conter um número elevado de partículas, mas suficientemente pequeno comparado com o comprimento característico de variação dos parâmetros macroscópicos (tais como, a densidade e a temperatura) a carga elétrica total é igual a zero. No interior do plasma, os campos das cargas positivas e negativas cancelam-se entre si, tornando a carga espacial total zero para qualquer região

macroscópica. Se esta neutralidade macroscópica não fosse mantida, a energia potencial associada com a força de Coulomb resultante poderia ser enorme comparado à energia cinética térmica das partículas inviabilizando o estado de plasma.

2.2.2 Comprimento de Debye

O comprimento de Debye, λ_D , é um parâmetro físico importante para a descrição do plasma. Ele representa a distância na qual a influência do campo elétrico de uma partícula individual é sentida pela outra partícula carregada dentro do plasma. Isto pode ser entendido da seguinte forma. Quando uma carga positiva (ou negativa) é inserida no plasma, ela mudará a distribuição de carga local devido à interação com os elétrons. Como resultado, uma densidade adicional de carga espacial negativa (ou positiva) é formada em seu entorno, cancelando o efeito da carga inicial. Esta distância é dada por:

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k T}{n_e e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

onde, e é a carga do elétron, ε_0 é a permissividade do vácuo, k e a constante de Boltzmann e, T é a temperatura do elétron.

Por exemplo, podemos estimar o comprimento de Debye para o caso da ionosfera da Terra, onde os valores típicos da temperatura e da densidade de elétrons são consideradas como 10^3 K e 10^{12} m^{-3} , respectivamente, resultando num comprimento de Debye de 10^{-3} m. No caso da implantação iônica por imersão em plasma, λ_D , pode ser estimado em $6,0 \times 10^{-4}$ m, para valores típicos de: $n_e = 5,0 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ e $kT = 3,0$ eV.

2.2.3 Freqüência de oscilação do Plasma

Outra propriedade importante do plasma é a estabilidade de sua neutralidade macroscópica. Quando um plasma é instantaneamente perturbado do seu estado de equilíbrio, o campo elétrico resultante das cargas espaciais provoca um movimento coletivo das partículas carregadas que tende a restaurar a neutralidade inicial do plasma. Esse movimento coletivo é caracterizado por uma freqüência natural de oscilação conhecida

como a frequência do plasma. O período desta oscilação natural constitui uma escala de tempo com o qual pode ser comparado o mecanismo dissipativo, tendendo a destruir o movimento coletivo dos elétrons. A frequência de oscilação eletrônica do plasma é dada pela expressão:

$$\omega_{ep} = \left(\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

onde m_e é a massa do elétron.

2.3 Processos de colisão no Plasma

Compreender os processos físicos que ocorrem em aplicações industriais do plasma não seria possível sem o devido entendimento do comportamento dos gases numa escala microscópica, ou seja, ao nível atômico ou molecular. Porém, a abordagem teórica do estudo dos gases na escala microscópica é realizada pela teoria cinética dos gases e a implicância de seu comportamento na escala macroscópica é tratada pela mecânica estatística. O tratamento da mecânica estatística baseia-se na função de distribuição de Boltzmann para a análise do comportamento coletivo das partículas. Como estes assuntos escapam do objetivo deste capítulo, a descrição matemática não será abordada.

O estudo de colisões de partículas, átomos ou moléculas envolvem principalmente colisões do tipo binário. Colisões binárias são colisões envolvendo somente duas partículas num gás ou plasma. Estas colisões são divididas em dois grandes grupos ou categorias: colisões binárias elásticas e colisões binárias inelásticas.

Algumas destas classes de colisões que ocorrem entre elétron, íon, átomo ou molécula são apresentadas na tabela 2.1.

Em colisões binárias do tipo elástico existe conservação de massa, de momento e de energia de tal forma que não existe uma mudança no estado interno das partículas envolvidas na colisão.

Tabela 2.1: Alguns dos processos de colisões binários que envolvem elétrons, íons, átomos e moléculas.

Elétrons	
$e + A \longrightarrow A^+ + 2e$	Ionização
$e + A \longrightarrow A^* \longrightarrow e + A + h\nu$	Excitação
$e + A^* \longrightarrow 2e + A^+$	Ionização Penning
$e + A \longrightarrow e + A$	Espalhamento elástico
$e + AB \longrightarrow e + A + B$	Dissociação
$e + AB \longrightarrow 2e + A^+ + B$	Ionização dissociativa
$e + AB \longrightarrow A^- + B$	Attachment Dissociativo
$e + A^+ + B \longrightarrow A + B$	Recombinação
Íons	
$A^+ + B \longrightarrow A + B^+$	Troca de carga
$A^+ + B \longrightarrow A^+ + B$	Espalhamento elástico
$A^+ + B \longrightarrow A^+ + B^+ + e$	Ionização
$A^+ + B \longrightarrow A^+ + B^* \longrightarrow A^+ + B + h\nu$	Excitação
$A^+ + e + B \longrightarrow A + B$	Recombinação
$A^+ + BC \longrightarrow A^+ + B + C$	Dissociação
$A^+ + BC \longrightarrow C + AB$	Reação química

Numa primeira aproximação, podemos considerar colisões entre partículas neutras ou partículas carregadas como se eles fossem esferas maciças. Desta forma, quando uma colisão ocorre, uma área efetiva de colisão é registrado no instante da colisão, denominado seção de choque, σ . Isto é ilustrado na figura 2.1, onde são consideradas duas partículas esféricas maciças de raio a , com área efetiva de colisão de raio $2a$, desta forma:

$$\sigma = 4\pi a^2 \quad (m^2) \quad (2.3)$$

Segundo Roth (ROTH, J. R., 1995), em aplicações industriais de plasma, as colisões binárias entre as partículas carregadas, isto é, entre elétron - elétron, íon - íon, ou íon - elétron não são tão importantes, mas em plasmas ionizados completamente este tipo de colisões é um processo dominante e são tomados como base na análise da física dos plasmas aplicados a astrofísica.

Em colisões binárias do tipo inelásticas, o estado interno de algumas ou todas as partículas envolvidas na colisão são mudadas e podem ser criadas novas partículas. Em uma colisão inelástica uma partícula carregada pode recombinar com outra para formar

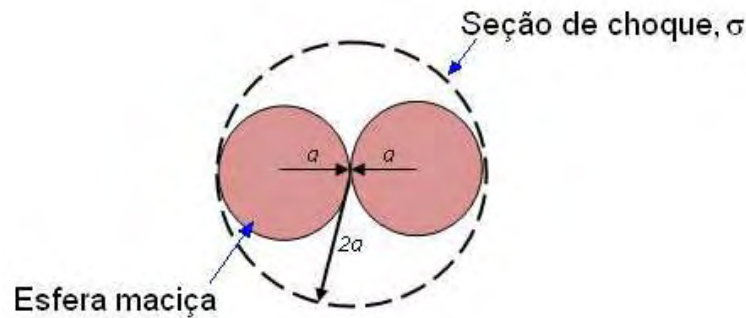


Figura 2.1: Representação esquemática da seção de choque efetiva entre duas esferas maciças devido à colisão.

uma partícula neutra. Ou a partícula carregada pode se unir com uma partícula neutra para formar uma partícula carregada pesada. Também o estado energético de um elétron em um átomo pode ser incrementado, como consequência, os elétrons podem ser removidos do átomo, resultando em ionização. Uma colisão troca-de-carga se dá entre um íon e um átomo ou uma molécula neutra, onde ocorre uma transferência de carga, muitas vezes simétrica, deixando o íon neutralizado e a espécie neutra ionizada. Finalmente, se as duas partículas carregadas com sinais opostos se encontram, recombinação pode acontecer. Recombinação é a formação de um átomo neutro ou molécula a partir de um íon ou elétron na presença de um terceiro corpo. Recombinação deve ser um processo em que ha conservação de energia cinética, momento linear e angular durante o processo. Todos estes processos foram listados na tabela 2.1.

2.3.1 Taxa de colisão

A taxa de colisão pode ser definida como o número médio de colisão que uma partícula realiza com outras partículas por unidade de tempo. Para estimar a probabilidade de colisão entre duas partículas é necessário calcular sua seção de choque. É claro que a seção de choque da colisão entre duas partículas de raio maior supera aqueles com raio menor (ver figura 2.1).

O número de colisões por unidade de tempo, ou frequência de colisão, ν_c é definido por:

$$\nu_c = n < \sigma u > \quad (s^{-1}) \quad (2.4)$$

onde:

$$< \sigma u > = \frac{1}{n} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(u) u f(u) du \quad (2.5)$$

O produto $< \sigma u >$ é denominado parâmetro de colisão, $f(u)$ é a função de distribuição Maxwelliana, u é a velocidade, n é a densidade e $\sigma(u)$ é a seção de choque.

Em geral, a seção de choque não é uma constante, mas varia com a velocidade relativa entre as partículas (como os elétrons são muito mais leves que os íons ou átomos neutros, em equilíbrio térmico suas velocidades são muito superiores daquelas partículas, de forma que a velocidade relativa pode ser praticamente considerada como a velocidade eletrônica).

Pode se estimar a frequência de colisão para o ar em condições atmosféricas que é de aproximadamente $7,0 \times 10^9$ colisões/s.

2.3.2 Livre caminho médio

Outro parâmetro importante é o denominado livre caminho médio, λ . Este parâmetro é definido como a distância média percorrida por uma partícula com velocidade média $\bar{u}$ no tempo t dividido pelo número de colisões durante este tempo, ou seja:

$$\lambda = \frac{\bar{u}t}{n < \sigma u > t} = \frac{\bar{u}}{n < \sigma u >} \simeq \frac{1}{n\sigma} \quad (2.6)$$

No ar em pressão atmosférica, o livre caminho médio entre colisões é aproximadamente $6,0 \times 10^{-8}$ m, uma distância pequena. Em muitos plasmas de baixa pressão de interesse industrial, λ pode variar de milímetros a dezenas de centímetros.

2.4 Plasma com campo magnético

2.4.1 Plasma em campo magnético uniforme

Um modo de poder analisar a dinâmica das partículas do plasma em presença de um campo magnético é resolvendo as equações de movimento. Nesse sentido, analisaremos o comportamento de uma partícula de carga q e massa m , movimentando-se com velocidade $\mathbf{u}$ em presença do campo magnético $\mathbf{B} = \text{constante}$. A equação de movimento que descreve isto é dada por:

$$m \frac{d\mathbf{u}}{dt} = q\mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (2.7)$$

Para a solução de (2.7) é conveniente separar a velocidade $\mathbf{u}$ em duas componentes, uma paralela ($\mathbf{u}_{\parallel}$) e outra perpendicular ($\mathbf{u}_{\perp}$) ao campo $\mathbf{B}$:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_{\parallel} + \mathbf{u}_{\perp} \quad (2.8)$$

Com a substituição de (2.8) em (2.7), resulta:

$$\frac{d\mathbf{u}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{m} \mathbf{u}_{\perp} \times \mathbf{B} \quad (2.9)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_{\parallel}}{dt} = 0 \quad (2.10)$$

O resultado (2.10) vem como consequência da operação $\mathbf{u}_{\parallel} \times \mathbf{B} = 0$.

Por outro lado, a equação (2.9) indica que existe uma aceleração devido à rotação com velocidade $u_{\perp}$ no plano perpendicular a $\mathbf{B}$ com velocidade angular constante:

$$\Omega_c = \frac{|q|\mathbf{B}}{m} \quad (2.11)$$

Devido ao fato que (2.11) é constante, (2.9) pode ser integrado, obtendo:

$$\mathbf{u}_\perp = \Omega_c \times \mathbf{r}_c \quad (2.12)$$

onde $\mathbf{r}_c$ é o raio de giro. Por outro lado, a equação (2.10) indica que existe uma velocidade constante em direção ao campo $\mathbf{B}$, isto é:

$$\mathbf{u}_\parallel = \mathbf{u}_{\parallel 0} \quad (2.13)$$

A trajetória resultante da partícula é dada pela superposição do movimento uniforme ao longo de $\mathbf{B}$ (resultado (2.12)) e o movimento circular no plano normal a $\mathbf{B}$ (resultado (2.13)), resultando em um movimento helicoidal.

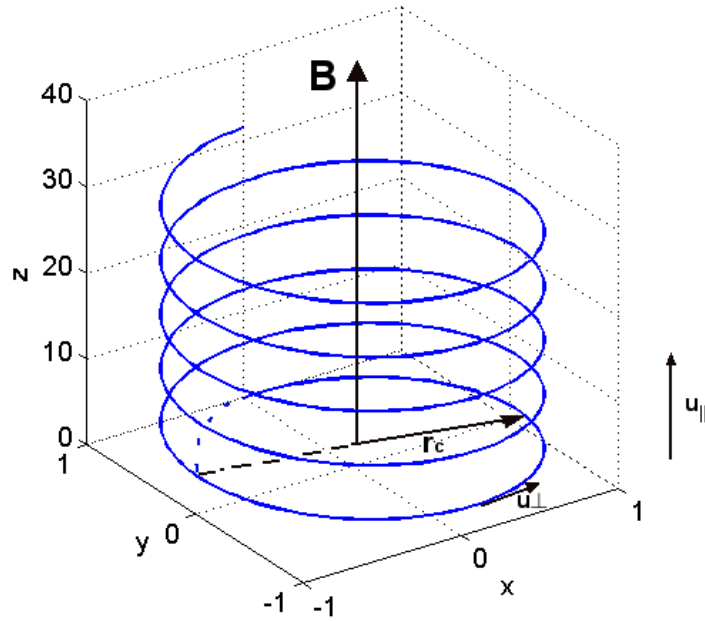


Figura 2.2: Trajetória de uma partícula num campo magnético uniforme.

2.4.2 Centro guia

O conceito do centro guia é importante na análise do comportamento de partículas imersas em campo magnético não homogêneo com grande aplicação em física dos plasmas magnetizados. O uso deste conceito permite estudar a dinâmica destas partículas sem

se resolver as equações de movimento da partícula. O centro guia é definido da seguinte forma:

$$\mathbf{r}_{CG} = \mathbf{r} - \rho \quad (2.14)$$

aqui, $\mathbf{r}$ é o vetor posição da partícula e ρ é um vetor que representa o raio de curvatura, esta aponta desde a posição da partícula ao centro de giro, como mostra a figura 2.3.

Podemos expressar ρ em termos do momento da partícula. Para isso consideremos a partícula girando no plano perpendicular ao campo $\mathbf{B}$, desta forma, a partir do balanço entre a força centrípeta e a força magnética, temos:

$$m\Omega_c^2\rho = q\mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (2.15)$$

Usando (2.11) podemos escrever (2.15) como:

$$\rho = \frac{\mathbf{P} \times \mathbf{B}}{qB^2} \quad (2.16)$$

onde $\mathbf{P} = m\mathbf{u}$ é o momento da partícula. Substituindo (2.16) em (2.14), encontramos:

$$\mathbf{r}_{CG} = \mathbf{r} - \frac{\mathbf{P} \times \mathbf{B}}{qB^2} \quad (2.17)$$

A partir da expressão dada em (2.17) podemos notar que se a partícula estivesse girando em volta de um campo magnético uniforme $\mathbf{B}_0$, $O_{\mathbf{r}_{CG}}$ coincidirá com o centro de giro (ver figura 2.3).

2.4.3 Velocidade de deriva

No caso de campo magnético constante, como dado pela expressão (2.7), a equação de movimento da força magnética conduz a uma solução analítica exata. No entanto, se acrescentamos outra força, a solução desta, poderia conduzir a soluções não analíticas. Uma forma fácil de analisar a dinâmica de movimento deste caso é fazendo uso do centro guia.

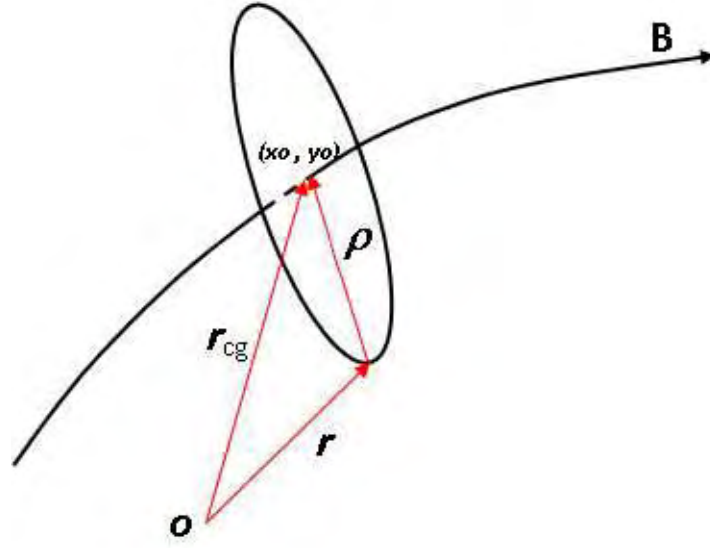


Figura 2.3: Definição da trajetória do sistema de centro guia.

Num campo magnético, uma partícula sujeita a uma força adicional $\mathbf{F}$ é descrito pela equação de movimento:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{q}{m}\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{F}}{m} \quad (2.18)$$

Como em (2.8), podemos descompor a equação (2.18) em duas componentes, isto é, em uma força paralela e perpendicular ao campo $\mathbf{B}$:

$$\frac{d\mathbf{u}_{\parallel}}{dt} = \frac{\mathbf{F}_{\parallel}}{m} \quad (2.19)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_{\perp}}{dt} = \frac{\mathbf{F}_{\perp}}{m} + \frac{q}{m}\mathbf{u}_{\perp} \times \mathbf{B} \quad (2.20)$$

De acordo com (2.19) podemos observar que a partícula é acelerada ao longo do campo $\mathbf{B}$ pela força $\mathbf{F}_{\parallel}$. O efeito da força $\mathbf{F}_{\perp}$ sobre o movimento perpendicular é ilustrado na figura 2.4.

Como podemos ver, a partir da figura 2.4 e da expressão (2.20), a presença de $\mathbf{F}$ modifica o movimento da partícula em relação ao campo $\mathbf{B}$ constante. Isto pode ser compreendida da seguinte forma: como a partícula gira ao redor do campo $\mathbf{B}$, $\mathbf{F}_{\perp}$ atuará

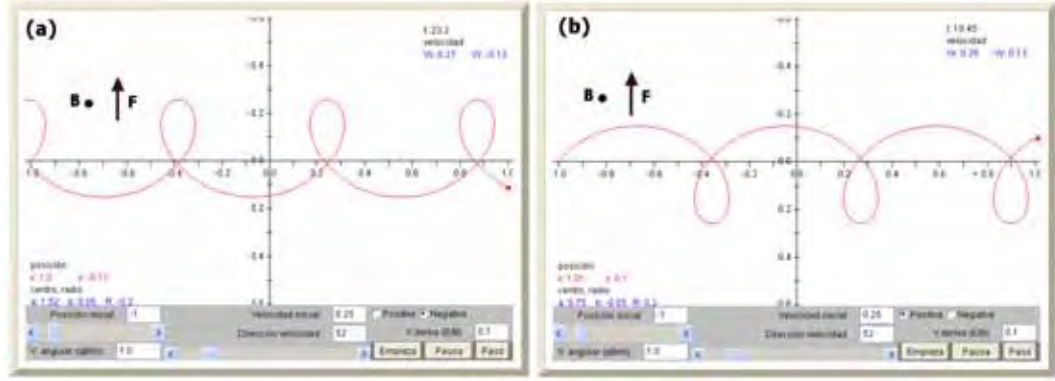


Figura 2.4: Em presença de uma força constante $\mathbf{F} \perp \mathbf{B}$ resulta em um movimento de deriva. (a) Elétrons (b) Íons.

em direção de $\mathbf{u}_\perp$ durante a primeira metade da órbita, ocasionando sua aceleração. Posteriormente, $\mathbf{F}_\perp$ desacelera a partícula durante a segunda metade da órbita. Assim, como o campo magnético é constante, o raio de giro deve mudar. O raio de giro aumentará quando a partícula é acelerada e diminuirá quando esta desacelera. Tal mudança do raio de giro dará origem a uma deriva constante e perpendicular ao campo $\mathbf{B}$.

Podemos encontrar uma expressão para a velocidade de deriva a partir de duas considerações. Isto é, definimos $\mathbf{u}_D$ como a velocidade de deriva constante e escolhemos uma transformação da seguinte forma: $\mathbf{u}_\perp = \mathbf{u} + \mathbf{u}_D$.

Com estas condições, na equação de movimento (2.20) adquire a seguinte forma:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{q}{m}\mathbf{u}_D \times \mathbf{B} + \frac{q}{m}\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{F}_\perp}{m} \quad (2.21)$$

Uma vez que $\mathbf{u}_D$ é independente do tempo, $\frac{d\mathbf{u}_D}{dt} = 0$. A idéia é agora reescrever a expressão dado em (2.21) para um sistema de coordenadas movimentando-se com velocidade $\mathbf{u}_D$ em uma expressão da seguinte forma:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{q}{m}\mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (2.22)$$

Para conseguir isto, é necessário que $\mathbf{u}_D$ satisfaça:

$$\frac{q}{m}\mathbf{u}_D \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{F}_\perp}{m} = 0 \quad (2.23)$$

Assim, (2.23) pode ser manipulada usando a identidade vetorial: $(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \times \mathbf{b} = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})\mathbf{b} - b^2\mathbf{a}$, para obter:

$$\mathbf{u}_D = \frac{1}{q} \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.24)$$

O resultado encontrado pode ser resumido da seguinte forma: o movimento perpendicular de uma partícula carregada em um campo magnético uniforme sob a influência de uma força externa $\mathbf{F}$ é descrito pela superposição de um giro ao redor de um centro guia de frequência ciclotrônica Ω_c e o movimento de deriva $\mathbf{u}_D$ constante deste centro guia dado em (2.24). Este centro guia é também acelerado na direção paralelo ao campo $\mathbf{B}$ como mostrado em (2.19).

Uma aplicação importante do conceito do centro guia é quando consideramos uma força elétrica, $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$. Neste caso, a velocidade de deriva $\mathbf{u}_D$ adota a forma:

$$\mathbf{u}_D = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.25)$$

Como podemos ver, $\mathbf{u}_D$ não depende da massa nem da carga. Isto quer dizer que se um sistema de campos cruzados está presente no plasma, $\mathbf{u}_D$ será igual para os íons e elétrons.

Este resultado seria ainda mais interessante se considerarmos a direção dos campos $\mathbf{E}$ e $\mathbf{B}$ em geometria cilíndrica. Por exemplo se, $\mathbf{E} = E\hat{r}$ e $\mathbf{B} = B\hat{z}$ a forma de (2.25) será:

$$\mathbf{u}_D = \frac{E}{B} \hat{\theta} \quad (2.26)$$

A expressão (2.26) indica que a partícula gira ao redor do centro guia com $\mathbf{u}_D$ em direção azimutal.

A análise dos resultados deste trabalho em maior parte será explicada usando a expressão (2.26).

2.4.4 Plasma em campo magnético não uniforme

Quando o campo magnético $\mathbf{B}$ não é uniforme ou quando muda com o tempo, a integração da equação de movimento dado em (2.7) é um problema difícil de resolver e suas soluções analíticas, geralmente, não podem ser obtidas. Para sanar este problema, podem ser usados métodos de análise numérica para se obter detalhes do movimento.

No entanto, o movimento da partícula em campos $\mathbf{B}$ não uniforme também pode ser estudado considerando algumas aproximações, como por exemplo, se o campo magnético variar suavemente no espaço ou no tempo. Se o campo elétrico estiver presente, este deve ser fraco (BITTERCOURT, J. A., 2004).

Desta forma, para abordar a análise de um campo magnético não homogêneo consideraremos por simplicidade que esta seja independente do tempo e possui uma ligeira não uniformidade. Neste sentido, o campo magnético pode ser expresso em série de Taylor ao redor da origem:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}_0 + (\mathbf{r} \cdot \nabla_o)\mathbf{B} + \dots \quad (2.27)$$

Onde $\mathbf{B}_0$ é o campo magnético uniforme no centro guia e $\mathbf{r}$ é o vetor raio do centro guia para uma posição instantânea da partícula. ∇_o em (2.27) significa que a operação deve ser realizada relativo ao centro guia. Em (2.27) podemos desconsiderar termos de ordem elevadas e:

$$|\mathbf{B}_0| \gg |(\mathbf{r} \cdot \nabla_o)\mathbf{B}| \quad (2.28)$$

Para satisfazer (2.28) requeremos que $\mathbf{B}$ e $\mathbf{r}$ variem suavemente em relação ao campo magnético uniforme $\mathbf{B}_0$, onde o movimento deve ser próximo ao centro guia. Isto quer dizer que, o movimento da partícula deve ser aproximadamente circular, mas devido à pequena inhomogeneidade presente, a trajetória não se fechará (ver figura 2.5).

Podemos analisar agora a equação de movimento dado em (2.7) em presença de um campo magnético ligeiramente não uniforme, isto é, substituindo (2.27) em (2.7):

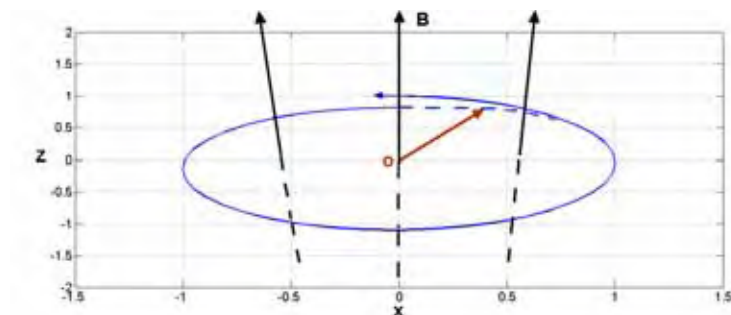


Figura 2.5: Partícula num campo magnético inhomôneo.

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{q}{m}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}_o + \mathbf{u} \times (\mathbf{r} \cdot \nabla_o)\mathbf{B}) \quad (2.29)$$

O primeiro termo de (2.29) representa ao movimento da partícula num campo $\mathbf{B}$ homogêneo e o segundo termo pode ser relacionado como o termo de correção devido à perturbação da órbita em presença do campo $\mathbf{B}$ não uniforme.

Observando o segundo termo em (2.29) vemos que ele é claramente de ordem superior em relação ao primeiro porque envolve o produto de termos de primeira ordem. Para reduzi-lo a um termo de primeira ordem, substituímos $\mathbf{u} \rightarrow \mathbf{u}_o$, e $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}_c$. Então (2.29) torna-se de primeira ordem na forma:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{q}{m}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}_o + \mathbf{u}_o \times (\mathbf{r}_c \cdot \nabla_o)\mathbf{B}) \quad (2.30)$$

O segundo termo de (2.30) corresponde ao termo de força (2.18). Como previamente analisado, o termo de força adicional não é constante devido ao fato que depende da posição instantânea da partícula $\mathbf{r}_c$. Portanto, a força deve ser considerada como o valor médio sobre um giro da órbita. Então,

$$\mathbf{F} = \langle q\mathbf{u}_o \times (\mathbf{r}_c \cdot \nabla_o)\mathbf{B} \rangle \quad (2.31)$$

Como podemos ver, (2.31) envolve a gradiente do campo magnético avaliado no centro guia.

A força média pode ser calculada conhecendo-se a forma do campo magnético. O campo magnético inhomogêneo que envolve termos ∇B pode ser analisado a partir do tensor (BITTERCOURT, 2004):

$$\nabla B = \begin{pmatrix} \frac{\partial Bx}{\partial x} & \frac{\partial Bx}{\partial y} & \frac{\partial Bx}{\partial z} \\ \frac{\partial By}{\partial x} & \frac{\partial By}{\partial y} & \frac{\partial By}{\partial z} \\ \frac{\partial Bz}{\partial x} & \frac{\partial Bz}{\partial y} & \frac{\partial Bz}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

O tensor dado em (2.32) possui nove componentes. No entanto, a condição $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ permite reduzir o número de termos de nove para oito, considerando,

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \frac{\partial Bx}{\partial x} + \frac{\partial By}{\partial y} + \frac{\partial Bz}{\partial z} \quad (2.33)$$

mostrando, que somente dois dos termos divergentes sejam independentes. Como foi analisado previamente na seção 2.4.3, num campo magnético uniforme, a presença de uma força adicional dá origem a uma velocidade de deriva. Em tal sentido, as velocidades de deriva produto da força mostrada em (2.31) são (PARKS, 1991):

$$\mathbf{u}_c = \frac{m\mathbf{u}_{\parallel}^2}{qB^4} [\mathbf{B} \times (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}] \quad (Curvatura) \quad (2.34)$$

$$\mathbf{u}_{\nabla B} = \frac{m\mathbf{u}_{\perp}^2}{2qB^3} (\mathbf{B} \times (\mathbf{B} \times \nabla) B) \quad (Gradiente) \quad (2.35)$$

2.5 Bainha

Uma característica inevitável que surge da interação do plasma com as paredes da câmara do vácuo é a formação de uma região não neutra conhecida como bainha de plasma. Este termo foi inicialmente introduzido nos primeiros trabalhos de Irving Langmuir por volta dos anos 1920 (SHERIDAN; GORRE, 1989). Conforme Langmuir, a bainha é a região não-neutra formada entre a superfície das paredes e o plasma. Esta região é caracterizada pela sua espessura que é da ordem do comprimento de Debye. A

formulação explícita e a interpretação clara da formação da bainha foi desenvolvida por Bohm (BOHM, D., 1949). Devido à importância da bainha em diversos processos físicos, seu comportamento foi muito estudado, existindo vários modelos teóricos propostos para seu estudo (SHERIDAN; GORRE, 1989; CONRAD et al., 1987).

2.5.1 Modelo de Bainha do Plasma

Este modelo analisa a interação entre o plasma e um material qualquer quando é imerso em plasma. O esquema é representado esquematicamente na figura 2.6(a).

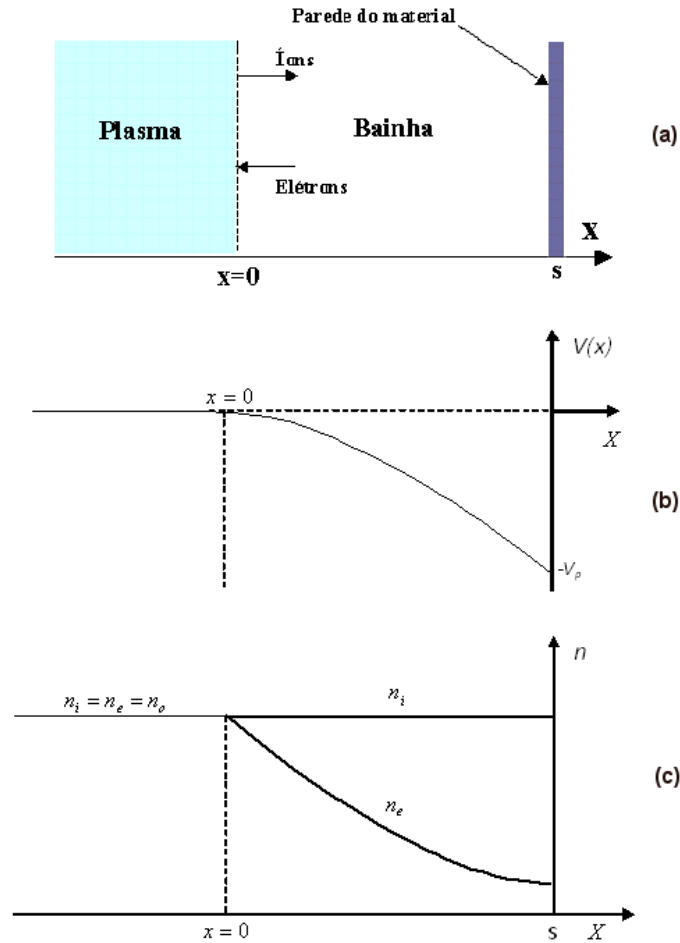


Figura 2.6: Modelo da bainha de plasma. (a) Formação da bainha do plasma. (b) Potencial negativo na região da bainha. (c) Comportamento da distribuição da densidade de elétrons e dos íons na região da bainha.

A descrição do mecanismo físico responsável para formação da bainha de plasma é dada a seguir. Por simplicidade podemos considerar que o material imerso em plasma se

encontra inicialmente descarregado. Desta forma, as partículas carregadas no plasma que incidem na parede do material devido a seu movimento aleatório térmico são em maior parte perdidas pelo plasma. Os íons geralmente recombina-se na parede e retornam ao plasma como partículas neutras, enquanto os elétrons podem ser recombinados na parede ou entrar na banda de condução se a superfície for um metal. O fluxo devido ao movimento aleatório das partículas presentes no plasma que bombardeiam a superfície do material por unidade de área e unidade do tempo é dado por (ROTH, J. R., 1995):

$$\Gamma_{\alpha} = n_{\alpha} \sqrt{\frac{T_{\alpha}}{2\pi M_{\alpha}}} \quad (2.36)$$

aqui, α representa o tipo de partícula (e para elétrons, i para íons). T , n , M são respectivamente a temperatura, densidade das partículas e a massa. É evidente da equação (2.36), que se inicialmente as densidades numéricas de íons e elétrons são iguais, então o fluxo de elétrons (Γ_e) é bem maior do que o fluxo dos íons (Γ_i). Conseqüentemente, a parede em contato com o plasma rapidamente acumula uma carga negativa devido ao fato que inicialmente mais elétrons atingem a parede do que íons positivos. Num dado momento devido ao potencial negativo da parede, a bainha começa atuar como barreira elétrica para os elétrons e só alguns elétrons com bastante energia chegam a atingir a parede do material (os demais são refletidos) e os íons começam a ser acelerados. Esse é o regime de saturação dos íons, na qual o fluxo é dado por (ROTH, J. R., 1995):

$$\Gamma_i = \frac{n_0}{4} \sqrt{\frac{8eT}{\pi M_e}} \quad (2.37)$$

Como é mostrada na figura 2.6(c), a densidade numérica de elétrons em $x = s$ decresce seguindo à equação de Boltzmann dada pela formula:

$$n_e(x = s) = n_0 e^{\frac{-eV_p}{kT}} \quad (2.38)$$

Na figura 2.6(b), o potencial na parede é permitida a flutuar no potencial V_p . Com essa condição, é determinado o fluxo de elétrons na parede:

$$\Gamma_e = \frac{n_0}{4} \sqrt{\frac{8eT}{\pi M_e}} e^{\frac{-eV_p}{kT}} \quad (2.39)$$

Na condição de equilíbrio, quando fluxos iguais de elétrons e íons colidem com a parede do material, o plasma e a parede atingem um equilíbrio dinâmico tal que a corrente total na parede seja zero:

$$I = eA(\Gamma_i - \Gamma_e) = 0 \quad (2.40)$$

onde A é a superfície da parede. O potencial da parede V_p em equilíbrio é chamado de potencial flutuante e é dado pela seguinte expressão:

$$V_f = -\frac{T}{2} \ln\left(\frac{M_i T_e}{M_e T_i}\right) \quad (2.41)$$

2.5.2 Modelo de Bainha de Bohm

O modelo analisado anteriormente é muito aproximado, devido ao fato que não considera a aceleração dos íons na região da bainha. O modelo de Bohm considera que a região da bainha não é como foi apresentado na seção 2.5.1 e considera a existência de uma região adicional chamada região de pré-bainha como é mostrado de forma esquemática na figura 2.7.

O modelo da bainha de Bohm é baseado no modelo do potencial do plasma e a variação da densidade numérica de partículas. Como é observado na figura 2.7(b) o potencial no plasma é considerado zero. Na região da pré-bainha uma queda no potencial desde zero a V_s é formada enquanto outra queda de potencial é iniciada na região da bainha desde V_s ao valor V_p na parede do material. Para que os íons em repouso no plasma possam atingir a região da bainha é requerida que $V_s \leq -kT/2e$ (ver apêndice E). Assim, o critério de Bohm é obtido quando $V_s = -kT/2e$. A partir deste potencial obtemos a velocidade $u_b = \sqrt{\frac{kT}{m_i}}$ com o qual os íons atingem a região da bainha. Esta velocidade é chamada de velocidade de Bohm.

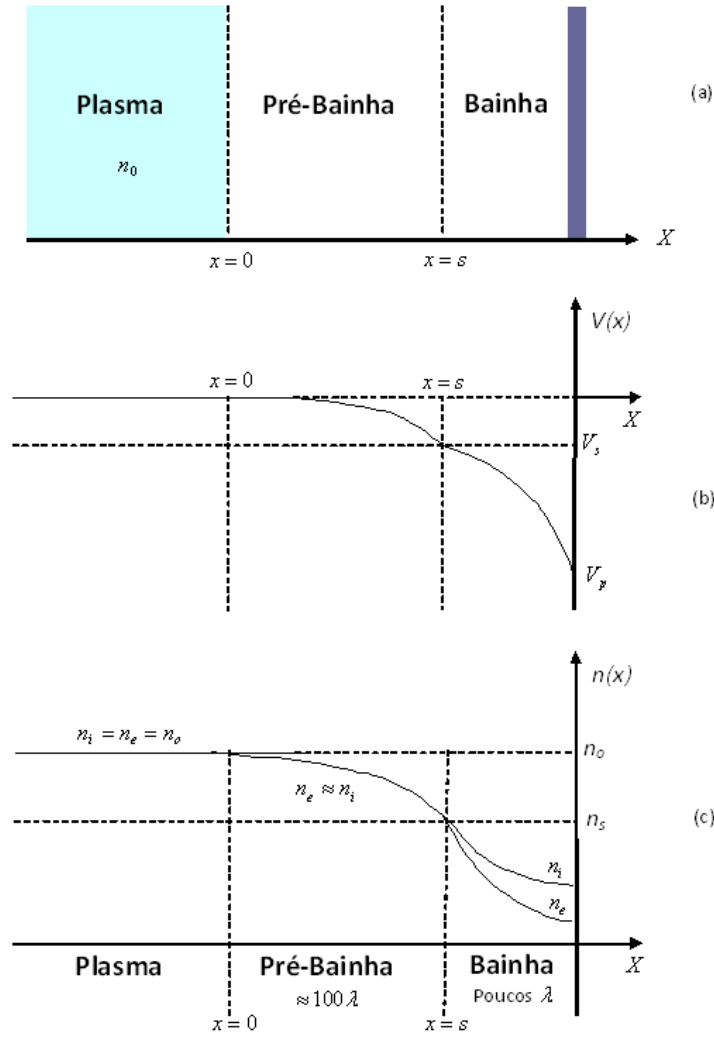


Figura 2.7: Modelo da bainha de Bohm. (a) Regiões característicos do modelo de Bohm. (b) Comportamento do potencial (c) da densidade de partículas nas três regiões consideradas.

O modelo acima estima que a espessura da pré-bainha é de aproximadamente 100 vezes o comprimento de Debye. Enquanto a região da bainha é de poucos comprimentos de Debye. Na região de pré-bainha as densidades de elétrons e íons são quase iguais sendo considerada como uma região quase neutra. Na própria bainha a distribuição das densidades de íons é maior que as dos elétrons, como mostra a figura 2.7(c).

2.5.3 Bainha de alta tensão

Uma situação que surge em muitas aplicações de plasma (como no caso da implantação iônica ¹) é a formação de uma *matriz* de íons transitória. Como já foi analisada na

¹Uma discussão dos processos de implantação iônica são apresentadas no apêndice B.

seção anterior (seção 2.5.1), a bainha é a região não neutra formada por uma população de íons entre a superfície do material e o plasma.

A formação da matriz de íons no 3IP é observada quando uma tensão negativa é aplicada num objeto imerso em plasma. Desta forma, quando uma seqüência de pulsos negativos de amplitude V_o é aplicada, três fases de expansão da bainha conforme a escala de tempo podem ser distinguidas (REJ; FAEHL; MATOSSIAN, 1997).

Primeira fase: Em um tempo aproximadamente igual ao inverso da frequência eletrônica do plasma, $\omega_{ep}^{-1} = (\varepsilon_0 m / n_e e^2)^{1/2}$, em torno de alguns ns , os elétrons do plasma próximos ao alvo (catodo) são repelidos, enquanto os íons muito mais massivos que os elétrons permanecerão na mesma posição formando deste modo uma região de íons positivos chamados íon *matrix sheath*, como é mostrado na figura 2.8.

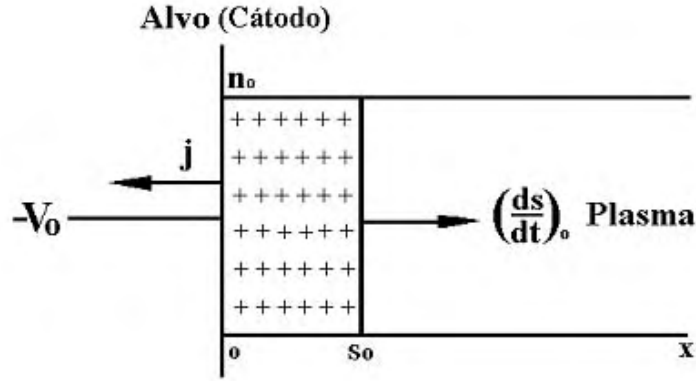


Figura 2.8: Região da bainha formado por íons positivos.

A população de íons presente nesta região é caracterizada pela sua espessura, s . Para encontrar o valor de s iniciamos com a determinação da população de íons positivos existentes nesta região. Utilizando a equação de Poisson em uma dimensão, podemos escrever:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{en_0}{\varepsilon_0} \quad (2.42)$$

Aqui, E , n_0 , e , e ε_0 são respectivamente o campo elétrico, a densidade de íons, a carga elementar e a permissividade do vácuo. Integrando a equação (2.42) com as condições de contorno: $E(x = s_0) = 0$, e, $V(x = 0) = 0$, obtemos:

$$V(x) = -\frac{en_0}{2\varepsilon_0}(x^2 - 2s_0x + s_0^2) \quad (2.43)$$

onde s_0 é a espessura da bainha.

Em equação (2.43) observamos que o potencial eletrostático obedece a uma equação parabólica na região da bainha. Então, podemos calcular a espessura inicial da bainha utilizando a condição: $x = 0$ quando $V = -V_0$, ficando:

$$s_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 V_0}{en_0}} \quad (2.44)$$

Podemos observar na equação (2.44) que a espessura da bainha é proporcional à raiz quadrada da tensão aplicada V_0 e inversamente proporcional à raiz quadrada da densidade do plasma n_0 .

Segunda fase: Quando o tempo depois da aplicação dos pulsos é aproximadamente igual ao inverso da frequência iônica do plasma $\omega_{ip}^{-1} = (\varepsilon_0 M / n_i e^2)^{1/2}$ o campo elétrico resultante na bainha acelera gradualmente os íons em direção ao alvo. Eles colidem com a superfície do alvo com energias que dependem de suas posições iniciais dentro da bainha. A medida em que os íons da bainha são implantados, a densidade de corrente iônica aumenta até alcançar um valor máximo. Assim que os íons da bainha são esgotados, novos íons são extraídos do plasma e acelerados em direção ao alvo. Deste modo, devido à conservação de carga, a bainha se desloca para dentro do plasma descobrindo novos íons para serem implantados.

Terceira fase: Para um pulso de tensão com longa duração, tipicamente dezenas de ω_{ip}^{-1} , a expansão da bainha e a densidade de corrente atingem um estado estacionário descrito pela lei de Child (SHERIDAN; GORRE, 1989; LIEBERMAN, 1989):

$$j_C = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{s_C^2} \quad (2.45)$$

aqui M e s_c são respectivamente a massa do íon e a espessura da bainha no estado estacionário.

No estado estacionário, o número de íons que atravessam a bainha são implantados no alvo.

Na figura 2.9 é ilustrado o comportamento da bainha e da corrente para esta fase. Ela mostra a distribuição da densidade de corrente dos íons na região da bainha quando a densidade de corrente atinge o estado estacionário. O perfil da corrente iônica fluindo na direção do alvo mostra mais íons perto da borda do plasma. Por outro lado, a espessura da bainha inicial s_0 , devido à implantação dos íons, expande-se até um valor $x = s_C$, conhecido como espessura da bainha no estado estacionário.

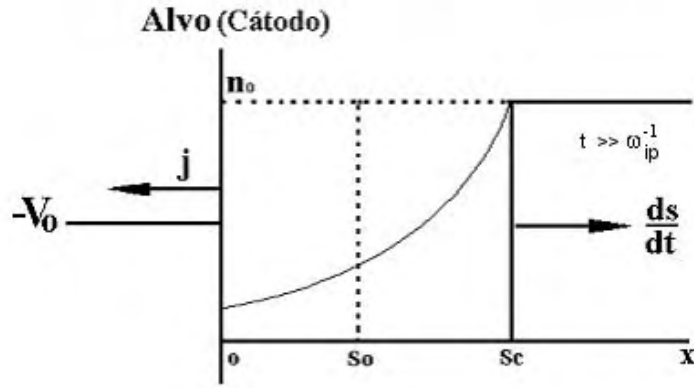


Figura 2.9: Para $t \gg \omega_{ip}^{-1}$ a bainha atinge um estado estacionário.

Para determinar s_C é necessário considerar a densidade de corrente de íons que entram na região da bainha. Esta pode ser escrita usando o modelo da bainha de Bohm (SHERIDAN; GORRE, 1989) como:

$$j_C = en_0 u_B \quad (2.46)$$

onde

$$u_B = \sqrt{\frac{kT}{M}} \quad (2.47)$$

é a velocidade de Bohm. Igualando (2.45) com (2.46) encontramos a espessura da bainha para o estado estacionário:

$$s_C^2 = \frac{4\varepsilon_0}{9en_0} \left(\frac{2e}{kT} \right)^{\frac{1}{2}} V^{\frac{3}{2}} \quad (2.48)$$

2.6 Resumo

Neste capítulo foram revisados alguns aspectos importantes que deve apresentar um gás ionizado para ser considerado como plasma. As características do plasma diferem-se dependendo dos átomos e moléculas, densidade, grau de ionização, frequência de colisão, etc. Não obstante, existe uma característica que é independente destes parâmetros conhecida como quase neutralidade. Foi também analisado o plasma em presença de um campo magnético. A análise pode ser realizada usando a definição do centro guia. Dependendo da natureza da força aplicada, diversos tipos de deriva podem surgir. Por outro lado, se um objeto é imerso em plasma, uma região não neutra conhecida como região de bainha será formada. Esta bainha é modificada quando uma tensão é aplicada no alvo. Em aplicações, como no processo 3IP, a bainha do plasma se expande no tempo.

Capítulo 3

IMPLANTAÇÃO IÔNICA POR IMERSÃO EM PLASMA COM CAMPO MAGNÉTICO

3.1 Introdução

Um dos importantes pré-requisitos para a aplicação do processo 3IP na indústria é conseguir altas doses de implantação para tempos de tratamento relativamente curtos. Muitas vezes as fontes de alta tensão e as densidades de plasma usados na prática não permitem alcançar estes objetivos.

Por outro lado, uma alta dose com maior profundidade de implantação é requerido em algumas aplicações 3IP. Certamente isto dependerá dos parâmetros mais importantes do processo 3IP: a pressão e a tensão. A distribuição da dose é relacionada por muitos pesquisadores com o comportamento da dinâmica da bainha. Segundo Masamune e Yukimura (2006), se a extensão da bainha torna-se muito maior do que o tamanho característico do alvo, a uniformidade de implantação iônica é perdida.

Para garantir a retenção da bainha é necessário que a escolha dos parâmetros do processo 3IP seja apropriado, de modo tal que, a densidade de íons não varie durante cada pulso. Isto permitirá que a dose sobre o alvo seja mantida uniforme (CONRAD et al.,

1989; MALIK et al., 1993). Portanto, a escolha de tensões mais baixas (alguns kV) e de pulsos de tensão mais curtos ajudará reduzir de forma significativa a expansão da bainha (KWOK et al., 2003; RAUSCHENBACH; MANDEL, 2003). No entanto, a profundidade de implantação será comprometida porque ela depende da energia aplicada. Portanto, uma implantação conformal com maior profundidade de implantação não será possível nestas condições.

Outro método de manter o tamanho da bainha reduzido é variando a pressão do gás durante o processo 3IP. Um incremento na pressão implica num aumento de densidade do plasma. Como consequência, uma redução no tamanho da bainha pode ser obtida. No entanto, um incremento muito alto de pressão pode conduzir a formação de arco elétrico (ANDERS A., 2000 ; KEIDAR M., 2006), podendo danificar o equipamento.

Uma maneira de superar essas limitações seria mediante o uso de técnicas adicionais que possam gerar altas densidades de plasma com a possibilidade de permitir ter controle sobre esta. Este objetivo pode ser alcançado mediante o uso de um campo magnético externo. Como é sabido, uma característica do plasma é de responder a influência de um campo magnético. Dependendo da intensidade do campo $\mathbf{B}$ aplicado pode ser possível modificar a dinâmica da bainha. E dependendo da distribuição do campo, confinamento magnético pode ser obtido.

Por exemplo, num campo magnético uniforme, os elétrons magnetizados do plasma podem ser confinados radialmente, espiralando em torno das linhas de campo. Os elétrons durante sua trajetória podem colidir e ionizar as moléculas do gás. No entanto, os elétrons serão perdidos em direção do campo $\mathbf{B}$ aplicado. Por outro lado, uma configuração de campo magnético com distribuição não-uniforme pode permitir o confinamento do plasma. Foi demonstrado usando simulação numérica (KOSTOV et al., 2009) que em uma distribuição não-uniforme do campo $\mathbf{B}$ alguns dos elétrons são presos, conseguindo alterar sua distribuição espacial.

Uma das formas conhecidas de confinar o plasma é mediante o uso de uma configuração chamada espelho magnético. Aplicação do conceito do espelho magnético foi usada para a obtenção da configuração do tipo garrafa magnética. Este tipo de configuração foi

usado extensamente no confinamento de partículas carregadas para fins de fusão nuclear. Atualmente, estas não são consideradas eficientes devido à perda das partículas já que as linhas de campo nesta configuração não são fechadas.

Para que o processo 3IP com campo magnético encontre aplicação em tratamento de materiais é necessário entender o efeito do $\mathbf{B}$ sobre a corrente iônica. Nesse sentido, por exemplo, o uso de um campo magnético com intensidade forte não é desejável em 3IP com campo magnético, sendo que isto poderia afetar fortemente a trajetória dos íons indo ao substrato (TAN, 2007), alterando significativamente a incidência normal dos íons.

3.2 3IP com campo magnético

As primeiras aplicações de campo magnético nas investigações em sistemas 3IP foram orientadas à supressão dos elétrons secundários (REJ et al., 1994). Pesquisas posteriores provaram que a incorporação de um campo magnético no sistema 3IP garante uma apreciável vantagem em relação aos métodos convencionais, mostrando que a aplicação de um campo magnético transversal influi significativamente na dinâmica da bainha (KEIDAR et al., 2002). Levchenko, Romanov e Keidar (2003), empregando uma configuração parecida a um magnetron cilíndrico mostraram que a presença de um sistema de campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ gera uma alta corrente de íons na superfície do alvo, onde conseguiram aumento de até duas ordens de magnitude da corrente iônica em relação ao caso sem campo magnético. Usando configurações similares, Levchenko et al., (2004) mostraram experimentalmente que o comportamento do plasma num sistema de campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ depende fortemente da intensidade do campo magnético.

Estes resultados experimentais sugerem que o campo magnético transversal pode ser utilizado para o progresso do processo 3IP. Deste modo, podemos planejar o uso de um sistema de bobinas magnéticas parecido ao usado por Levchenko e Keidar. Uma possibilidade é considerar duas bobinas magnéticas posicionadas uma em frente da outra.

A distribuição do campo magnético gerado pelo sistema de bobinas consideradas acima pode ser analisada usando expressões analíticas². Para isso, podemos considerar que o campo magnético é produzido por duas espiras percorridas por uma corrente I .

Em coordenadas cilíndricas convencional (r, θ, z) , o vetor potencial é escrito na forma:

$$A_\theta = \frac{\mu_0 I}{\pi} \sqrt{\frac{a}{r}} \left\{ \left[\left(\frac{1}{s_0} - \frac{s_0}{2} \right) K(s_0) - \frac{1}{s_0} E(s_0) \right] \pm \left[\left(\frac{1}{s_1} - \frac{s_1}{2} \right) K(s_1) - \frac{1}{s_1} E(s_1) \right] \right\} \quad (3.1)$$

onde a é o raio da espira e s_0 e s_1 são dadas por:

$$s_{0,1}^2 = \frac{4ar}{(a+r)^2 + (z-z_{0,1})^2} \quad (3.2)$$

com z_0 e z_1 sendo as posições das bobinas e K e E são respectivamente as integrais elípticas completas de primeira e segunda classe.

A configuração do campo magnético é estabelecida escolhendo o sinal da equação (3.1):

$$\text{Configuração} \longrightarrow \begin{cases} + & \text{Garrafa magnética} \\ - & \text{Cuspide} \\ + & e \quad |z_0 - z_1| = a \quad \text{Bobina de Helmholtz.} \end{cases} \quad (3.3)$$

As configurações do campo magnético dados em (3.3) são mostradas nas figuras 3.1 - 3.3 junto com suas distribuições. Estas foram obtidas usando o código KARAT (TARAKANOV, 1994).

²Os resultados deste estudo foram apresentados no 10º Encontro brasileiro de física dos plasmas, 2009.

As distribuições dados nas figuras 3.1 - 3.3 permitem entender o comportamento do plasma quando as bobinas são incorporadas ao sistema 3IP. Isto é importante porque nos ajuda a decidir qual das configurações permite um maior confinamento do plasma.

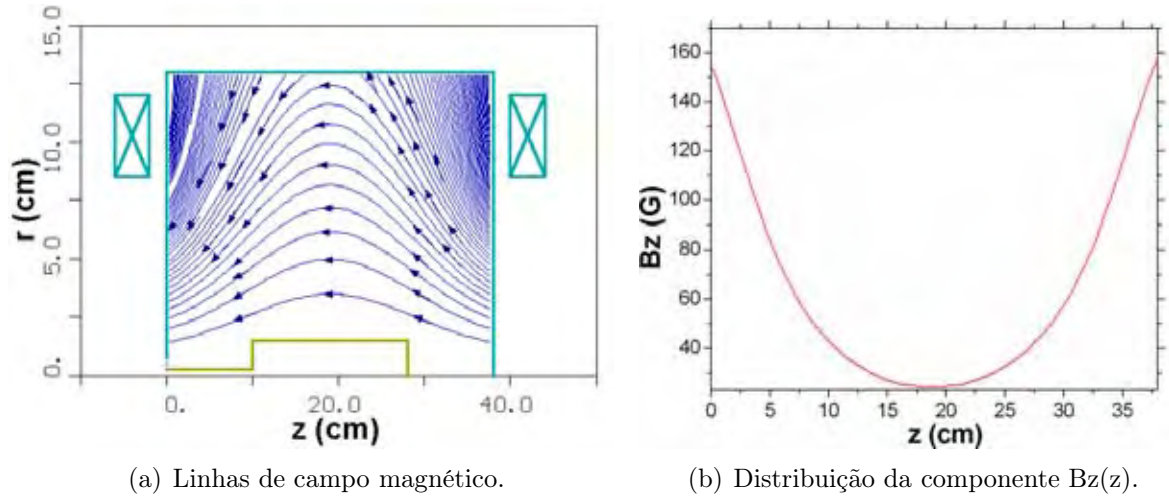


Figura 3.1: Configuração do campo magnético do tipo garrafa magnética.

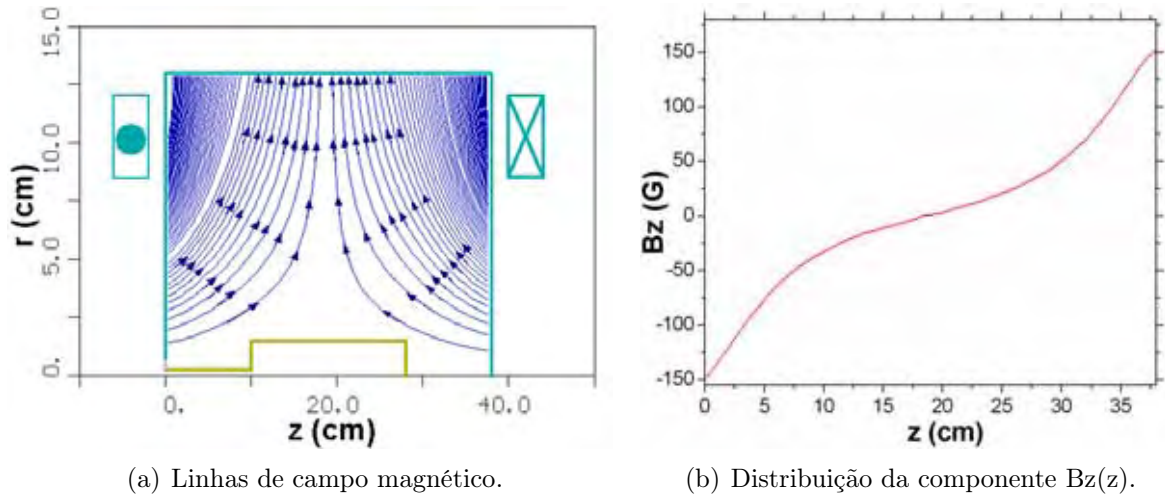


Figura 3.2: Configuração do campo magnético do tipo cuspide.

Uma forma de analisar o aumento de confinamento do plasma é estudar o perfil de sua distribuição radial. Em tal sentido, aplicações do processo 3IP usando as distribuições de campo magnético dados em 3.1 - 3.3 foram realizados usando o código computacional KARAT, e os resultados são mostrados na figura (3.4).

Como podemos observar na figura 3.4, uma alta densidade de elétrons do plasma foi encontrada com a configuração tipo espelho magnético. Isto pode ser explicado analisando as figuras 3.1 - 3.3. Sem dúvida, as condições de aprisionamento podem ser alteradas com a

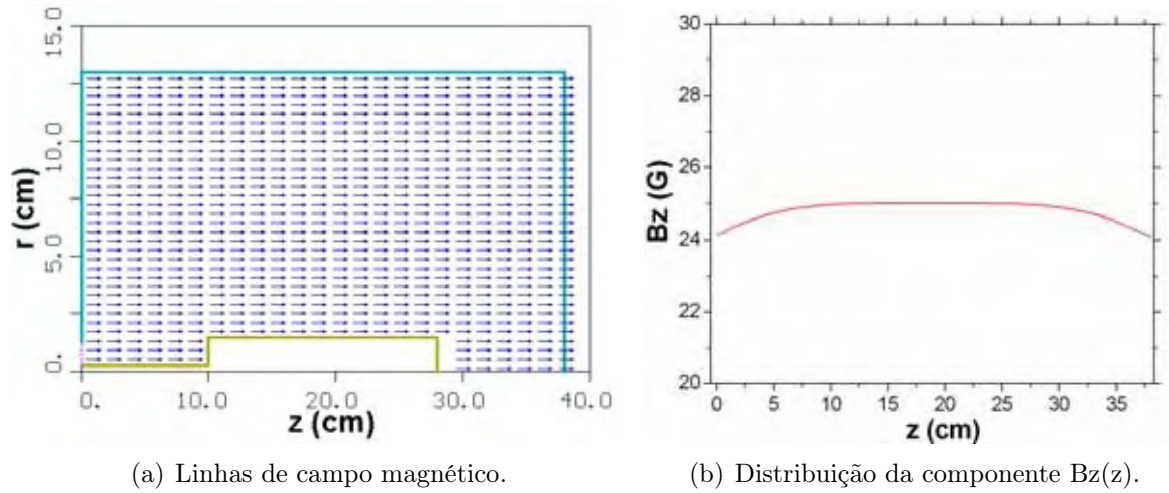


Figura 3.3: Configuração do campo magnético uniforme.

mudança na configuração geométrica e a intensidade do campo magnético. Neste sentido, confinamento magnético é pouco provável de ser realizado nas configurações cúspide e Helmholtz, onde as partículas não conseguem ser presas e elas provavelmente são perdidas nas paredes.

A probabilidade da ocorrência de colisões vai aumentar ainda mais quando é considerado um campo magnético não-uniforme com a configuração espelho magnético. Portanto é esperado um aumento da densidade do plasma.

Devido as vantagens que oferece para o confinamento do plasma, a configuração espelho magnético será usada neste trabalho .

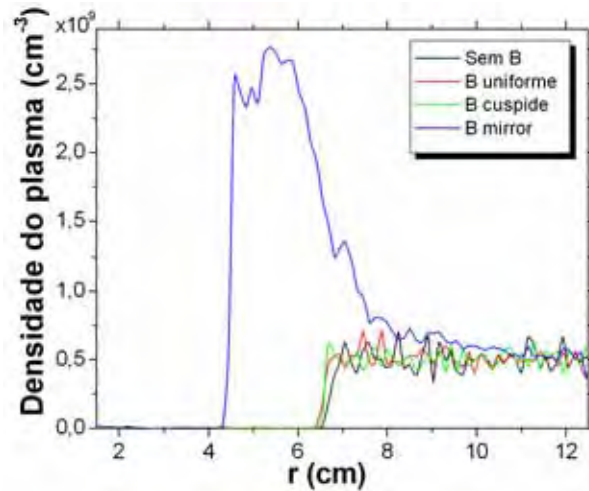


Figura 3.4: Densidade do plasma encontrada para as três configurações.

3.3 Configuração garrafa magnética

Antes de iniciar o estudo numérico da configuração tipo garrafa magnética será realizada uma análise do funcionamento da configuração espelho magnético.

Configurações espelho magnético podem ser encontradas em plasmas magnetizados, incluindo grandes dispositivos que são usados para o estudo da fusão termonuclear (BREUN et al, 1981), fontes iônicas de ressonância elétron ciclotron (FERREIRA; DA SILVA; RÊGO, 2004), Hall thruster (KEIDAR; BOYD, 2005), etc. Também, uma classe especial de espelho magnético foi estudada para a produção e confinamento de átomos de anti-hidrogênio (BERTSCHE et al., 2006).

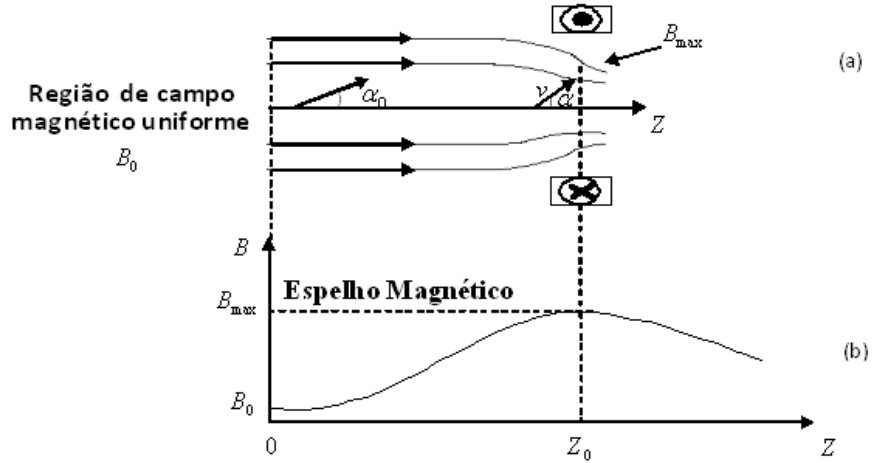


Figura 3.5: (a) Bobina magnética produzindo campo magnético. (b) Distribuição espelho magnético.

Um tratamento matemático do efeito da configuração espelho magnético descreve isto como uma consequência da conservação do momento magnético em um campo $\mathbf{B}$ convergente como é mostrado na figura 3.5. Como as linhas de campo magnético convergem, a intensidade do campo magnético aumenta. Este incremento do campo magnético atua refletindo algumas das partículas carregadas que estão nesta região. Devido a isso esta configuração é chamada de espelho magnético.

Vejamos como o mecanismo da reflexão é relacionado com a invariância do momento magnético.

Consideremos uma partícula de massa m movimentando-se com velocidade u formando um ângulo α em relação à direção do campo magnético B (ver figura 3.5(a)). Desta maneira podemos determinar a relação entre as velocidades perpendicular ($u_{\perp}$) e paralela ($u_{\parallel}$) com o ângulo α :

$$\frac{u_{\perp}}{u_{\parallel}} = \tan(\alpha) \quad (3.4)$$

O momento magnético é dado como:

$$\mu_B = \frac{mu_{\perp}^2}{2B} \quad ou \quad \mu_B = \frac{E_k}{B} \sin^2(\alpha) \quad (3.5)$$

sendo $E_k = \frac{1}{2}mu^2$ a energia cinética da partícula.

Notamos que a energia cinética E_k da partícula se conserva num campo magnético. A equação (3.5) determina a relação entre B e α para uma partícula. Quando os valores iniciais B_0 e α_0 do campo magnético e do ângulo α são conhecidos, a equação (3.5) também pode ser escrito como:

$$\sin^2(\alpha) = \left(\frac{B}{B_0}\right) \sin^2(\alpha_0) \quad (3.6)$$

Se a configuração do campo $\mathbf{B}$ é tal que a intensidade do campo magnético incrementa gradualmente desde B_0 até um valor B_{max} , então o ângulo deve também aumentar de acordo com (3.6). Quando a partícula se movimenta ao longo do eixo z a energia paralela $E_{\parallel}$ é convertida em energia cinética perpendicular $E_{\perp}$.

Como,

$$\left(\frac{B_{max}}{B_0}\right) \sin^2(\alpha_0) = \sin^2(\alpha) \leq 1 \quad (3.7)$$

a partícula só pode chegar até o ponto onde o campo magnético satisfaz a relação:

$$\left(\frac{B}{B_0}\right) \sin^2(\alpha_0) = 1 \quad e \quad \alpha = \frac{\pi}{2} \quad (3.8)$$

se $\alpha = \pi/2$, de (3.4) temos que $u_{\parallel} = 0$; a partícula é refletida nesta posição e começa a se mover para longe do espelho magnético.

Se, por outro lado, a razão B_{max}/B_0 não é suficientemente grande, ou o ângulo inicial é pequeno, assim que a equação (3.8) não é satisfeita, a partícula não é mais refletida por tal configuração de campo e escapa para longe do sistema. Para uma determinada razão do espelho magnético B_{max}/B_0 , o ângulo máximo α_0 para qual uma fuga de partículas pode acontecer é determinado por:

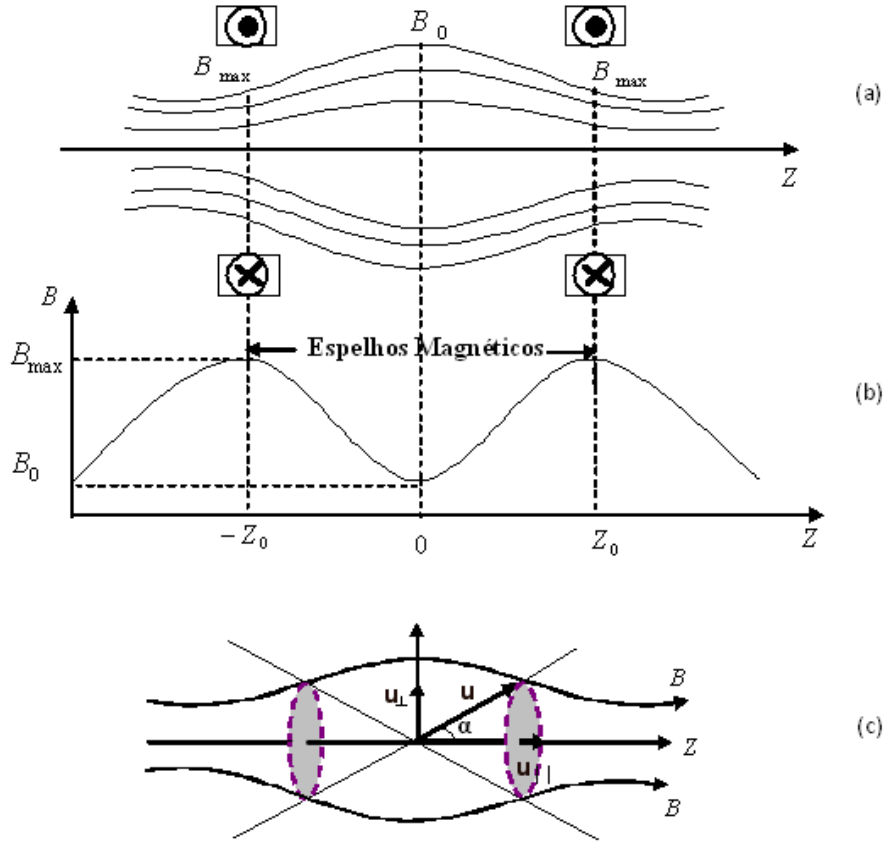


Figura 3.6: (a) Arranjo de bobinas magnéticas para produzir campo magnético. (b) Distribuição axial do campo magnético. (c) O plasma é confinado na região B_{min} .

$$\alpha = \sin^{-1} \left(\frac{B_0}{B_{max}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.9)$$

Este ângulo determina o chamado cone de perda do sistema como é mostrado de forma esquemática na figura 3.6(c).

Quando dois espelhos magnéticos iguais são colocados a uma determinada distância é produzida uma configuração de campo magnético como é mostrado na figura 3.6(a). Neste tipo de configuração, todas as partículas carregadas com ângulo suficientemente grande são refletidas para a região entre os espelhos. Tal esquema de confinamento de plasma é nomeado garrafa magnética.

3.4 Resumo

Neste capítulo foi abordado o sistema de implantação iônica por imersão em plasma com campo magnético. Mediante o uso de um conjunto de bobinas magnéticas foi possível estudar diversas configurações de campo magnético. Foi determinado que estas configurações dependem basicamente do sentido com que a corrente percorre as bobinas. Para correntes circulando numa mesma direção foi analisada a configuração garrafa magnética. Foi determinado que esta distribuição poderia ser usada no processo 3IP para incrementar o plasma devido a confinamento magnético. As regiões características que apresentam esta configuração foram analisadas.

Capítulo 4

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO PLASMA

4.1 Introdução

Em física dos plasmas, a estrutura matemática das equações que governa sua dinâmica é na maioria das vezes simples. Apesar disso elas são impossíveis de serem resolvidas analiticamente devido ao fato que são equações altamente não lineais que envolvem um infinito grau de liberdade (ARMSTRONG et al., 1970).

Para superar essas limitações são usadas técnicas numéricas. Estas constituem em uma ferramenta importante e poderosa que permite a análise e modelagem de diversos fenômenos envolvidos, permitindo assim um progresso significativo no estudo e compreensão da física dos plasmas.

Alguns dos pioneiros em usar as técnicas computacionais foram os cientistas Buneman em Cambridge (BUNEMAN, 1959), Dawson em Princeton (DAWSON, 1960) no fim da década de 50 e no início dos anos 60, respectivamente. Posteriormente, foi continuado por Birdsall, Langdon, Hockney, Eastwood entre outros pesquisadores. As primeiras tentativas foram realizadas para modelar o plasma em uma dimensão onde foi estudada a interação de algumas centenas de cargas restritas a deslocarem-se somente numa dire-

ção. Nesses cálculos iniciais, os íons foram considerados estáticos, enquanto somente os elétrons foram permitidos a se movimentarem.

Com o decorrer do tempo foram realizados modelos mais elaborados, mas devido a poucos recursos de armazenamento e de memória dos computadores disponíveis, eles foram limitados. No entanto esta situação foi melhorada mais recente, e tanto a memória como a capacidade de armazenamento dos computadores incrementaram imensamente. Assim, plasma com multi-componentes foram simulados. Neste caso as simulações foram orientadas a considerar o movimento dos íons assim como considerar uma distribuição de velocidades para as partículas. Com a extensão destes modelos acrescentando mais dois componentes de velocidades à simulação do plasma, este foi denominado como plasma 1D3v (plasma unidimensional com três componentes de velocidade).

Um grande salto foi dado quando modelos em duas dimensões foram introduzidos. O conceito chave que permitiu esta extensão foi a introdução do termo *grid* (grade). Este consiste basicamente na divisão do espaço computacional em varias células sobrepostas sobre a região do plasma, de forma tal que as cargas são consideradas a se movimentarem de uma célula a outra.

Ainda assim, os modelos descritos acima somente permitiram simulações em escala de tempo e espaço limitados. Para realizar simulações para tempos mais longos foi necessaria a introdução do esquema de diferenciação implícita (LANGDON; COHEN; FRIEDMAN, 1983). Métodos para incrementar a escala espacial em simulação do plasma é uma área que está sendo pesquisado intensamente (GIBBONS; HEWETT, 1995).

Contudo, com o tempo, novos algoritmos numéricos foram desenvolvidos e com a chegada de novas gerações de computadores bem mais poderosos, foram realizadas simulações em três dimensões.

4.2 Particle-in-cell

A presença de computadores cada vez mais poderosos permitiu o avanço das simulações numéricas na área de problemas físicos contemporâneos. Atualmente, processos

físicos não produzíveis no laboratório são simulados usando diversos códigos computacionais que empregam o algoritmo *particle-in-cell* (PIC). O algoritmo PIC refere-se a um processo de cálculos numéricos no qual a região de simulação é dividida em várias células, e a interseção destas células define um conjunto de pontos de malha como é mostrado na figura 4.1. Cada ponto da malha especifica uma localização para onde são calculados o campo eletromagnético e a densidade de carga depois de resolver as equações de Maxwell e a equação de movimento discretizadas.

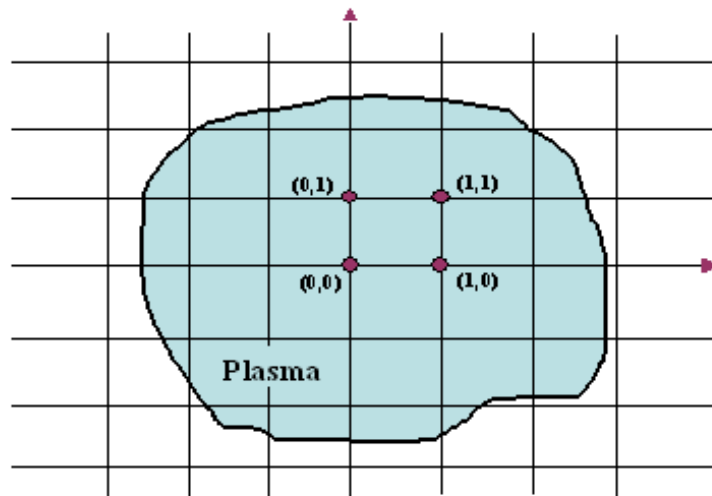


Figura 4.1: Região de simulação do plasma dividida em varias células.

Simulações computacionais empregando o algoritmo PIC tornaram-se um instrumento muito poderoso para o estudo de fenômenos em física de plasma. Por volta da década de 90, as simulações eram aplicadas com sucesso no estudo de implantação iônica por imersão em plasma (REJ et al., 1994; FAEHL; VOLDER; WOOD, 1994).

Simulações numéricas são freqüentemente realizadas usando modelos diferentes, como pode ser consultado nos trabalhos de Sheridan (1996); Faehl; De Volder e Wood (1994). Segundo Huang et al. (2007), geralmente são considerados plasmas uniformes na simulação PIC, mas na prática o plasma é freqüentemente não uniforme devido às limitações da fonte e a difusão do plasma.

Existem alguns assuntos de grande importância para os estudos da eficiência do tratamento 3IP que podem ser abordados através de técnicas de simulações numéricas. Uma delas é a distribuição da dose de implantação em alvos com geometrias complexas. Este

assunto foi abordado e investigado extensivamente por diversos pesquisadores usando o algoritmo PIC em alvos com geometrias complexas. Por exemplo, foram usadas: alvos com geometria cilíndrica (MIYAGAWA et al., 2004), com formato de cone (CORNET et al., 2004) e alvo do tipo trincheira (KELLER et al., (1999,2000); HUBER et al., 2000; TIAN et al., 2004). Em todos estes trabalhos foi demonstrado que o grau de uniformidade da corrente de implantação depende do formato do alvo. Por outro lado, a evolução temporal do potencial e o campo elétrico circundante ao alvo também foi abordado usando a técnica PIC por Paulus et al., (1999). Eles mostraram que a trajetória dos íons convergem perto do canto convexo do alvo e divergem perto do canto côncavo. Segundo eles, isso é devido ao fato que as linhas equipotenciais do campo elétrico são mais convergentes em cantos convexos do que em cantos côncavos. Estes resultados mostram a importância que representa a distribuição das linhas do campo elétrico circundante ao alvo devido ao fato que o ângulo de incidência dos íons sobre o alvo pode ser fortemente influenciado.

Outro assunto de grande relevância abordado mediante simulações PIC é o estudo da evolução da bainha durante o processo 3IP. Briehl e Urbassek, (2002a, 2002b) estudaram a resposta da bainha e pré-bainha considerando um eletrodo planar carregado negativamente e imerso em plasma uniforme. Eles concluíram que a simulação com plasma homogêneo dá uma descrição satisfatória da implantação durante a fase da matriz da bainha, se a densidade do plasma é assumida ser da mesma densidade dos íons.

Pesquisas sobre a expansão da bainha ao redor de trincheiras foram também realizadas. Rauschenbach e Mändl (2003); Briehl e Urbassek (2003), mostraram que uma implantação uniforme no interior das trincheiras é possível de se obter quando a bainha do plasma permanece dentro desta durante o período de duração do pulso. Assim, para poder reter a bainha têm que ser aplicados pulsos curtos ou tensões de baixas intensidades.

Todos esses resultados obtidos mediante simulações numéricas mostraram estar em bom acordo com o experimento. Portanto, as simulações numéricas empregando algoritmo PIC podem ser empregadas com sucesso na otimização do tratamento 3IP.

4.3 Ciclo do processo da simulação numérica

Qualquer simulação computacional seja em uma, duas ou três dimensões, empregando o algoritmo PIC, começa no momento de tempo zero com a escolha de alguma distribuição inicial das partículas (coordenadas espaciais e velocidades iniciais). Uma representação do ciclo de algoritmo PIC é mostrada na figura 4.2. Este processo se inicia com o cálculo da densidade de plasma e de densidade de corrente. Logo em seguida, os campos eletromagnéticos são computados através das equações de Maxwell, que são resolvidas numericamente em uma grade espacial. Em seguida, as forças que agem sobre as partículas carregadas são calculadas a partir dos campos elétrico e magnético encontrados usando a equação de movimento de Newton-Lorentz. Depois, estas forças são utilizadas para computar as novas posições e velocidades das partículas. A partir deste momento este procedimento é repetido várias vezes com passos de tempo finitos. O passo temporal deve ser bastante fino para seguir a evolução do plasma com a precisão desejada.

Neste processo, os campos eletromagnéticos geralmente são calculados numa grade que precisa ser bastante fina para obter distribuições espaciais dos campos que sejam mais realistas. Por outro lado, a escolha de um passo temporal muito pequeno e uma grade espacial muito fina torna os cálculos numéricos extremamente lentos e a simulação tornar-se-á inviável do ponto de vista prático.

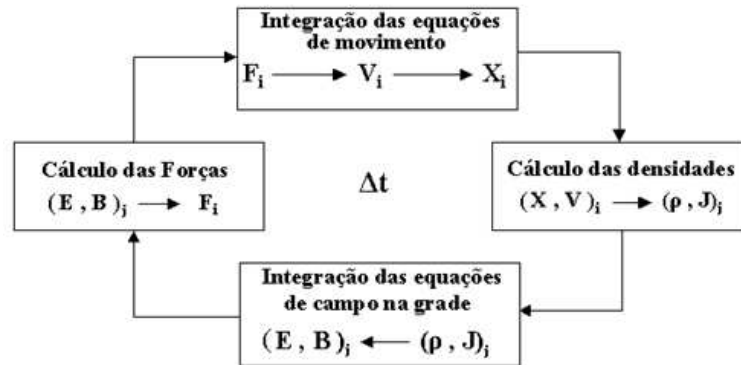


Figura 4.2: Etapas de um cálculo típico em simulação numérica usando o código PIC.

4.4 Código computacional KARAT

KARAT é um código computacional utilizado em física de plasma que foi desenvolvido pelo pesquisador russo Vladimir Tarakanov (1994). Este código eletromagnético é baseado no método *particle-in-cell* (PIC) que utiliza um esquema de diferença finita sobre uma grade retangular para resolver as equações de Maxwell com condições de fronteiras complexas.

O código está orientado principalmente à solução de problemas não estacionários, ou seja, problemas dinâmicos. Também para cálculos em geometrias complexas que envolvem a dinâmica dos elétrons relativísticos e íons não-relativísticos. Em particular, KARAT é útil para a modelagem de fenômenos físicos em plasmas espaciais e de laboratório.

Para a descrição do modelo físico o código KARAT faz uso das equações eletromagnéticas definidas pelas equações de Maxwell (TARAKANOV, 1994):

$$\nabla \times \tilde{B} = \mu_0 J + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \tilde{E} = -\frac{\partial \tilde{B}}{\partial t} \quad (4.2)$$

onde J é a densidade de corrente, μ_0 é a permeabilidade do vácuo ε_0 é permissividade do vácuo, e os campos elétrico e magnético são expressos como:

$$E = \tilde{E} + \overline{E} \quad (4.3)$$

$$B = \tilde{B} + \overline{B} \quad (4.4)$$

sendo $\tilde{E}$ e $\tilde{B}$ os campos variando com o tempo gerado pela carga e pela corrente no sistema e $\overline{E}$ e $\overline{B}$ são os campos quase-estáticos.

Para resolver as equações (4.1) e (4.2) o código utiliza as condições de fronteira para condutores perfeitos:

$$[\tilde{E}\hat{n}] = 0 \quad (4.5)$$

$$(\tilde{B}\hat{n}) = 0 \quad (4.6)$$

e sobre os eixos de simetria da região de simulação (para problemas com simetrias):

$$[\tilde{E}\hat{l}_z] = 0 \quad (4.7)$$

$$(\tilde{B}\hat{l}_z) = 0 \quad (4.8)$$

onde $\hat{n}$ é um vetor unitário normal a superfície, e $\hat{l}_z$ é um vetor unitário ao longo do eixo de simetria.

A densidade de corrente é determinada pelo método PIC:

$$\mathbf{J} = \frac{q}{\Delta u} \sum_s \left(\frac{q_s}{q}\right) \mathbf{u}_s \quad (4.9)$$

onde, $\mathbf{u}_s$ é a velocidade da partícula com índice s , Δu é o volume da célula, $q = (ae r_e)/R$ é a carga da partícula, $r_e = e^2/mc^2$ é o raio clássico do elétron, a é um parâmetro que relaciona a carga macroscópica a carga eletrônica, R é o tamanho típico neste código e q_s é a parte da carga com índice s na célula.

Finalmente, a equação relativística de Lorentz é utilizada para determinar o movimento da partícula em campos eletromagnéticos:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (4.10)$$

Aqui, $\mathbf{p} = m\mathbf{u}\gamma$ é o momento relativístico, γ é o fator gamma e $\mathbf{u}$ é a velocidade da partícula.

O uso da equação relativística é devido a que alguns modelos físicos aqui usados podem ter velocidades relativistas. Assim o código oferece vantagens na modelagem de fenômenos físicos associados com feixes de partículas carregadas.

O método discutido acima garante uma descrição auto-consistente da dinâmica das partículas e os campos gerados por elas.

Se for necessário, também podem ser incluídos processos não elásticos tais como: absorção de partículas, emissão de elétrons secundários, ionização de gás e recombinação de partículas carregadas.

Atualmente existem duas versões deste código: Karat-2 e Karat-3. Elas são orientadas especialmente a análise de problemas em duas e três dimensões espaciais, respectivamente. Dependendo da geometria do problema a ser simulado nós podemos utilizar a versão 2D ou 3D do código KARAT. No presente trabalho, faremos uso da versão eletrostática em duas dimensões do KARAT. Isto significa que assumimos a simetria azimutal na qual só duas variáveis espaciais são consideradas (r e z em geometria cilíndrica). Entretanto três componentes de velocidade u_r , u_z e u_θ são retidos. Esta combinação de parâmetros é chamada versão 2.5D.

4.5 Resumo

A abordagem da física dos plasmas usando técnicas numéricas foi limitada no seu início devido a recursos inferiores de armazenamento e de memória dos computadores. Estas limitações foram superadas com o decorrer do tempo, onde com a chegada de computadores mais potentes e métodos computacionais mais elaborados permitiram um grande salto no estudo da física dos plasmas. Simulação numérica usando o método *particle-in-cell* é amplamente usada em diversos problemas físicos contemporâneos. Uma descrição deste método foi apresentada neste capítulo, onde a região a ser simulada é dividida em várias células denominada grade ou malha. Cada ponto da malha especifica uma localização para onde são calculados o campo eletromagnético e a densidade de carga depois de resolver as equações de Maxwell e a equação de movimento discretizadas. Foi

realizada a descrição do código KARAT que está baseada no método PIC e que será usado para o estudo do processo 3IP. Além de resolver problemas dinâmicos, este código permite o uso do método de Monte Carlo para a análise de processos de colisão.

Capítulo 5

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE IMPLANTAÇÃO IÔNICA POR IMERSÃO EM PLASMA

5.1 Resultados e discussões

5.1.1 Dados e parâmetros da simulação

Para estudar o processo 3IPCM, simulação numérica foi realizada. Nesta etapa, nós usamos um código computacional em geometria cilíndrica. A simulação foi realizada usando o código computacional KARAT (TARAKANOV, 1994). O código usa o algoritmo *particle-in-cell* (PIC) para o cálculo do movimento das partículas carregadas em campo eletromagnético. As dimensões e a geometria considerados nesta simulação são próximas ao arranjo 3IP experimental mostrado na figura 5.1. O valor da tensão de 0,0 kV a 10,0 kV, a pressão de 1,20 Pa a 4,00 Pa e o campo magnético de 0,0 G a 40,0 G são variados respectivamente para a análise do processo 3IP com campo magnético.

A simulação foi iniciada com o volume da câmara 3IP preenchido com plasma uniforme de nitrogênio de baixa pressão, com densidade inicial, $n_0 = 5,0 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$, temperatura eletrônica, $T_e = 3,0 \text{ eV}$, temperatura iônica, $T_i = 0,0 \text{ eV}$. Em nossa simulação

numérica foram usados uma malha retangular com tamanho $\Delta z = 3,0$ mm e $\Delta r = 1,3$ mm e um passo de tempo de $2,0 \times 10^{-12}$ s . Para produzir um campo magnético ao redor do alvo, utilizamos um par de bobinas magnéticas instaladas ao redor da câmara. Estas são percorridas no mesmo sentido por uma corrente I_{bob} . As dimensões delas são: $\Delta z = 4,0$ cm de comprimento e $\Delta r = 3,5$ cm de espessura.

O código KARAT é executado com o algoritmo probabilístico Monte Carlo para simular o processo de ionização que ocorre devido às colisões dos elétrons do plasma com as moléculas do gás residual. Dois processos inelásticos foram considerados, a ionização e a excitação. A seção eficaz de ionização usada nesta simulação é similar a esta usada por Surendra; Graves e Jellum (1993) com energia limiar de 20,0 eV.

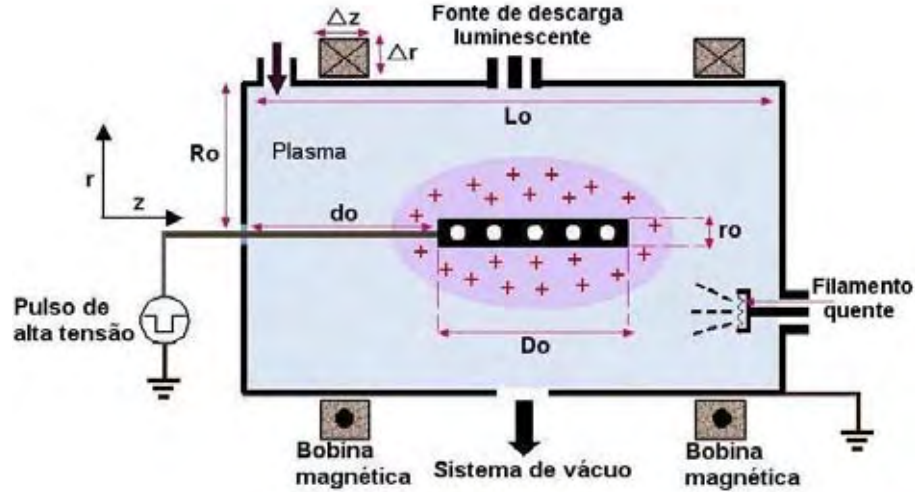


Figura 5.1: Configuração do sistema 3IPCM. $Do = 16,0$ cm; $do = 9,0$ cm; $Ro = 13,0$ cm; $ro = 2,0$ cm; $Lo = 38,0$ cm; $\Delta r = 3,5$ cm; $\Delta z = 4,0$ cm.

Nesta simulação, um pulso de tensão negativa com rampa linear de subida de $0,2$ μs de tempo é aplicada no alvo até atingir uma amplitude máxima. Depois a tensão é mantida constante durante toda a simulação. A emissão de elétrons secundários que são ejetados como resultado do impacto dos íons com o alvo também é incluída na simulação. O coeficiente de emissão (número de elétrons secundários liberados por impacto de um íon), γ , é determinado pela relação empírica $\gamma = \gamma_0 \sqrt{V(kV)/20}$ e que é tabelado em (SHAMIM et al., 1991) para materiais alvos diferentes. É considerado o aço inoxidável como alvo.

Neste trabalho adotamos o tempo de cálculo da simulação numérica de $0,8$ μs .

5.1.2 3IP com campo magnético

Nesta parte do trabalho descrevemos os aspectos gerais do processo de implantação iônica por imersão em plasma em presença de um campo magnético (3IPCM) usando simulação numérica. Seguidamente estudaremos este processo 3IPCM quando as grandezas físicas tais como, pressão, tensão e campo magnético serão variadas.

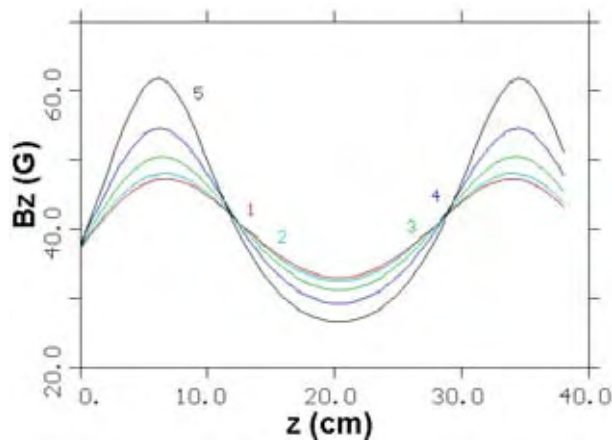
Os resultados conseguidos com a simulação numérica do processo 3IPCM variando os parâmetros físicos referidos ajudarão entender e discutir melhor os resultados experimentais do processo 3IP que serão apresentados nos capítulos 7 e 8.

No início da simulação o pulso de alta tensão está desligado e o alvo cilíndrico está imerso em plasma de nitrogênio molecular com densidade uniforme de 10^{14} m^{-3} . A câmara de vácuo (figura 5.1) é preenchida com gás nitrogênio em pressão constante de 0,41 Pa. O campo magnético é produzido por duas bobinas magnéticas instaladas ao redor da câmara de vácuo, como mostrado na figura 5.1. As correntes I_{bob} percorrendo em direção azimutal as bobinas magnéticas são consideradas para terem o mesmo sentido.

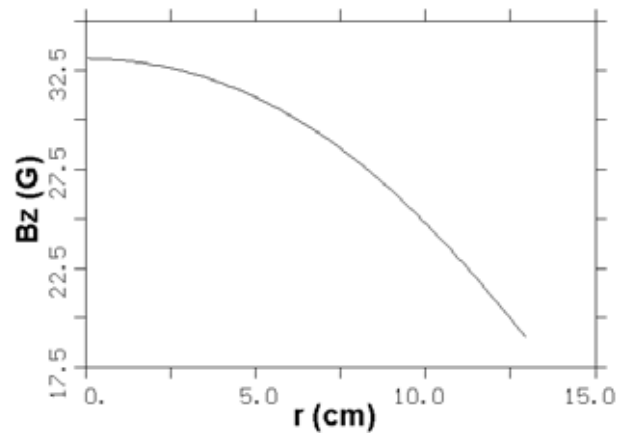
Com uma corrente I_{bob} de 11,5 A é produzida um campo magnético com intensidade de 40,0 G. Neste trabalho adotamos o valor da intensidade do campo magnético no centro do alvo cilíndrico com coordenada $r \approx 0,0 \text{ cm}$ e $z \approx 20,0 \text{ cm}$ como valor de referência.

A distribuição típica das componentes B_z e B_r do campo magnético produzida pelas bobinas magnéticas é mostrada nas figuras 5.2 e 5.3. Como podemos observar na figura 5.2(a), esta apresenta uma distribuição do tipo garrafa magnética, como previsto pela teoria. Por outro lado, vemos que a amplitude da componente $B_z(z)$ (figura 5.2(a)) e $B_z(r)$ (figura 5.2(b)) é bem maior do que as componentes $B_r(z)$ (figura 5.3(a)) e $B_r(r)$ (figura 5.3(b)). Portanto, as componentes $B_r(z)$ e $B_r(r)$ podem ser desconsideradas na presente análise sem perda de generalidade.

O campo B_z , como mostrada na figura 5.2(a), possui uma distribuição não uniforme apresentando um valor mínimo em $z \approx 20,0 \text{ cm}$ como foi analisado no capítulo 3.3. Este ponto de simetria corresponde ao centro do alvo. As amplitudes máximas de campo magnético, B_{max} , são observadas em $z \approx 7,0 \text{ cm}$ e $z \approx 35,0 \text{ cm}$ e que correspondem às posições onde as bobinas magnéticas se encontram posicionadas.

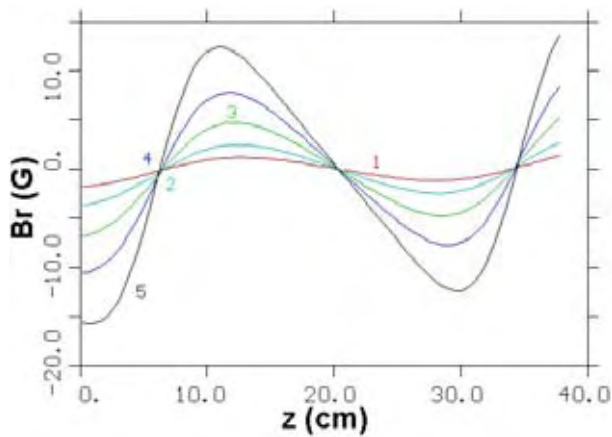


(a) Distribuição da componente $B_z(z)$, calculado em $r = 0,0 \text{ cm}; 2,0 \text{ cm}; 4,0 \text{ cm}; 6,0 \text{ cm}; 8,0 \text{ cm}$.

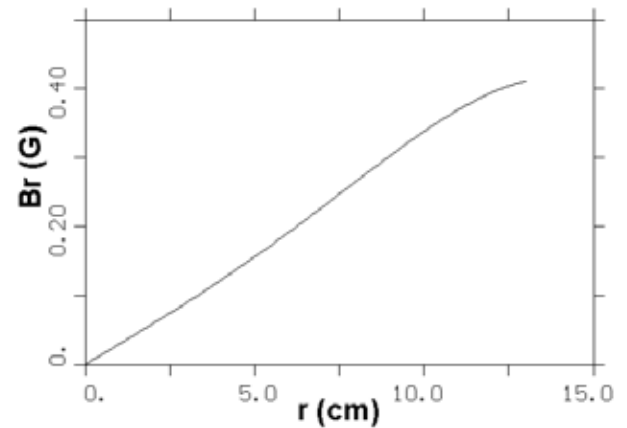


(b) Distribuição da componente $B_z(r)$

Figura 5.2: Distribuição das componentes do campo magnético axial, B_z .



(a) Distribuição da componente $B_r(z)$, calculado em $r = 0,0 \text{ cm}; 2,0 \text{ cm}; 4,0 \text{ cm}; 6,0 \text{ cm}; 8,0 \text{ cm}$.



(b) Distribuição da componente $B_r(r)$

Figura 5.3: Distribuição das componentes do campo magnético radial, B_r .

O comportamento desta configuração do campo magnético pode ser analisado definindo a razão R , onde $R = B_{\min}/B_{\max}$. Podemos ver que para $R \rightarrow 1$ corresponde a uma distribuição de um campo magnético uniforme. Esta condição é difícil de ser atingida com o arranjo das bobinas magnéticas mostrada na figura 5.1, pois para $R \rightarrow 1,0$ uma configuração bobina de Hemholtz³ tem que ser usado.

No início do processo 3IP um campo elétrico com distribuição radial é produzido quando uma tensão negativa é aplicada no alvo. Esta distribuição, junto com a não

³Com a configuração do tipo Bobina de Hemholtz um campo aproximadamente uniforme pode ser conseguido. Esta configuração é obtida usando o raio da bobina igual a distância de separação entre elas.

uniformidade do campo magnético mostrado na figura 5.2(a), formam o sistema de campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, como pode ser observado na figura 5.4.

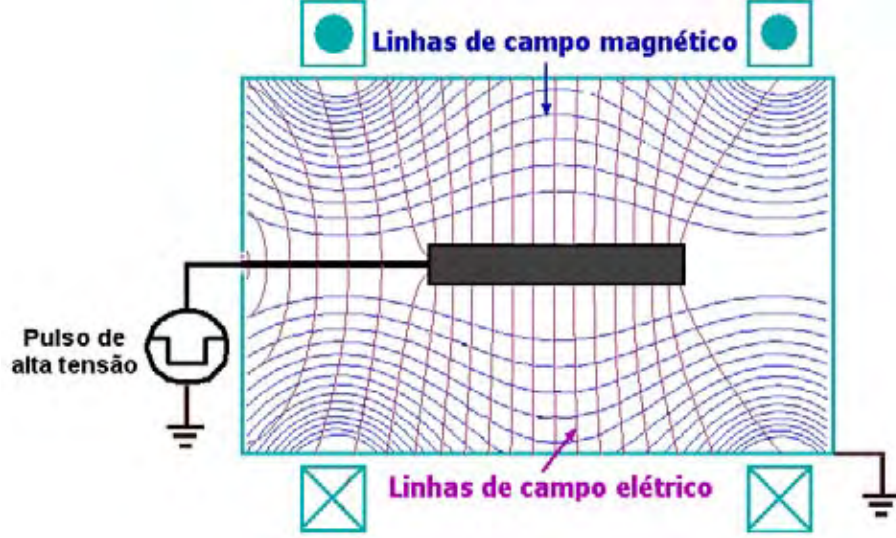


Figura 5.4: Linhas de campo elétrico e magnético formado no sistema 3IP.

Neste sistema de campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, a dinâmica dos elétrons magnetizados pode ser explicado em termos da aproximação do centro guia como discutido no capítulo 2.4. Desta forma, no sistema de campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, os elétrons são acelerados ao longo das linhas do campo magnético:

$$\frac{du_{\parallel}}{dt} = -\frac{\mu_m}{mB}[(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}] \quad (5.1)$$

onde, μ_m é o momento magnético e m é a massa do elétron. Ela gira com uma velocidade de deriva em direção perpendicular:

$$\mathbf{u}_{\perp} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (5.2)$$

Como foi explicado no capítulo 3.1, as intensidades do campo magnético considerado nesta tese não devem afetar a dinâmica dos íons. Assim o comportamento dos elétrons pode ser analisado usando as expressões dadas em (5.1) e (5.2).

Considerando as distribuições dos campos $\mathbf{E} = E\hat{r}$ e $\mathbf{B} = B\hat{z}$ as velocidades paralela ($\parallel$) e perpendicular ($\perp$) ao campo $\mathbf{B}$, adotam a seguinte forma: $u_{\parallel} = u_z$ e $u_{\perp} = u_{\theta}$.

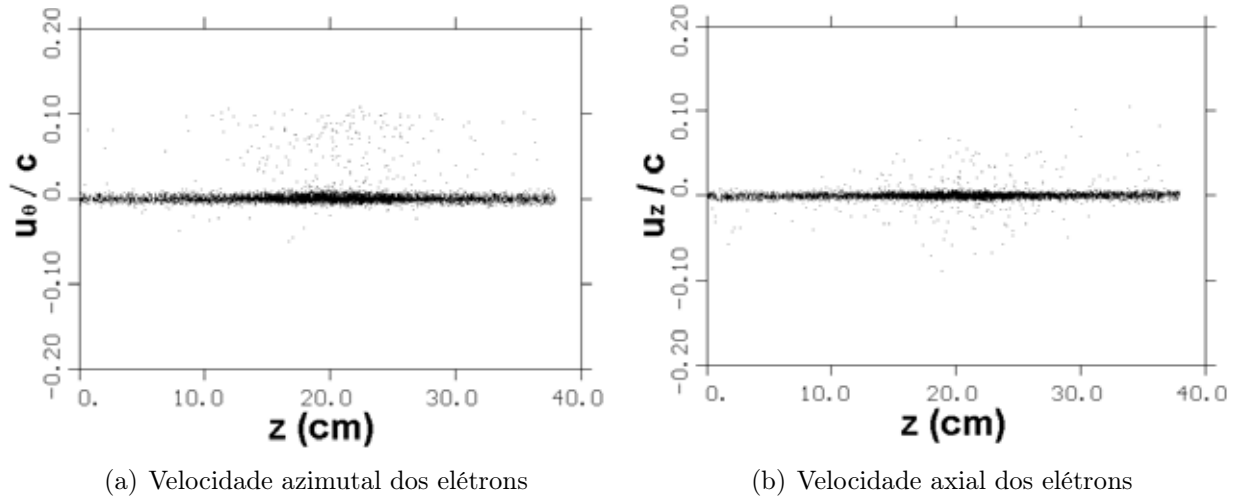


Figura 5.5: Velocidade azimuthal e axial dos elétrons no espaço de fase.

Estas velocidades podem ser observadas nas figuras 5.5(a) e 5.5(b). Como podemos apreciar na figura 5.5(a), a população dos elétrons que executam movimento de deriva u_θ é centrado na metade do alvo ($z \approx 20,0$ cm) com uma extensão de aproximadamente 16,0 cm, o que corresponde à dimensão do alvo. Pode-se observar que a maioria dos elétrons que realizam movimento azimuthal se encontram girando numa única direção, isto é, na direção positiva de u_θ .

A velocidade u_z dos elétrons descrita pela expressão (5.1) é observada na figura 5.5(b). O movimento destes elétrons é realizada na região onde se encontra localizado o alvo (aproximadamente entre $10,0 \text{ cm} < z < 30,0 \text{ cm}$). A presença das velocidades positivas e negativas nesta figura significam que algumas partículas são refletidas pelos espelhos magnéticos formados em ambos os lados do alvo. Observa-se claramente que um confinamento axial dos elétrons é obtido devido ao fato que os elétrons com velocidade u_z são refletidos nas regiões com campo magnético forte. O comportamento de u_z em um sistema de espelhos magnéticos foi analisado por Kostov (KOSTOV et al., 2009).

Este esquema de campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ fornece um eficiente confinamento magnético dos elétrons na região onde o campo elétrico e magnético são quase perpendiculares (ver figuras 5.4 e 5.5). Os elétrons magnetizados que colidem com as moléculas do gás aumentam a ionização do gás produzindo altas densidades do plasma.

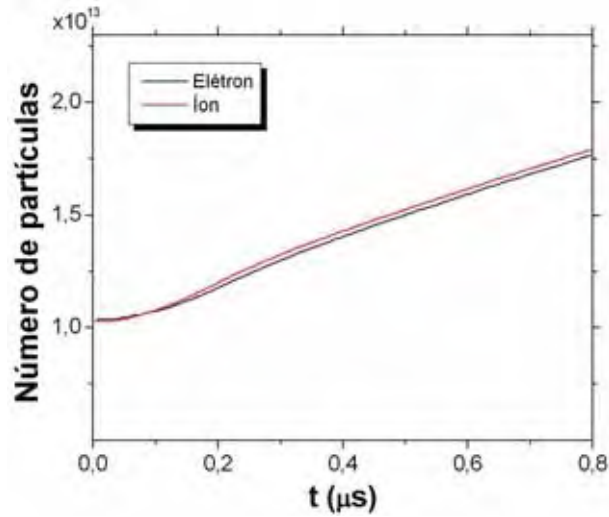
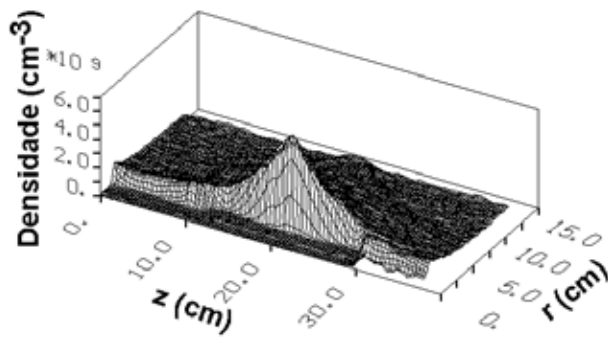


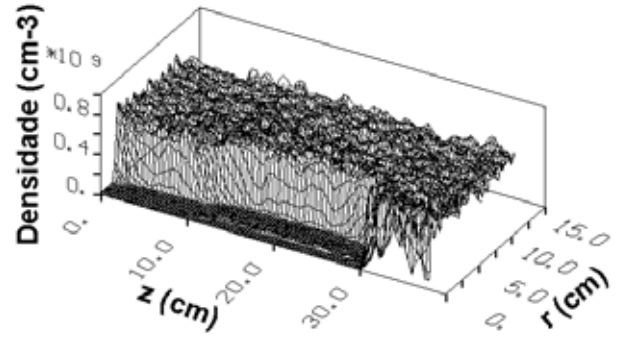
Figura 5.6: Incremento do número de partículas devido ao aumento da densidade do plasma durante o processo 3IPCM.

Com o decorrer do tempo de simulação o número de íons e de elétrons aumenta. Este aumento de partículas pode ser observado na figura 5.6. Como podemos ver, o número de ambas as partículas incrementa na mesma proporção, pois a neutralidade deve se conservar no plasma.

A ionização eficiente do gás pelos elétrons magnetizados junto com a configuração do campo magnético adotada cria um gradiente de densidade de plasma ao redor do alvo, como mostram as densidades dos elétrons em 3D (três dimensões) nas figuras 5.7(a) e 5.7(b). Estas foram calculadas para um sistema 3IP com e sem o campo magnético. Como podemos ver, em presença de um campo magnético não-uniforme a densidade do plasma aumenta durante o processo 3IP.



(a) Em presença de um campo magnético não-uniforme.



(b) Em ausência de campo magnético.

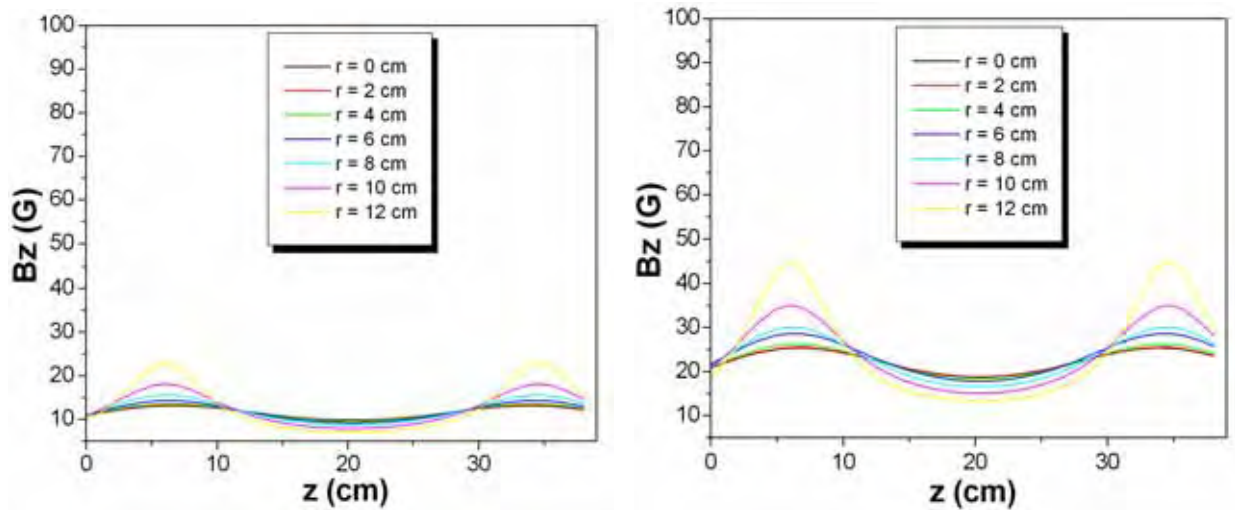
Figura 5.7: Densidade espacial dos elétrons em 3D do sistema 3IP.

5.1.3 Efeito da variação do campo magnético

Nesta simulação, a corrente nas bobinas I_{bob} é variada de 0,0 A a 11,5 A que correspondem a intensidades do campo magnético de 0,0 G a 40,0 G.

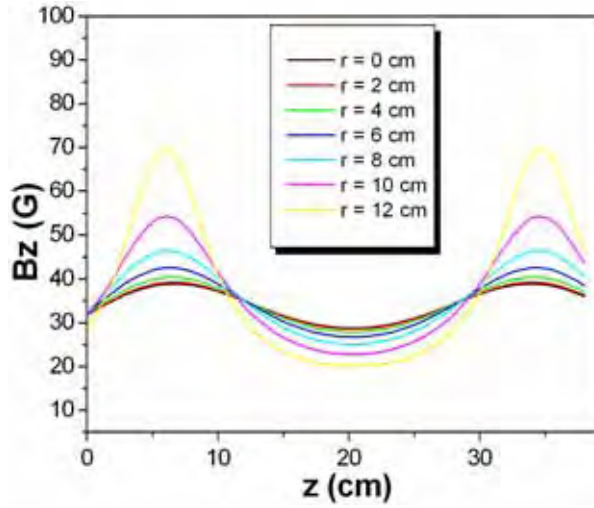
É importante conhecer a distribuição do campo magnético produzida pelas bobinas antes de se realizar a análise do processo 3IPCM. Neste sentido, a distribuição da componente $B_z(z)$ foi obtida dentro da região de simulação como mostram as figuras 5.8 e 5.9. Como podemos observar, na componente $B_z(z)$ é mostrada as regiões típicas discutidas na seção 3.3, isto é, regiões com intensidades B_{max} localizadas em $z \approx 7,0$ cm e $z \approx 35,0$ cm e a região de intensidade B_{min} localizada em $z \approx 20,0$ cm. Conforme r varia de 0,0 cm a 12,0 cm a amplitude B_{max} aumenta. Por outro lado, o valor da amplitude B_{min} decresce com o incremento de r .

Os perfis da componente B_z apresentados nas figuras 5.8 e 5.9 pode ser melhor observados quando eles são apresentados em uma mesma figura, como na figura 5.10. Como podemos notar, com o aumento de I_{bob} , B_z se torna menos uniforme. Como consequência disso Δz e ΔB definidos na figura 5.10 mudam, dando lugar à formação de uma região com uma variação mais pronunciada do campo no seu centro ($z \approx 20,0$ cm).

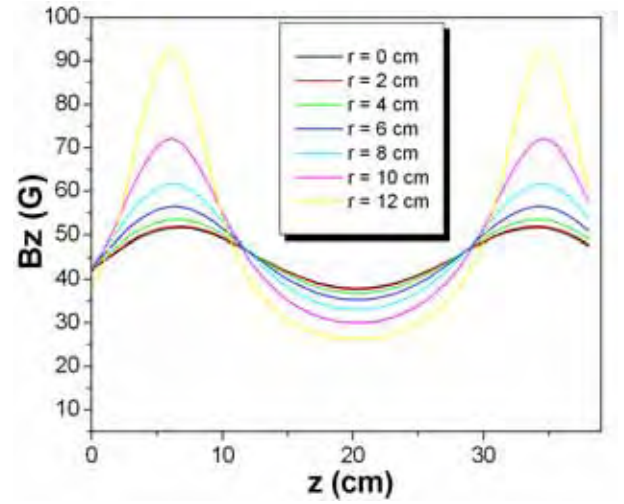


(a) Distribuição do campo magnético axial produzida por $I_{\text{bob}} = 2,7$ A. (b) Distribuição do campo magnético axial produzida por $I_{\text{bob}} = 5,3$ A.

Figura 5.8: Distribuição do campo magnético axial calculada para diferentes posições radiais.



(a) Distribuição do campo magnético axial produzida por $I_{\text{bob}} = 8,4 \text{ A}$.



(b) Distribuição do campo magnético axial produzida por $I_{\text{bob}} = 11,5 \text{ A}$.

Figura 5.9: Distribuição do campo magnético axial calculada para diferentes posições radiais.

Para a análise do efeito do campo magnético sobre o processo 3IP, a pressão e a tensão foram considerados constantes durante a simulação numérica. O gás foi nitrogênio à pressão de $0,64 \text{ Pa}$ e uma tensão negativa de $10,0 \text{ kV}$.

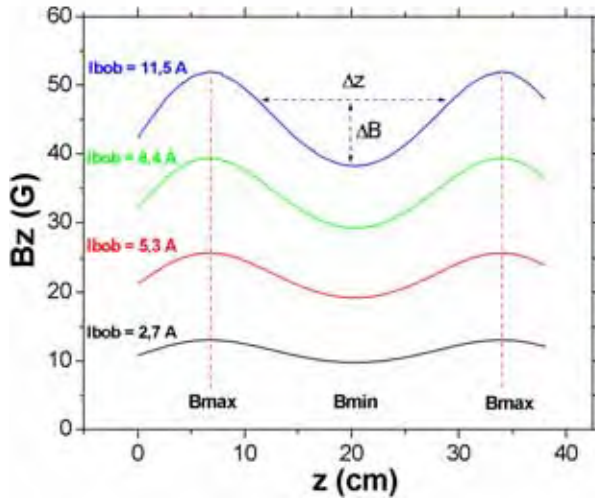


Figura 5.10: Distribuição B_z em função de z para diferentes I_{bob} , calculado em $r \approx 0,0 \text{ cm}$.

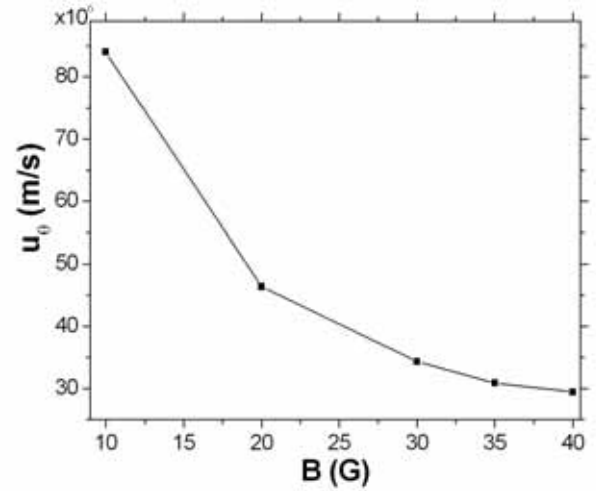


Figura 5.11: Comportamento da velocidade azimutal em função do campo magnético.

Com a aplicação de uma alta tensão negativa de $10,0 \text{ kV}$ no alvo e a presença do campo magnético axial devido às bobinas magnéticas se cria um sistema de campos cruzados gerando um movimento de deriva das partículas carregadas $u_{\perp} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$. Com exceção de regiões pertos das bordas do alvo (ver figura 5.4), o campo elétrico é radial. Supondo que o campo elétrico acima da região central do alvo é uniforme, a

velocidade de deriva das partículas numa posição radial fixa adquire a forma $u_\theta = E/B_z$. Assim, a velocidade azimutal do elétron é uma função da coordenada axial, atingindo um máximo justo na metade do alvo ($r \approx 1,0$ cm; $z \approx 20,0$ cm) onde a componente B_z do campo magnético possui um valor mínimo.

Os elétrons magnetizados em uma das configurações acima mencionadas são forçados a girar em direção azimutal com velocidade u_θ . O comportamento de u_θ é analisado na direção radial no centro do alvo ($z \approx 20,0$ cm). O resultado é mostrado na figura 5.11 em função da intensidade do campo magnético. Os valores de u_θ foram obtidos usando a expressão (2.26) onde $E_r(r)$ e $B_z(r)$ foram calculados próximos à região da borda do plasma. A velocidade u_θ calculada é aproximadamente da ordem de 10^6 m/s.

Nas figuras 5.12 e 5.13 é mostrada a distribuição espacial do plasma para diferentes intensidades de campo magnético. Com a finalidade de comparação, a simulação é realizada para tensões de 3,0 kV e 10,0 kV.

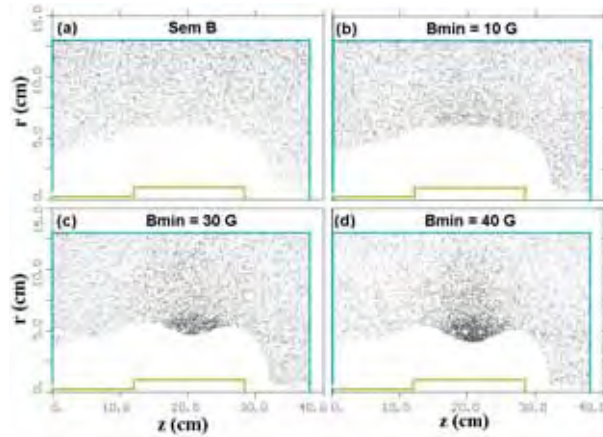


Figura 5.12: Densidade espacial dos elétrons em tensão de 10,0 kV.

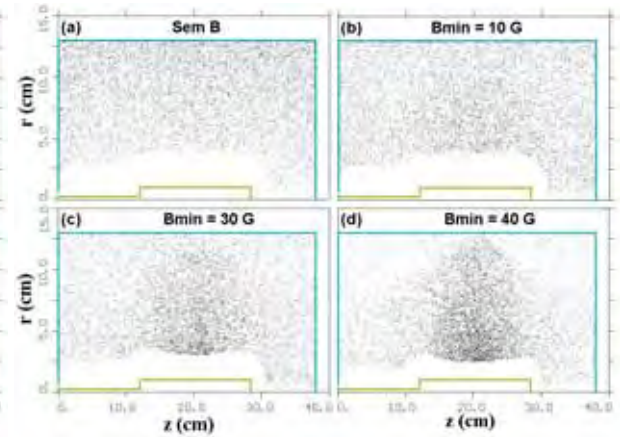


Figura 5.13: Densidade espacial dos elétrons em tensão de 3,0 kV.

Podemos notar por essas figuras que a distribuição do plasma é modificada quando o campo magnético é aumentado. Por exemplo, para o caso de tensão de 10,0 kV e sem o campo magnético (Figura 5.12(a)), a borda da bainha do plasma mantém aproximadamente a forma cilíndrica ao redor do alvo. Com o aumento da intensidade do campo magnético é formada regiões com alta densidade de plasma próxima a região central do alvo, tal como mostram as figuras 5.12(c) e 5.12(d). Conforme a distribuição espacial do plasma é alterada, a borda da bainha é gradualmente modificada nas regiões com alta

densidade de plasma. Estas são localizadas onde B_z possui seu valor mínimo ($z \approx 20,0$ cm).

Para o caso de 3,0 kV acontece uma situação similar. Nesta condição, a distribuição espacial do plasma possui uma melhor uniformidade na região próxima ao alvo para uma intensidade de campo magnético de 40,0 G (figura 5.12(d)).

Esses resultados indicam que o confinamento do plasma é mais eficiente para intensidades de campos magnético fortes (ver figura 5.12(d) e 5.13(d)). Para esses casos o perfil de B_z apresenta menor uniformidade (ver figura 5.10).

A configuração da densidade espacial do plasma apresentado na figura 5.12 mostra que existe um gradiente de densidade do plasma na direção radial. O perfil desta distribuição é mostrado na figura 5.14. Podemos ver que, para intensidades de campos B maiores que 20,0 G, a distribuição ao longo de r é essencialmente não-uniforme. A distribuição apresenta seu valor máximo na região de pré-bainha do plasma. Por outro lado, esta distribuição decresce com o valor de r . Isto pode ser entendido como consequência da distribuição da componente $B_z(z)$ mostrada nas figuras 5.10, onde para intensidades de campo magnético baixas o plasma não consegue ser confinado.

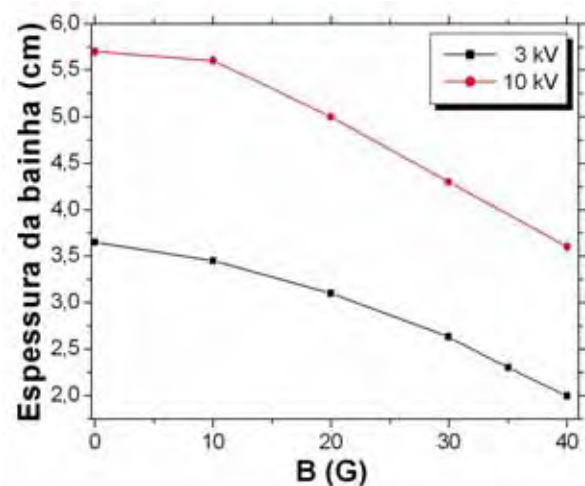
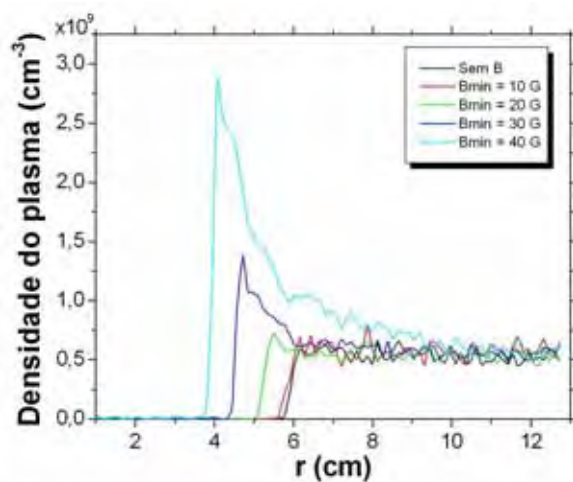


Figura 5.14: Distribuição da densidade de plasma radial em função do campo magnético. **Figura 5.15:** Comportamento da bainha, s , em função do campo magnético e para duas tensões diferentes.

O incremento da amplitude do campo magnético cria gradientes de densidade de plasma ao redor do alvo que afeta a dinâmica da bainha s como mostrado nas figuras 5.12 e 5.13. A simulação mostra que a espessura da bainha diminui consideravelmente

quando um campo $\mathbf{B}$ de intensidade 40,0 G é aplicado. No caso para tensão de 10,0 kV, uma redução de aproximadamente 40,0 % é encontrado. Esta é reduzida ainda mais para tensão de 3,0 kV, onde s diminuiu em 46,0 % segundo a figura 5.15.

O comportamento de s mostra a mesma tendência que u_θ (ver figura 5.11). Uma forma de relacionar s e u_θ é considerando o balanço entre as forças centrípeta e elétrica,

$$\rho = \left(\frac{m}{q}\right) \frac{E}{B^2} = \left(\frac{m}{q}\right) \frac{u_\theta^2}{E} \quad (5.3)$$

aqui, ρ pode ser considerado como o raio do centro guia com o qual os elétrons do plasma giram, m é a massa do elétron, q é a carga elétrica, E e B são respectivamente os campos elétrico e magnético.

Nesta situação, s é menor que ρ . Para questão da análise, podemos considerar $s = \rho$, desta forma, $s \propto u_\theta^2/E$. Na região central do alvo, onde u_θ é máximo permite a redução da espessura da bainha quando esta aumenta.

Os valores das regiões com máxima densidade de plasma encontradas na figura 5.14 foram usados para analisar seu comportamento em função do campo magnético. O resultado é mostrado na figura 5.16 para tensões de 3,0 kV e 10,0 kV. O comportamento da densidade de plasma em campo magnético $< 30,0$ G não mostra diferença em ambas as tensões de 3,0 kV e 10,0 kV. Conforme a intensidade de $\mathbf{B}$ é aumentada acima de 30,0 G, estas curvas registram um crescimento diferente. Mediante o método de ajuste de curva os valores da máxima densidade de plasma foram ajustados para analisar seu crescimento. Estas mostram um comportamento da forma:

$$n(B) \propto \begin{cases} B^7 & \text{para } 3,0 \text{ kV;} \\ B^4 & \text{para } 10,0 \text{ kV.} \end{cases} \quad (5.4)$$

Como podemos observar na relação (5.4), a densidade do plasma em função do campo magnético cresce com a potência sete em tensão baixa, enquanto em tensão alta, esta mostra um crescimento com a potência quatro. Isto quer dizer que o confinamento é efetivo em tensões menores.

A dinâmica da bainha assim como o tamanho da bainha afetam a distribuição da corrente de implantação como é mostrado na figura 5.17. Aumentando a intensidade do campo magnético, a corrente iônica aumenta. Com a intensidade de 40,0 G foi encontrado um aumento na dose de corrente iônica incidente no centro do alvo de aproximadamente 100,0 %. Esta corrente possui uma distribuição não-uniforme ao longo do alvo. A distribuição da dose depende da distribuição do campo **B**, assim, um máximo da corrente é encontrado no centro do alvo onde o campo **B** possui seu valor mínimo.

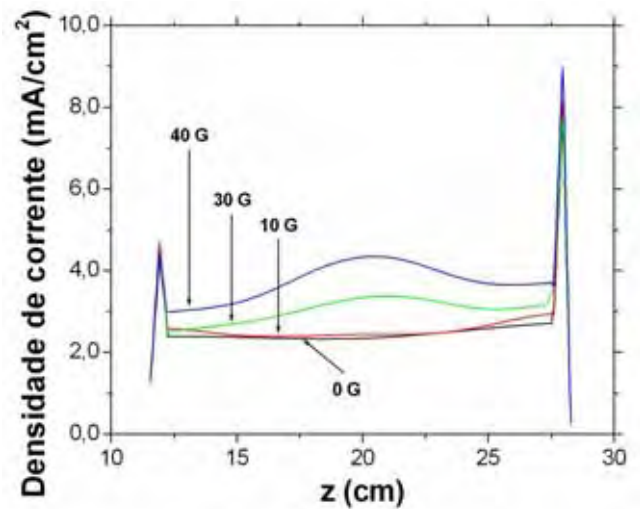
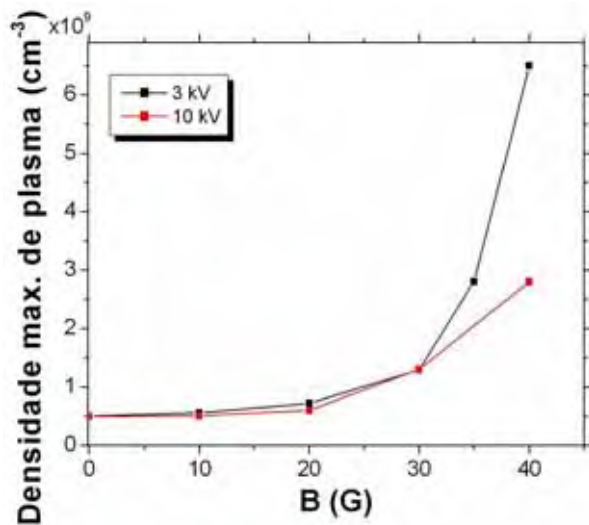


Figura 5.16: Densidade máxima do plasma em função do campo **B** para tensões diferentes.

Figura 5.17: Distribuição da densidade de corrente iônica ao longo do alvo.

5.1.4 Efeito da tensão

Nesta série de simulações, um campo magnético no centro da superfície do alvo com intensidade de 35,0 G é mantido fixo, enquanto a tensão do alvo foi variada de 3,0 kV a 10,0 kV.

Uma região com plasma de alta densidade é formada acima da parte central do alvo quando a tensão foi incrementada de 3,0 kV a 10,0 kV, como mostra a figura 5.18. Comparando essa figura com a figura 5.12(a) podemos notar que a distribuição espacial do plasma se torna cada vez menos uniforme, mostrando regiões bem definidas de plasma com alta densidade. O aumento significativo da densidade do plasma é devido à ionização eficiente do gás residual dentro da câmara de vácuo, que é promovida pelos elétrons

realizando movimento de deriva em campos $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. O processo 3IP com campo magnético é aparentemente mais eficiente em tensões baixas, como pode ser visto na figura 5.18(a). Com o aumento da tensão a bainha do plasma se expande e o plasma é confinado localmente na região próximo do centro do alvo.

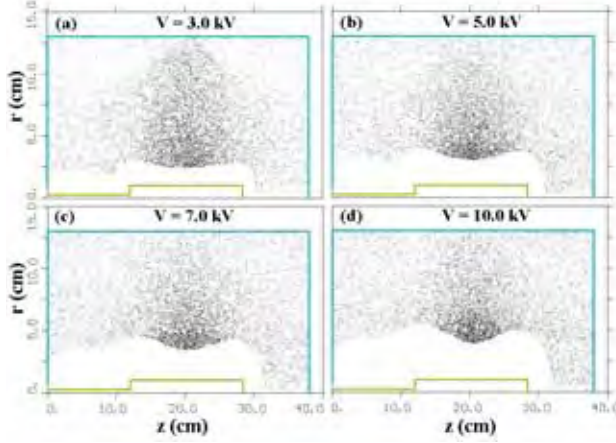


Figura 5.18: Densidade de plasma espacial.

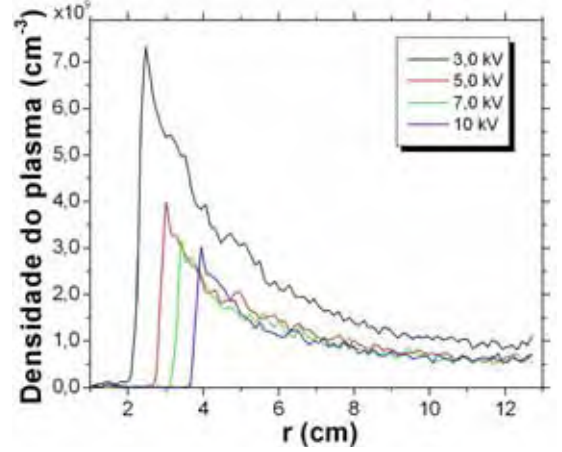


Figura 5.19: Perfil da distribuição radial da densidade do plasma.

Informação referente à distribuição da densidade do plasma na direção radial (determinado no centro do alvo, $z \approx 20,0$ cm) é obtida na figura 5.19. A distribuição mostra não-uniformidade ao longo de r apresentando um pico máximo de densidade de plasma entre $2,0 \text{ cm} < r < 4,0 \text{ cm}$. Essa distribuição é semelhante ao encontrado na figura 5.14. A localização dos picos dados na figura 5.19 correspondem às regiões da borda do plasma na figura 5.18. Nesses lugares o plasma é confinado mais eficientemente. Podemos perceber que o perfil da densidade de plasma radial é aproximadamente o mesmo para todas as tensões aplicadas. Elas diminuem desde um valor máximo com o incremento de r . Por outro lado, o comportamento da densidade do plasma na direção radial é similar à distribuição $B_z(r)$ mostrada na figura 5.2(b). Podemos notar que para tensão de 3,0 kV temos uma maior densidade de plasma ao longo de r do que para tensões superiores. Isso indica que o confinamento do plasma em campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ é eficiente em tensões menores.

Uma consequência da variação da tensão em presença de campo magnético é a mudança da distribuição espacial do plasma, tornando-a não-uniforme tal como foi mostrado na figura 5.18. A densidade do plasma não uniforme modifica grandemente o contorno da

bainha apresentando na figura o formato de uma letra M. Esta mudança no contorno da bainha apresenta o mesmo perfil de B_z em condições de tensões altas.

Os resultados numéricos revelam que a espessura da bainha é modificado com o aumento da tensão como mostra os resultados apresentados na figura 5.20. Embora seja observado um aumento no tamanho da bainha em presença do campo magnético com aumento da tensão, ela diminui quase na mesma proporção em relação ao caso 3IP sem campo magnético em ($\approx 90,0\%$).

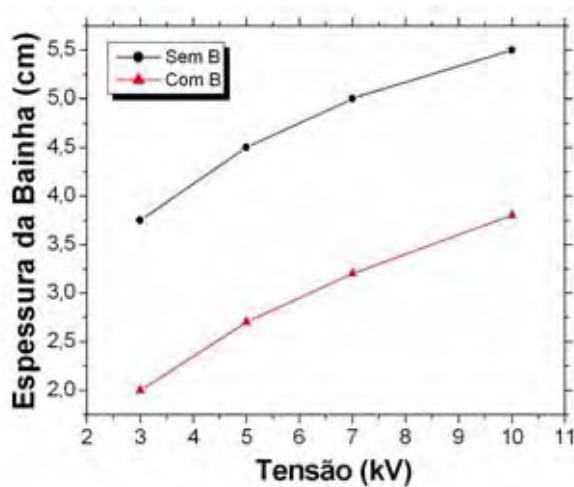


Figura 5.20: Espessura da bainha do plasma com e sem campo magnético.

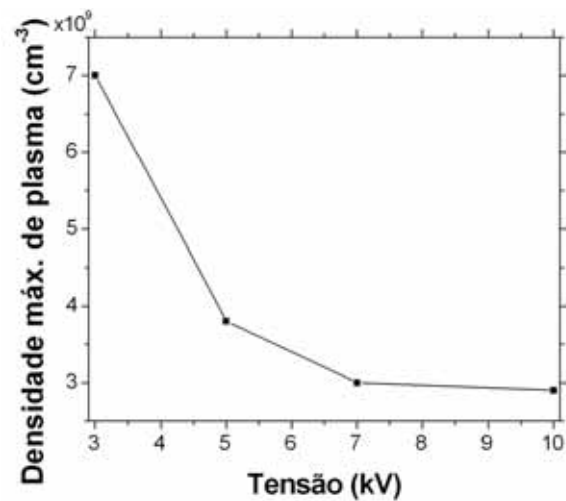


Figura 5.21: Densidade máxima de plasma em função da tensão aplicada, calculado em $z \approx 20,0$ cm.

O comportamento da região com máxima da densidade de plasma próximo ao alvo (em $z \approx 20,0$ cm) foi analisado em função da tensão e o resultado é mostrado na figura 5.20. A densidade do plasma mostra um valor alto para uma tensão aplicada de 3,0 kV e decresce com o aumento da tensão. Este comportamento pode ser comparado com os resultados mostrados na figura 5.16, onde a densidade do plasma aumenta com o incremento da amplitude do campo magnético. Ambos os resultados mostram comportamentos opostos. Isso basicamente pode ser entendido pelo efeito do espelho magnético que se torna eficiente em condição de Ibob alto. Se a tensão é aumentada, a eficiência do confinamento pode ser perdida. Isso pode ser devido ao fato que a aplicação da tensão no alvo faz com que a bainha seja expandida deixando a borda do plasma mais longe do alvo.

Esse comportamento também pode ser explicado pela análise de u_θ de forma similar ao caso da variação do campo magnético. Nesta circunstância, um incremento na tensão provoca um aumento de u_θ , conforme pode ser observado na figura 5.22. Assim o raio do centro guia com que os elétrons do plasma giram terá dependência da tensão aplicada (ver equação 5.3), $\rho = \rho(u_\theta(E, B))$. Deste modo, para $s \approx \rho$, um incremento na tensão implica um aumento no tamanho da bainha. Desse modo, com uma bainha espessa e em presença da distribuição $B_z(r = \text{bainha}, z)$, menos plasma é confinado.

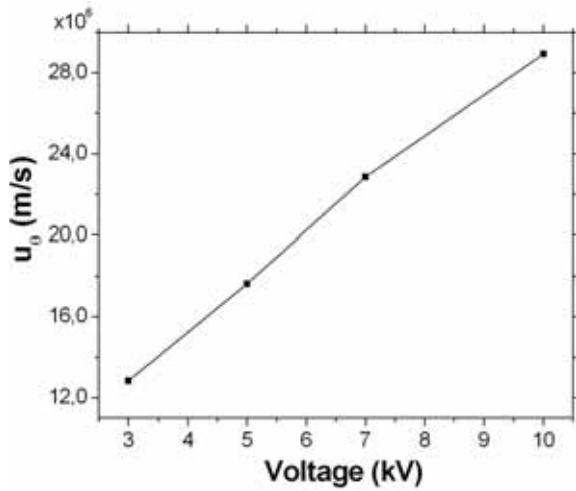


Figura 5.22: Comportamento da velocidade azimutal em função da tensão.

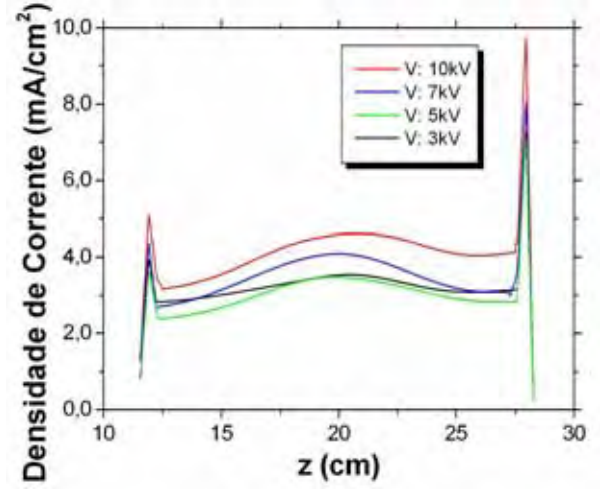


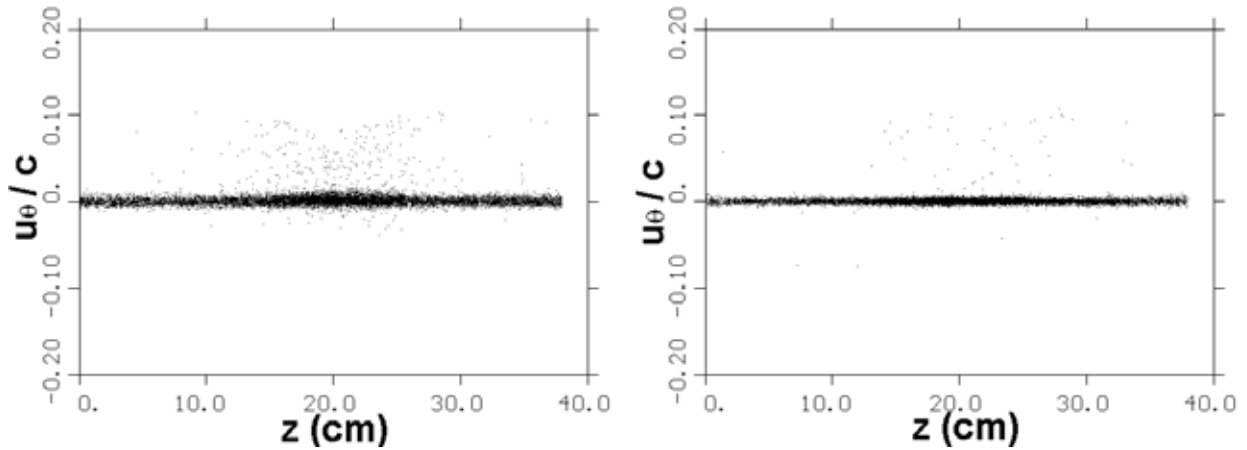
Figura 5.23: Distribuição da corrente iônica ao longo do alvo.

A corrente de implantação iônica aumenta quando é incrementada a tensão no alvo. Devido à região de plasma com maior densidade que se encontra acima do alvo, uma corrente iônica com valor máximo no seu centro é observada na figura 5.23. Como podemos ver nessa figura, a corrente iônica para tensão de 3,0 kV é aproximadamente igual a corrente para 5,0 kV. Para tensões maiores que 5,0 kV a corrente aumenta de forma monotônica mudando o seu perfil axial. Tendo comportamento igual ao caso anterior (variação do campo magnético) esta mostra uma distribuição não-uniforme ao longo do alvo com uma incidência maior no seu centro e no lado direito. Contudo, a simulação mostra que a corrente iônica aumenta aproximadamente em 50,0 % quando a tensão foi incrementada de 3,0 kV a 10,0 kV.

5.1.5 Efeito da pressão do gás

Para investigar a influência da pressão do gás sobre o processo 3IPCM, a tensão no alvo e a intensidade de campo magnético foram mantidos fixos em 10,0 kV e 35,0 G, respectivamente. A pressão do gás foi variada de 0,26 Pa a 4,00 Pa.

Como foi analisado no início deste capítulo, a presença do campo elétrico radial devido à tensão aplicada no alvo, junto com o campo magnético axial gerado pelas bobinas magnéticas, produz um sistema de campos elétrico e magnético cruzados. Este esquema de campos $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ cruzados fornece um confinamento magnético efetivo dos elétrons na região central da câmara de vácuo, onde, os campos elétricos e magnéticos são perpendiculares, induzindo desta forma os elétrons a girarem em direção azimutal.



(a) Velocidade azimutal dos elétrons em pressão de 0,26 Pa. (b) Velocidade azimutal dos elétrons em pressão de 4,00 Pa.

Figura 5.24: Velocidade azimutal dos elétrons no espaço de fase para diferentes pressões.

As Figuras 5.24(a) e 5.24(b) mostram o momento azimutal dos elétrons do plasma em função das suas coordenadas axiais para pressões do gás de 0,26 Pa e 4,00 Pa, respectivamente. Como podemos notar na figura 5.24(a), a população dos elétrons magnetizados girando em torno do alvo com velocidade de deriva u_θ , é localizada aproximadamente no centro do alvo. As colisões inelásticas intensas que ocorrem entre os elétrons magnetizados e as moléculas do gás provocam uma diminuição do momento azimutal dos elétrons. Isso acontece porque uma parte da energia dos elétrons magnetizados é transformada nas colisões inelásticas que provocam a ionização do gás.

As colisões inelásticas são mais freqüentes em pressões altas, e a redução do momento azimutal dos elétrons em pressão 4,00 Pa é mais significativa. A ionização do gás devido ao impacto eletrônico resulta em aumento da densidade do plasma nos lugares onde as colisões inelásticas são mais freqüentes.

Por outro lado, com o aumento da pressão, a densidade de plasma tende a aumentar nas bordas do alvo. Este comportamento é claramente observado na figura 5.25. Podemos notar que a região com alta densidade de plasma se estende sobre todo o comprimento do alvo.

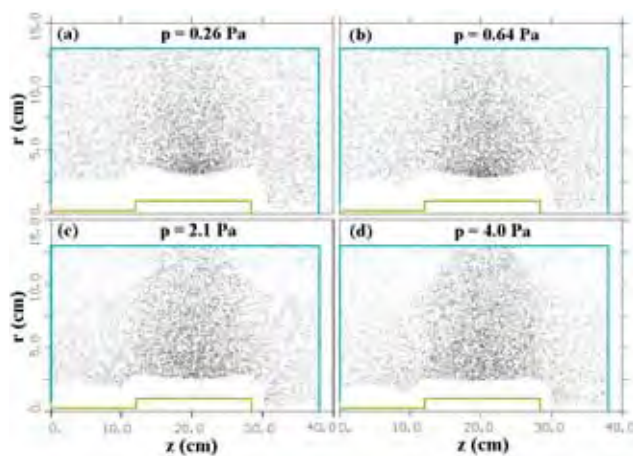


Figura 5.25: Densidade de plasma espacial.

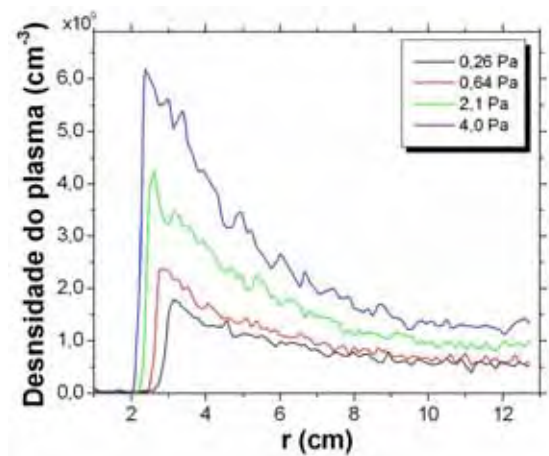


Figura 5.26: Perfil da distribuição radial da densidade do plasma.

Observando novamente a figura 5.25, notamos que a estrutura da borda da bainha é modificada conforme a pressão é incrementada. Para pressão entre 0,26 Pa e 0,64 Pa a borda da bainha apresenta um contorno bem definido, apresentando o formato da letra M. No entanto, incrementando a pressão, a borda da bainha começa perder sua estrutura inicial. Em pressões maiores que 2,10 Pa, a borda da bainha apresenta um contorno bem mais reto, mostrando-se paralelo a superfície do alvo cilíndrico.

Para estudar o comportamento da densidade do plasma na direção radial é apresentado na figura 5.26 seu perfil para diferentes valores da pressão do gás. Como podemos ver, a distribuição possui um perfil parecido com o mostrado na figura 5.14. Podemos notar que ambas as distribuições são afetadas com o incremento da amplitude do campo magnético e da pressão, respectivamente. Em princípio, os picos representam os valores máximos da densidade de plasma que são devidos ao confinamento provocado pelos espe-

lhos magnéticos. O plasma confinado em presença do campo magnético aumenta com a ionização do gás. Um aumento maior pode ser obtido se incrementos na pressão do gás são realizados. Com a variação da pressão, as colisões entre moléculas do gás serão mais frequentes, como consequência a ionização aumentará.

A figura 5.27 mostra a densidade máxima dos elétrons do plasma calculada na mediatriz do alvo ($z \approx 20,0$ cm) em função da pressão. Podemos observar que a variação da pressão altera de forma drástica a densidade de elétrons. Nesta simulação, descobrimos que a densidade dos elétrons no centro do alvo aumenta com a pressão do gás. Não obstante, esse comportamento é bem menos expressivo para o caso de variação da pressão sem campo magnético. Sem campo magnético, a densidade do plasma tende a se manter praticamente constante com a variação da pressão entre 0,60 Pa e 4,00 Pa. Essa grande diferença pode ser atribuído ao confinamento do plasma devido a ionização do gás provocado pela colisão entre os elétrons magnetizados e o gás, assim como também pela colisão entre as moléculas do gás devido ao incremento da pressão.

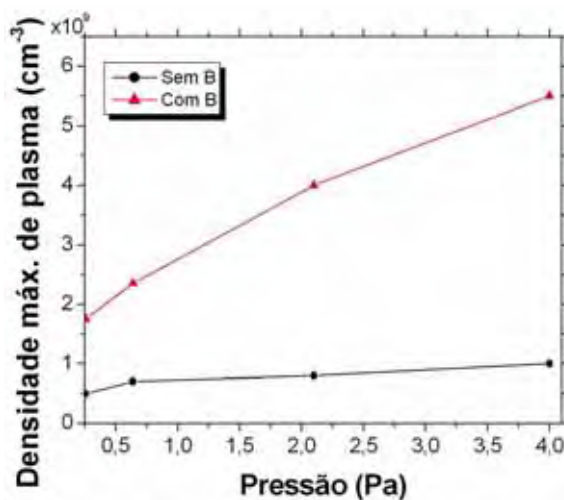


Figura 5.27: Densidade máxima de plasma em função da pressão, calculado em $z \approx 20,0$ cm.

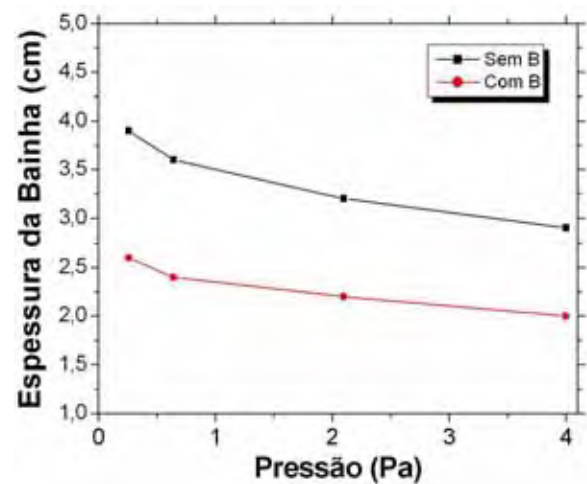


Figura 5.28: Espessura da bainha do plasma com e sem campo magnético.

Um outro resultado importante encontrado com a simulação é o efeito que exerce a pressão do gás sobre a dinâmica da bainha. Este comportamento é analisado de acordo com o resultado mostrado na figura 5.28. Como podemos ver, a bainha é reduzida em 37,0 % em relação ao caso sem campo magnético. Em presença de campo magnético, a espessura da bainha mostra uma redução em apenas 23,0 % com o incremento da pressão.

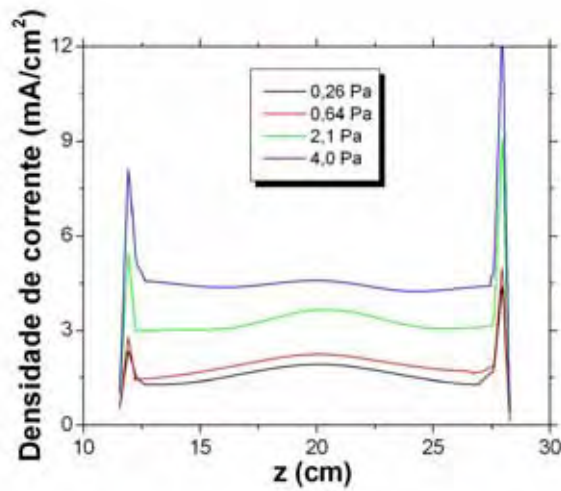


Figura 5.29: Distribuição da corrente iônica ao longo do alvo.

A redução de 37,0 % pode ser atribuída ao confinamento do plasma devido à presença dos espelhos magnéticos. Para o caso da redução de 23,0 % pode ser considerada a contribuição do aumento da densidade do plasma provocada pela ionização do gás durante o incremento da pressão.

A Figura 5.29 mostra a densidade de corrente incidente no alvo para diferentes pressões em função da distância axial. Como podemos ver, o aumento da densidade do plasma devido à variação da pressão do gás resulta em maior densidade de corrente iônica incidente no alvo. Para pressões baixas entre 0,26 Pa e 0,64 Pa, não foi registrada nenhuma diferença significativa na corrente de implantação. Por outro lado, em pressões maiores (maior que 0,64 Pa), a ionização é cada vez mais intensa devido ao impacto dos elétrons magnetizados com as moléculas do gás. Nesta condição, a ionização do gás gera plasma com alta densidade que influencia a corrente de implantação. Por exemplo, para pressões maiores que 0,64 Pa, podemos observar que a densidade de corrente aumenta em escala maior. Nesta simulação encontramos que a corrente implantada é duplicada quando a pressão é variada de 0,26 Pa a 4,00 Pa.

5.2 Resumo

Nesta etapa do trabalho foram pesquisadas vários aspectos importantes do sistema 3IPCM por simulação como, densidade de plasma, espessura de bainha e corrente iônica.

Os resultados numéricos encontrados durante a análise do sistema 3IPCM quando o campo magnético, pressão e tensão foram variados, revelaram que regiões com alta densidade de plasma são formadas nas proximidades do alvo. Uma consequência do aumento da densidade do plasma é que a dinâmica da bainha é alterada, reduzindo-a significativamente em relação ao caso sem campo magnético. A resposta da dinâmica da bainha apresentando esse comportamento foi atribuído à presença de gradientes de densidade de plasma formada ao redor do alvo provocado pela ionização do gás devido aos elétrons magnetizados que executam movimento de deriva em campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$.

Foi mostrada a importância da dinâmica da bainha pelo papel que joga no comportamento da distribuição da corrente dos íons que são implantados no alvo. Os resultados revelam um aumento na corrente iônica durante a variação do campo magnético, tensão e pressão. Entretanto, a distribuição ao longo do alvo, se mostrou não ser uniforme durante a variação do campo magnético e tensão. Esta tendência não é observada quando a pressão é variada, especialmente para altas pressões, onde uma distribuição quase uniforme ao longo do alvo foi encontrada. Nesta situação, foi conseguido um incremento da corrente de aproximadamente 100,0 % para os casos da variação da pressão e campo magnético. Entretanto, para o caso da variação da tensão foi observado um aumento de 50,0 % nesta corrente.

Em resumo, os resultados de simulação mostram que um aumento significativo de corrente iônica pode ser conseguido variando-se os parâmetros externos de pressão, tensão e campo magnético durante o processo 3IPCM.

Capítulo 6

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL - CONSTRUÇÃO DE BOBINAS MAGNÉTICAS

6.1 Introdução

Neste capítulo são descritas as etapas de construção de um conjunto de bobinas magnéticas capaz de gerar campo magnético com configuração de nosso interesse. Como foi analisada previamente no capítulo 5, a presença de um campo magnético apresenta um papel muito importante no processo 3IP, especificamente pelo fato de produzir confinamento do plasma devido a ionização do gás provocado pela colisão dos elétrons magnetizados e o gás residual. Este mecanismo permite incrementar a densidade do plasma e como consequência um aumento na dose de íons implantados no alvo é obtido.

A montagem das bobinas magnéticas foi realizada em torno da câmara experimental 3IP (o arranjo da câmara pode ser observado no apêndice A) que se encontra no Laboratório Associado de Plasma LAP/INPE. A implementação e execução das bobinas foi planejada para ser realizada em duas etapas: I) construção e testes preliminares, II) construção com a configuração testada mediante simulação numérica.

6.2 Parte I. Construção e testes preliminares

6.2.1 Desenho

A construção de bobinas magnéticas capazes de gerar intensidades altas de campo magnético foi estudada extensamente por muitos anos, como mostram as referências (TIMSIT; MAY, 1967), (BATHIA, 1989), (MONTGOMERY). Basicamente estas pesquisas foram dirigidas à otimização dos parâmetros geométricos com o intuito de obter altas intensidades de campo magnético com menor consumo de energia possível. Para isso, relações entre o campo magnético, a potência, a corrente/volta e a densidade de corrente em termos de fatores adimensionais foram estudadas. Além disso, diversas geometrias de bobinas, assim como diferentes distribuições de corrente (BATHIA, 1989) foram usadas. No presente trabalho, usaremos como base os trabalhos realizados por Montgomery (MONTGOMERY), (MONTGOMERY, 1962(b)).

Geralmente em procedimentos de construções de bobinas magnéticas é usado o conhecido fator G , sugerido inicialmente por Fabry (TIMSIT; MAY, 1967). O fator G envolve quantidades adimensionais que relacionam as distâncias geométricas entre as bobinas. O conhecimento deste valor facilita a determinação da potência requerida para gerar um determinado valor de campo magnético. Estas grandezas físicas são relacionadas pela expressão:

$$B = G\left(\frac{Pf}{\rho r_0}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.1)$$

onde, P é a potência, f é o fator de preenchimento, ρ é a resistividade do condutor e r_0 é o raio interno da bobina. O fator f é assumido constante através de todo o volume. Se f for uma função das coordenadas, fórmulas mais elaboradas serão necessárias. Este valor é definido como (Montgomery D. B.2):

$$f = \frac{\text{volume do condutor}}{\text{volume da bobina}} = \frac{N \Sigma}{(l - s)(r_1 - r_0)} \quad (6.2)$$

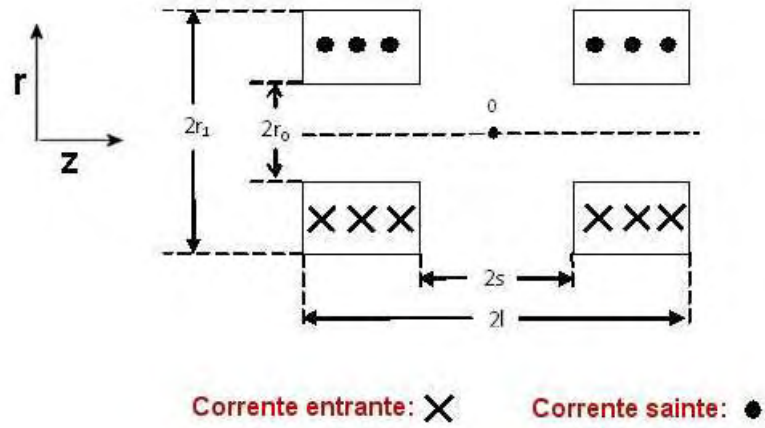


Figura 6.1: Arranjo de um par de bobinas separadas por uma distância determinada

$$\Sigma = \pi r^2 \quad (6.3)$$

onde, N é o número de voltas do fio e, Σ e $(l - s)(r_1 - r_0)$ são as áreas transversais do fio e da bobina, respectivamente, como pode ser observada na figura 6.1

Podemos usar a expressão (6.1) e aplicá-la para o caso de duas bobinas magnéticas, adquirindo-se a seguinte forma:

$$B = \left(\frac{Pf}{\rho r_0}\right)^{1/2} \left[\frac{G_\ell \lambda^{1/2} - G_s \sigma^{1/2}}{(\lambda - \sigma)^{1/2}} \right] \quad (6.4)$$

onde,

$$G_\ell = \frac{1}{5} \left(\frac{2\pi\lambda}{\alpha^2}\right)^{1/2} \ln\left(\frac{\alpha + (\alpha^2 + \lambda^2)^{1/2}}{(1 + (1 + \lambda)^{1/2})}\right) \quad (6.5)$$

$$G_s = \frac{1}{5} \left(\frac{2\pi\sigma}{\alpha^2}\right)^{1/2} \ln\left(\frac{\alpha + (\alpha^2 + \sigma^2)^{1/2}}{(1 + (1 + \sigma)^{1/2})}\right) \quad (6.6)$$

As variáveis α , λ e σ que aparecem nas expressões acima são valores adimensionais e são dadas pelas seguintes expressões:

$$\alpha = \frac{r_l}{r_0} \quad (6.7)$$

$$\lambda = \frac{l}{r_0} \quad (6.8)$$

$$\sigma = \frac{s}{r_0} \quad (6.9)$$

Podemos estimar a potência necessária para produzir um campo magnético de 30,0 G a partir das expressões (6.4)-(6.6). Por exemplo, usando um fio de cobre de 1,5 mm de raio e $1,7 \times 10^{-6} \Omega \text{cm}$ de resistividade, assim como os parâmetros adimensionais: $\alpha = 1,25$; $\lambda = 0,62$; $\sigma = 0,33$; $f = 0,35$ e $r_0 = 14,0 \text{ cm}$, obtemos uma potência necessária de 50,0 watts, facilmente obtido com fontes existentes no laboratório.

6.2.2 Construção

As bobinas foram planejadas para serem posicionadas do lado de uma das janelas da câmara 3IP para a realização de posteriores testes. Para construir as bobinas foram usados fios de cobre de 3.4 mm de diâmetro coberto com casca de isolamento. Para manter os fios *empacotados* sem se deslocar foram preparadas oito abraçadeiras de material plástico e que foram colocadas ao redor da câmara 3IP. Posteriormente, os fios foram enrolados nas abraçadeiras com 90 voltas para cada uma das bobinas. A separação entre as bobinas foi considerada de 9,0 cm de comprimento e 14,0 cm de raio interno. Com as 90 voltas obteve-se uma seção transversal nas bobinas de $\Delta z = 4,0 \text{ cm}$ e $\Delta r = 3,5 \text{ cm}$. O resultado da construção é mostrado na figura 6.2.

6.2.3 Teste das Bobinas

Após a construção das bobinas estas foram conectadas em serie e foram alimentadas com uma fonte de corrente continua. Dependendo da corrente aplicada, diferentes amplitudes de campo magnético podem ser obtidas. A capacidade máxima de produção de corrente desta fonte é de 30,0 A para uma tensão de 300,0 V.



Figura 6.2: Bobinas magnéticas construídas sobre a câmara 3IP e posicionado de lado da janela.

A determinação do valor do campo magnético foi realizada usando-se um Gaussímetro da marca WALKER, modelo MG 3D. Ele é um aparelho digital com cinco faixas de escala que permite medir campos magnéticos produzidos por corrente AC ou DC, de 10,0 G a 10000,0 G. O dispositivo de medição usa o efeito Hall para o cálculo da intensidade do campo magnético. A área efetiva da ponta do sensor é de 0,8 cm².

Os dados pontuais do campo magnético dentro da câmara foram obtidos usando-se um dispositivo desenhado e construído exclusivamente para deslocar o sensor Hall ao longo do eixo z e do eixo r . Desta maneira, podemos mapear as componentes $B_z(z)$ e $B_z(r)$ do campo magnético axial de forma rápida e precisa.

O Gaussímetro montado no dispositivo foi introduzido dentro da câmara 3IP e posicionado no centro entre as bobinas como se mostra na figura 6.3. Para uma corrente de 5,3 A foi determinado o valor de campo magnético de aproximadamente 30,0 G no centro das bobinas. O valor da potência gerada pela fonte de alimentação foi de 53,0 Watts para uma tensão de 10,0 V e corrente de 5,3 A. Este valor é próximo ao encontrado usando-se as expressões dadas por (6.4)-(6.6).

6.2.4 Caracterização do campo magnético

A caracterização do campo magnético no interior da câmara 3IP foi realizada mediante o mapeando de suas componentes radial e axial. Devido às restrições de mobilidade

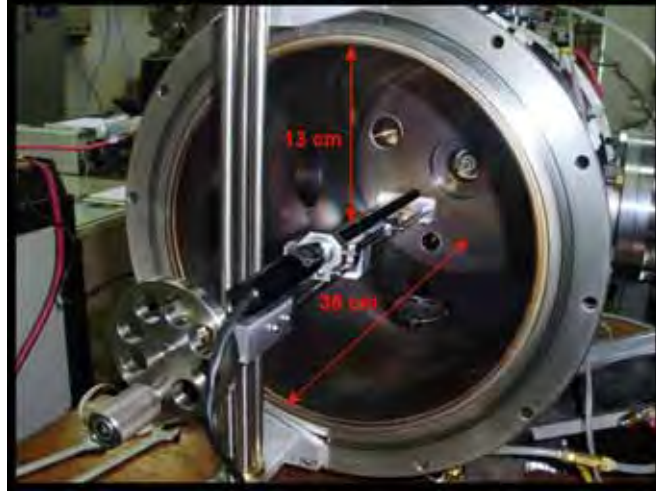


Figura 6.3: Gaussímetro posicionado dentro da câmara 3IP antes do início do mapeamento.

do Gaussímetro no interior da câmara 3IP a componente radial não foi mapeada. Outra justificativa para desconsiderar o mapeamento da componente radial foi analisada no capítulo 5.1.2. Os resultados numéricos demonstraram que as amplitudes das componentes $B_r(r)$ e $B_r(z)$ são menores que $B_z(r)$ e $B_z(z)$, respectivamente. Em tal sentido, o mapeamento da componente $B_z(r,z)$ é suficiente para o estudo do processo 3IP.

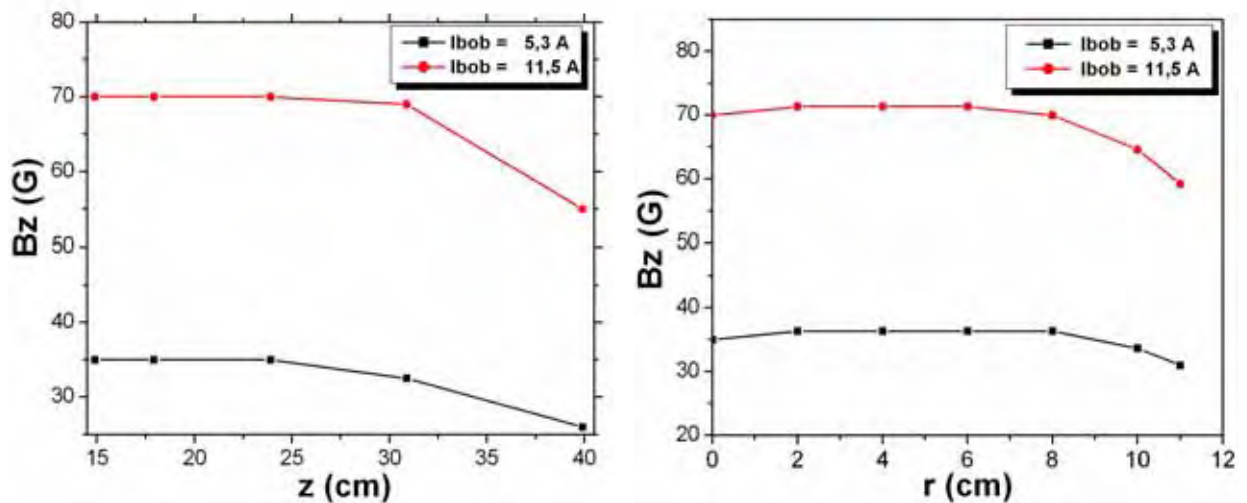
O ponto de referência onde o Gaussímetro foi posicionado para o início da varredura foi considerado em $r \approx 0,0$ cm e $z \approx 20,0$ cm. Esse lugar corresponde ao centro geométrico da câmara 3IP. Este lugar também corresponde ao centro entre as bobinas. A escolha deste ponto coincide com o lugar onde a porta-amostra é posicionado.

Para a obtenção da distribuição $B_z(r,z)$, correntes de 5,3 A e 11,5 A foram aplicados nas bobinas magnéticas. Posteriormente, o mapeamento foi realizado.

No início, a componente $B_z(z)$ foi escolhida para ser mapeada. A varredura foi feita desde $z \approx 0,0$ cm até $z \approx 38,0$ cm. Como resultado, obteve-se a distribuição mostrada na figura 6.4(a). Como podemos observar, o resultado mostra uma distribuição da componente B_z aproximadamente uniforme entre $15,0$ cm $< z < 30,0$ cm para ambas as correntes aplicadas. Por outro lado, para a região z maior que 30,0 cm o resultado mostra que a componente $B_z(z)$ decresce. Isso pode ficar claro se observamos a posição onde as bobinas encontram-se posicionadas (ver figura 6.2). Em regiões perto das bobinas, a amplitude do campo magnético deve ser mais forte, e fraca, nos lugares longe destas.

Posteriormente, com o Gaussímetro posicionado em $z \approx 19,0$ cm, o mapeamento da componente $B_z(r)$ foi realizado. A varredura foi feita na direção radial, entre $0,0 \text{ cm} < r < 11,0$ cm. Coletaram-se os dados, e o resultado é mostrado na figura 6.4(b). Como podemos ver, a distribuição $B_z(r)$ mostra uma região uniforme entre $0,0 \text{ cm} < r < 8,0$ cm. Por outro lado, observa-se que para r maior que 8,0 cm, a amplitude decresce.

Os resultados destes primeiros testes mostram que existe uma distribuição de campo magnético praticamente uniforme na região compreendida entre $0,0 \text{ cm} < r < 8,0$ cm e $15,0 \text{ cm} < z < 30,0$ cm. A distribuição das componentes $B_z(z)$ e $B_z(r)$ foram comparadas com os resultados encontrados pela simulação numérica. Estas são mostradas na figura 6.5(a) e 6.5(b). Como podemos observar, a configuração de campo magnético assim obtida mostra valores próximos da amplitude do campo, enquanto a sua distribuição, segue aproximadamente o mesmo perfil que o medido no experimento.



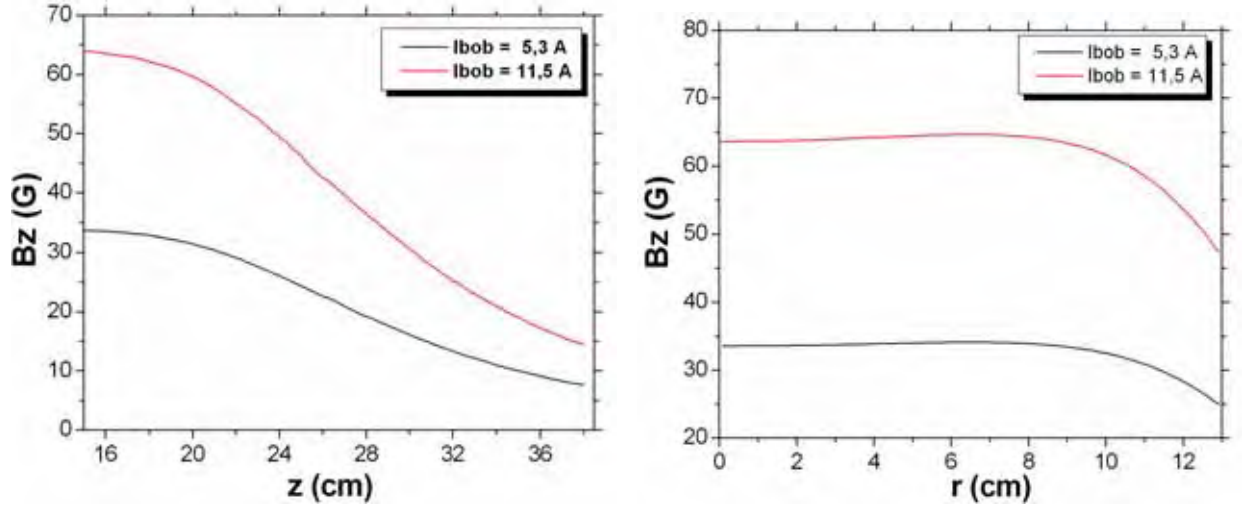
(a) Distribuição da componente $B_z(z)$ medido em $r \approx 0,0$ cm. (b) Distribuição da componente $B_z(r)$ medido em $z \approx 15,0$ cm.

Figura 6.4: Resultado do mapeamento da componente axial do campo magnético.

6.2.5 Caracterização da corrente total e de elétrons secundários

Continuando com os testes prévios, nesta etapa foi realizada a investigação do comportamento da corrente total, assim como dos elétrons secundários (ES) durante o processo de implantação iônica por imersão em plasma em presença do campo magnético⁴.

⁴Os resultados foram apresentados no XXX Congresso de aplicações de vácuo na indústria e na ciência, 2009.



(a) Distribuição da componente $B_z(z)$ determinado com simulação numérica. (b) Distribuição da componente $B_z(r)$ determinado com simulação numérica.

Figura 6.5: Resultados numéricos da distribuição da componente axial do campo magnético.

Para a realização deste experimento se utilizou um sistema de vácuo convencional, constituído por bombas mecânica e difusora, obtendo-se uma pressão base de 6,30 mPa. Utilizou-se gás nitrogênio com pressão de trabalho de 0,63 Pa para a geração de plasma⁵. Dentro da câmara foi colocado um filamento de tungstênio com o qual o potencial do plasma foi controlado por um *chuveiro* de elétrons. O alvo foi polarizado negativamente com pulso de tensão de 5,0 kV em plasma de nitrogênio. Um copo de Faraday⁶ (CF), colocado perpendicularmente ao campo magnético a uma distância de 6,0 cm do alvo foi usado para detectar a presença dos ES, enquanto a corrente total no alvo foi medida com uma bobina de Rogowski. O campo magnético foi produzido pelas bobinas magnéticas mostradas na figura 6.2.

Os parâmetros do pulso usados neste processo 3IP foram os seguintes: um pulso de 5,0 kV de tensão, uma largura de pulso de 40,0 μ s, uma frequência de pulso de 400,0 Hz. Posteriormente, a intensidade do campo magnético foi variada de 0,0 G a 70,0 G e o efeito sobre a corrente total do processo 3IP e a dinâmica dos elétrons secundários na direção perpendicular ao campo magnético foram analisadas.

⁵Ver apêndice A.

⁶O funcionamento do CF pode ser consultado no apêndice C.

6.2.5.1 Resultados e discussões

O mapeamento prévio das componentes do campo magnético, $B_z(z)$ e $B_z(r)$, mostraram uma distribuição quase uniforme no interior da câmara 3IP nas regiões compreendidas entre $0,0 < r < 5,0$ e $5,0 \text{ cm} < z < 25,0 \text{ cm}$.

ES ejetados da superfície do alvo são influenciados pelo campo magnético como é mostrada na figura 6.6. Com o incremento da intensidade do campo magnético de 0,0 G a 70,0 G, a corrente de ES indo em direção perpendicular a $\mathbf{B}$ diminui de forma significativa. Este resultado pode ser compreendido em termos da distribuição das linhas de campo magnético mostrado em 6.4(a) e 6.4(b). Como podemos observar na figura 6.6, com o incremento da amplitude de campo magnético de 0,0 G a 26,3 G, os ES são pouco influenciados. Para intensidades maiores que 26,3 G, ES são confinados pelo campo magnético. Desta forma, para determinado valor de $\mathbf{B}$, os ES capturados, são obrigados a seguir trajetórias helicoidais em torno das linhas do $\mathbf{B}$. A maioria dos ES indo em direção perpendicular a $\mathbf{B}$ são direcionadas em direção axial até as paredes laterais da câmara onde posteriormente são perdidas. Como consequência, a corrente eletrônica vindo da superfície do alvo não consegue ser detectada pelo copo de Faraday, sendo suprimida completamente para B maiores que 35,0 G na direção perpendicular ao campo $\mathbf{B}$.

A presença do campo magnético paralelo ao alvo faz com que os ES liberados sejam obrigados a orbitar em torno das linhas de campo magnético. Assim, com o aumento de I_{bob} e portanto da intensidade de $\mathbf{B}$ faz com que o raio do centro guia diminua. Isto ocasiona que os ES sejam influenciados na sua trajetória perto do alvo. Conseqüentemente, o copo de Faraday não consegue detectá-los para intensidades de $\mathbf{B}$ maiores que 35,0 G.

A corrente total medida pela bobina Rogowski é apresentado na figura 6.7. O resultado revela que a corrente total não mostra um efeito significativo com o incremento da intensidade de campo $\mathbf{B}$. Este comportamento pode ser explicado em termos da distribuição das componentes $B_z(z)$ e $B_z(r)$ que mostram uma distribuição quase uniforme perto da região do alvo. Nesta condição, o plasma não pode ser confinado de acordo com o que foi discutido no capítulo 3.

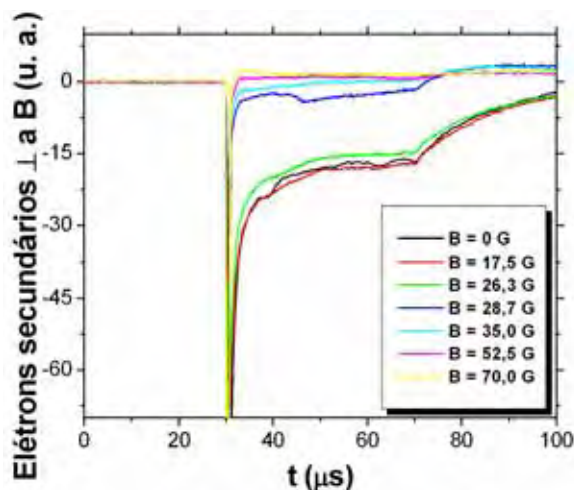


Figura 6.6: Corrente de ES medido pelo copo de Faraday posicionado $\perp$ ao campo B uniforme.

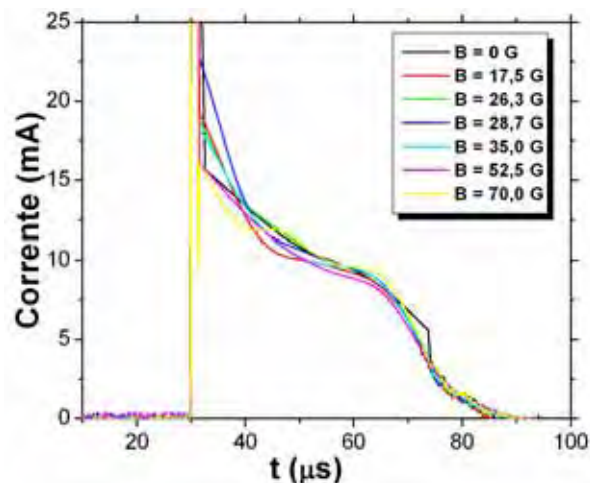


Figura 6.7: Corrente total em função do campo magnético.

6.3 Parte II. Construção das bobinas magnéticas com configuração testada pela simulação

6.3.1 Configuração de duas bobinas

O sistema de bobinas analisado na primeira parte deste capítulo não apresenta uma configuração do tipo garrafa magnética, pelo contrario sua distribuição é quase uniforme. Como pode ser visto em Pillaca, (2007) uma configuração ótima do tipo garrafa magnética foi obtida mediante simulação numérica mantendo um raio de 10,0 cm e uma distância de separação entre as bobinas de 42,0 cm. Por outro lado, devido a limitações geométricas da câmara 3IP a mesma não foi possível ser reproduzida experimentalmente. Em tal sentido, uma bobina adicional foi construída e posicionada de acordo com a disponibilidade geométrica da câmara 3IP, como mostra a figura 6.8.

O mapeamento do campo magnético axial foi realizado usando-se as bobinas laterais mostradas pelas setas na figura 6.8. A bobina do meio não foi usada nesta parte do experimento. Para o mapeamento, as grandezas físicas mostradas na tabela 6.1 foram empregadas.



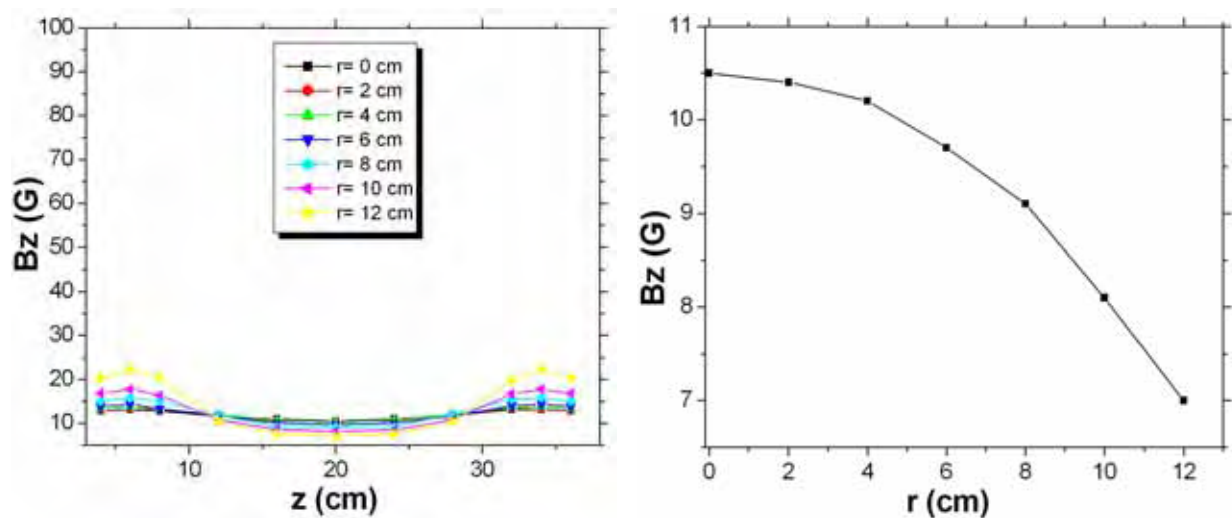
Figura 6.8: Conjunto de bobinas magnéticas usadas para o mapeamento do campo **B**.

Tabela 6.1: Valores de tensão e corrente usados para a geração do campo magnético.

Tensão (V)	Corrente $I_{\text{bob laterais}}$ (A)
5,0	2,7
10,0	5,3
15,0	8,4
20,0	11,5

6.3.1.1 Resultados e discussões

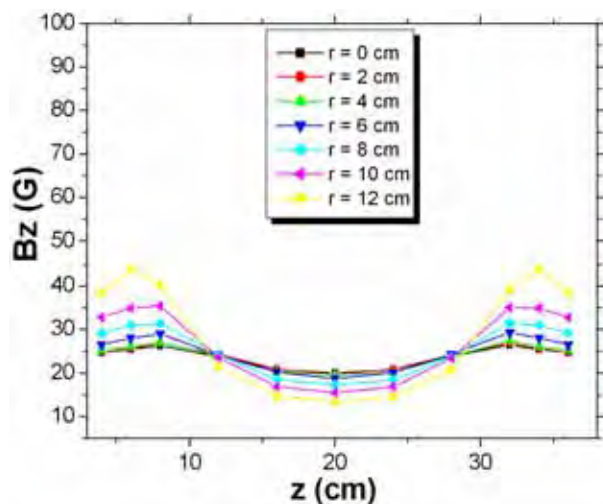
A componente axial do campo magnético foi mapeada para diferentes valores de corrente mostrados na tabela 6.1. Os resultados são apresentados nas figuras 6.9 - 6.12.



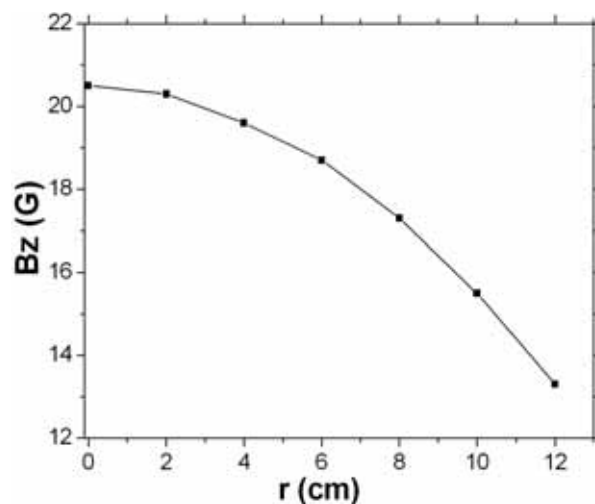
(a) Mapeamento da componente $B_z(z)$ para diferentes posições radiais.

(b) Mapeamento da componente $B_z(r)$.

Figura 6.9: Distribuição do campo magnético para $I_{\text{bob}} = 2,7$ A.

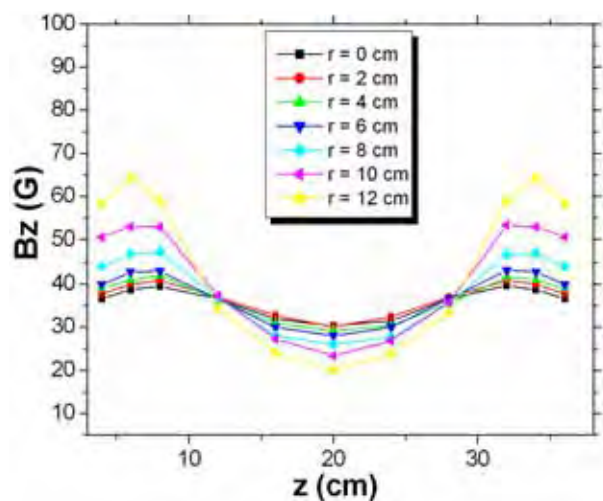


(a) Mapeamento da componente $B_z(z)$ para diferentes posições radiais.

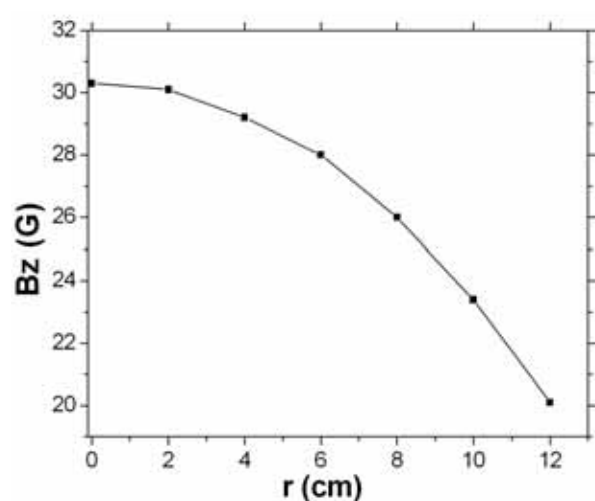


(b) Mapeamento da componente $B_z(r)$.

Figura 6.10: Distribuição do campo magnético para $I_{\text{bob}} = 5,3 \text{ A}$.



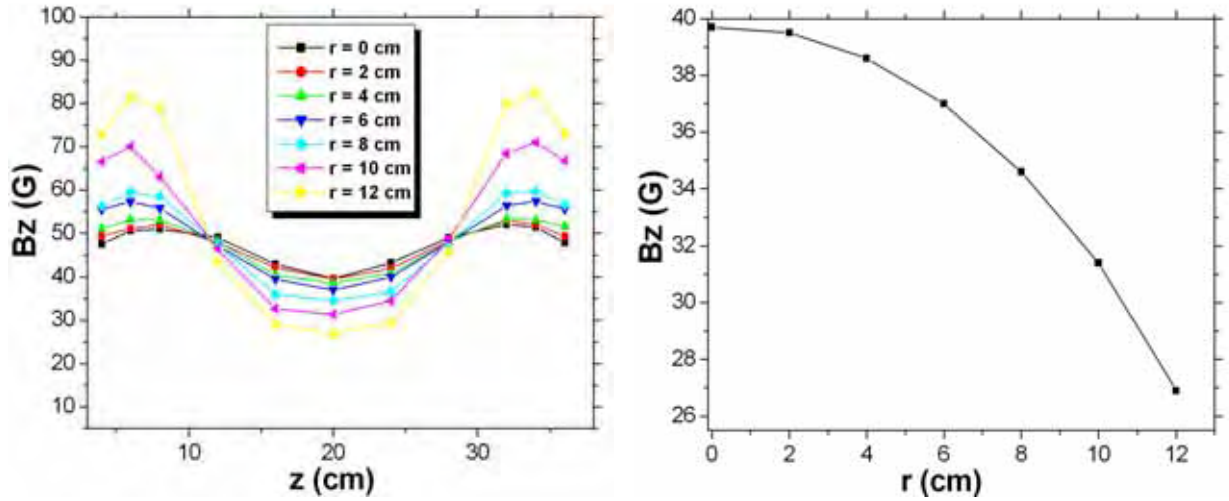
(a) Mapeamento da componente $B_z(z)$ para diferentes posições radiais.



(b) Mapeamento da componente $B_z(r)$.

Figura 6.11: Distribuição do campo magnético para $I_{\text{bob}} = 8,4 \text{ A}$.

O mapeamento de $B_z(z)$ foi realizado ao longo do eixo z para diferentes posições radiais como podemos observar nas figuras 6.9(a), 6.10(a), 6.11(a) e 6.12(a). Os resultados mostram que a componente $B_z(z)$ possui uma distribuição simétrica em relação ao ponto central, $z \approx 20,0 \text{ cm}$. Este ponto corresponde ao centro do eixo axial, onde as bobinas encontram-se posicionadas. As regiões características encontradas no capítulo 3.3 (ver figura 3.5(b)) também são observadas nestas figuras, onde a região com amplitude de campo B mínimo (B_{min}) é localizado no centro ($z \approx 20,0 \text{ cm}$) e a região com amplitude de campo magnético forte (B_{max}) foram localizados em $z \approx 7,0 \text{ cm}$ e $z \approx 35,0 \text{ cm}$.



(a) Mapeamento da componente $B_z(z)$ para diferentes posições radiais.

(b) Mapeamento da componente $B_z(r)$.

Figura 6.12: Distribuição do campo magnético para $I_{\text{bob}} = 11,5$ A.

Com o incremento da corrente I_{bob} de 2,7 A; 5,3 A; 8,4 A e 11,5 A encontramos campos magnéticos com intensidades de 10,0 G; 20,0 G; 30,0 G e 40 G, respectivamente. Estes valores se referem aos valores obtidos no centro da câmara 3IP ($z \approx 20,0$ cm e $r \approx 0,0$ cm), onde a porta-amostra será situada posteriormente.

O perfil e a intensidade destas distribuições $B_z(z)$ são parecidos aos encontrados usando simulação numérica no capítulo 5.1.3.

Por outro lado, a componente $B_z(r)$ foi mapeada e os resultados são mostrados nas figuras 6.9(b), 6.10(b), 6.11(b) e 6.12(b). Como podemos observar nas referidas figuras, o campo magnético $B_z(r)$ mostra uma amplitude máxima no centro da câmara ($r = 0,0$ cm). Estes valores coincidem com o B_{min} da distribuição $B_z(z)$. A medida em que a sonda é deslocada em direção radial, o valor da amplitude diminui de acordo com a seguinte relação:

$$B_z(r) = B_0 - \alpha_1 r - \alpha_2 r^2 \quad (6.10)$$

A relação (6.10) foi obtida com o ajuste de curvas. Aqui, B_0 é o campo magnético medido no centro da câmara, α_1 e α_2 são constantes positivas.

Tabela 6.2: Valores de tensão e corrente usados para a geração do campo magnético.

Tensão (V)	Ibob central (A)	Tensão (V)	Ibob laterais (A)
5,0	0,0	15,0	8,4
10,0	-2,0	15,0	8,4
15,0	-4,0	15,0	8,4

6.3.2 Configuração de três bobinas

Com o objetivo de testar a influencia da bobina magnética central na distribuição do campo magnético produzido pelas bobinas laterais, esta também foi conectada. O arranjo das bobinas é mostrado na figura 6.13. A corrente I_{bob} central é alimentada por outra fonte de corrente DC, onde a direção da corrente I_{bob} central está circulando em sentido contrário a das I_{bob} bobinas laterais.



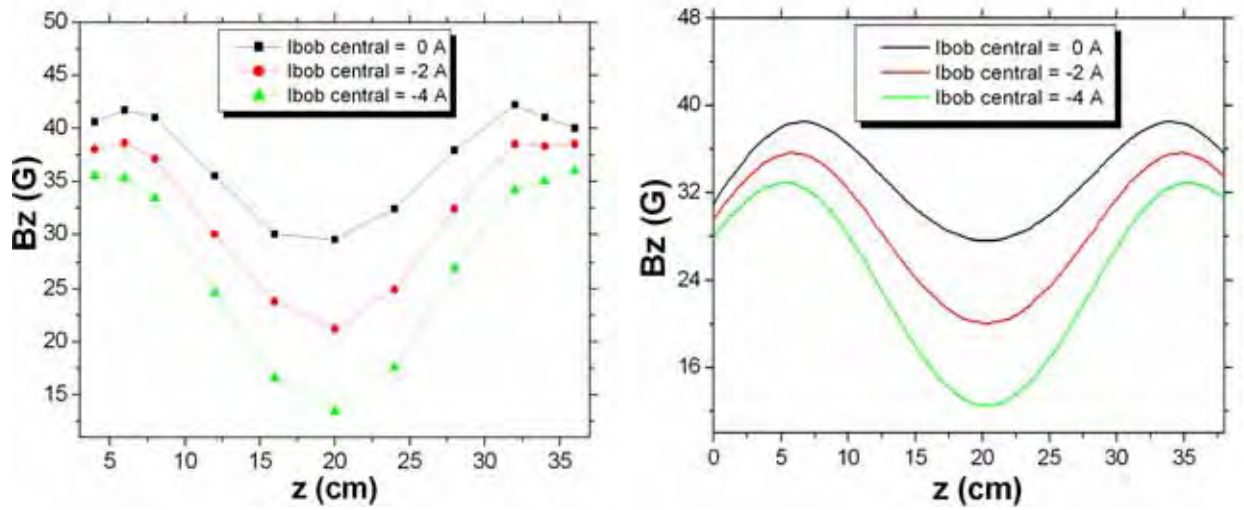
Figura 6.13: Conjunto de três bobinas magnéticas usadas para o mapeamento de $\mathbf{B}$.

A caracterização do campo magnético produzido por este conjunto de bobinas foi realizada mediante o mapeamento do campo $\mathbf{B}$ ao longo do eixo z da de acordo aos parâmetros dados na tabela 6.2.

6.3.2.1 Resultados e discussões

Os resultados do mapeamento é mostrado nas figuras 6.14(a) e 6.14(b).

Observando os resultados da figura 6.14(a) vemos que a distribuição $B_z(z)$ do conjunto de bobinas mostra uma diferença significativa em relação ao caso de somente as



(a) Mapeamento da componente $B_z(z)$ para $r \approx 3,0$ cm. (b) Cálculo da distribuição da componente $B_z(z)$ por simulação numérica para $r \approx 3,0$ cm.

Figura 6.14: Distribuição da componente $B_z(z)$ variando a corrente $I_{\text{bob}} \text{ central}$.

duas bobinas laterais. As amplitudes de campo B_{max} e B_{min} foram alteradas. Vemos que incrementado-se a amplitude da corrente $I_{\text{bob}} \text{ central}$ de 0,0 A a -4,0 A, o valor da intensidade do campo B_{min} diminui significativamente. Estes valores mostram intensidades menores em relação ao caso $I_{\text{bob}} \text{ central} = 0,0$ A. Esta distribuição é também comparada com os resultados numéricos. O resultado é mostrado nas figuras 6.14(b). Comparando ambas as figuras 6.14(a) e 6.14(b) mostram resultados bastante similares, tanto na intensidade B_{max} e B_{min} , assim como em seu perfil.

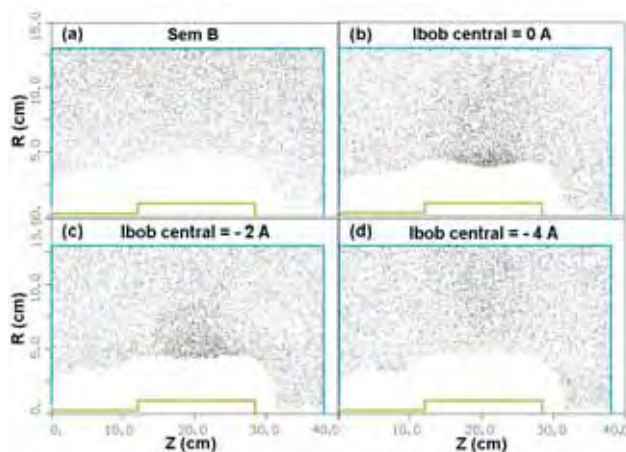


Figura 6.15: Comportamento da densidade espacial do plasma variando $I_{\text{bob}} \text{ central}$.

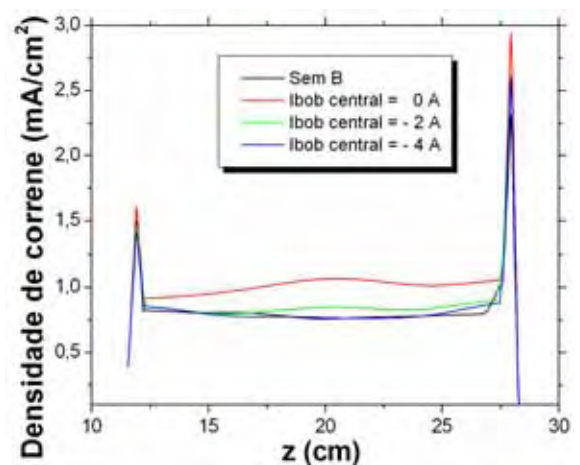


Figura 6.16: Distribuição da corrente iônica ao longo do alvo calculado pela simulação numérica.

Simulações numéricas adicionais foram realizadas para analisar a distribuição espacial do plasma dentro da câmara 3IP em função de $I_{\text{bob}} \text{ central}$, e os resultados são mostrados na figura 6.15. A simulação foi realizada para uma tensão de 5,0 kV e pressão do gás de 0,63 Pa. Como pode ser observado, com a corrente $I_{\text{bob}} \text{ central}$ de 0,0 A, um confinamento apreciável do plasma é realizado pelo campo magnético formado pelas bobinas laterais. No entanto, com o incremento da corrente $I_{\text{bob}} \text{ central}$ de 0,0 A a -4,0 A a distribuição é completamente modificada. Os resultados demonstram que considerando este tipo de configuração com três bobinas, o plasma é confinado em uma proporção cada vez menor quando $I_{\text{bob}} \text{ central}$ é incrementada.

A mudança no confinamento do plasma modifica a dose e a distribuição da corrente iônica atingindo o alvo como mostra a figura 6.16. A distribuição dos íons implantados ao longo do alvo mostra uma distribuição não uniforme no seu centro. Conforme a corrente $I_{\text{bob}} \text{ central}$ é incrementada, esta distribuição se torna mais uniforme e parecida com o caso do 3IP sem campo magnético. Estes resultados são diretamente relacionados à distribuição espacial do plasma mostrado na figura 6.15.

Testes experimentais usando o conjunto de três bobinas durante o processo 3IP também foram realizados para confirmar os resultados numéricos⁷. O experimento foi realizado usando os seguintes parâmetros: 5,0 kV de pulso de tensão, 0,63 Pa de pressão de trabalho, 400,0 Hz de frequência do pulso, 40,0 μs de largura do pulso, correntes $I_{\text{bob}} \text{ laterais}$ e $I_{\text{bob}} \text{ central}$ de acordo aos valores listadas na tabela 6.2.

Os resultados de corrente durante este processo 3IP foram obtidos usando o conjunto de três bobinas magnéticas e é mostrado na figura 6.17. Como podemos ver, a corrente total diminui quando a corrente da bobina central é incrementada de acordo com os dados listados na tabela 6.2. Aparentemente, o comportamento da corrente na figura 6.17 deve ser a consequência da perda do confinamento do plasma devido à modificação das amplitudes do campo B_{max} e B_{min} , onde segundo a definição do espelho magnético, a eficiência do confinamento é perdida.

⁷Os resultados foram apresentados no International workshop on plasma-based ion implantation and deposition (PBII&D), 2009.

Em resumo, ambos resultados, o numérico e o experimental mostram o mesmo comportamento do sistema 3IPCM, indicando que o uso da bobina central não é benéfico para o objetivo deste trabalho, pois o confinamento do plasma é perdido.

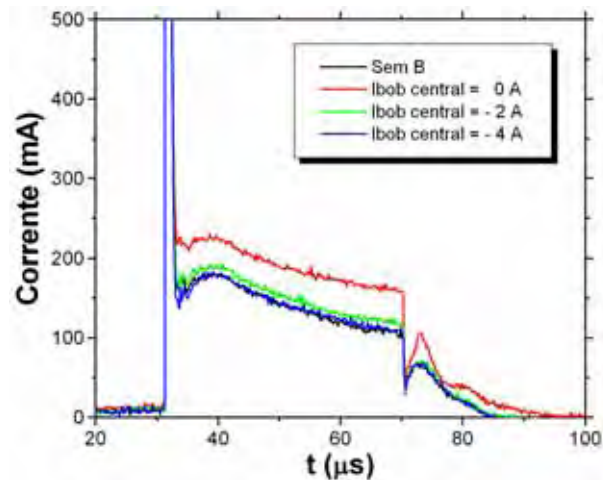


Figura 6.17: Perfil da corrente total obtido experimentalmente.

6.4 Resumo

Neste capítulo, foram realizadas as etapas para a construção de um conjunto de bobinas magnéticas para a geração de campo magnético, para aplicação no estudo do processo 3IP experimental. nesta fase, foram realizados testes com o sistema de dois e três bobinas mediante o mapeamento do campo **B**. O mapeamento da componente B_z para ambos os casos indica que estes são similares ao calculado usando simulação numérica, mostrando as regiões características B_{min} e B_{max} .

Aplicações preliminares do sistema 3IP em presença do campo magnético constante ao longo de z , produzido pela bobinas magnéticas foram realizadas. No primeiro caso foi analisado a dinâmica dos elétrons secundários. Os resultados revelaram que o número de ES emitidos da superfície do alvo devido ao impacto dos íons é suprimido na medida em que a amplitude do campo magnético é incrementada. Foi encontrado que para valores de intensidades de campo magnético maiores que 35,0 G os ES são suprimidos completamente na direção perpendicular ao campo **B**. Por outro lado, com o aumento de

B, a corrente total medida pela bobina Rogowski não mostra incremento, apresentando aproximadamente o mesmo formato que para o caso sem campo magnético.

Finalmente, o conjunto de três bobinas com a central carregando corrente na direção oposta foi usado para a análise de seu efeito sobre a corrente do 3IP. Os resultados encontrados mostraram que a presença da bobina central leva a redução das amplitudes do campo $B_{\max}$ e $B_{\min}$. Desta forma a configuração garrafa magnética se torna menos eficaz para o confinamento de plasma.

Foi concluído que para conseguir um confinamento do plasma e conseqüentemente um aumento da corrente durante o processo 3IP é necessário e suficiente o uso das bobinas laterais (configuração de garrafa magnética).

Capítulo 7

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL - PROCESSO 3IP COM CAMPO MAGNÉTICO EXTERNO

7.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados os resultados do perfil de tensão e corrente encontrados durante o estudo do processo 3IP com campo magnético, quando o campo magnético, a tensão e a pressão são variados. Além disso é analisado a dinâmica de elétrons secundários ejetados pelos ions implantados em função dos parâmetros mencionados. Os resultados serão discutidos com ajuda dos resultados numéricos mostrado no capítulo 5.

7.2 Procedimento experimental

Para a realização deste experimento, um substrato de aço de 2,0 cm $\times$ 2,0 cm $\times$ 16,0 cm foi introduzida no centro da câmara 3IP e usado como alvo (ver figuras 5.1 e 7.1). Posteriormente, a câmara foi bombeada usando um sistema de bombas mecânica e difusora até atingir uma pressão base de 5,0 mPa. Logo em seguida, o gás de nitrogênio foi admitido para ser usado em pressão de trabalho de acordo com a pressão desejada. Dentro

da câmara 3IP é colocado um filamento de tungstênio aquecido com o qual o potencial do plasma é controlado por um *chuveiro* de elétrons. A tensão negativa aplicada no porta-amostra é realizada mediante o pulsador de alta tensão. Os parâmetros do pulso foram mantidos constante durante a realização destes experimentos com, largura de pulso de $40,0 \mu s$ e taxa de repetição de $300,0 \text{ Hz}$. Para a produção de campo magnético, as bobinas laterais foram ligadas a uma fonte de corrente DC.

Desta forma, a amplitude de pulso, pressão de trabalho e campo magnético foram variados de $-3,0 \text{ kV}$ a $-10,0 \text{ kV}$, de $0,21 \text{ Pa}$ a $7,60 \text{ Pa}$ e de $0,0 \text{ G}$ a $40,0 \text{ G}$, respectivamente. O formato característico da onda de tensão e de corrente foi observado usando um osciloscópio digital da marca Tektronix, modelo TDS360, e armazenados para a análise.

As componentes externas do sistema 3IPCM descritas acima é ilustrado nas fotografias da Figura 7.1.



Figura 7.1: Componentes externos usados durante o processo 3IPCM.

7.3 Perfil de tensão e corrente do 3IP

7.3.1 Efeito do campo magnético

Primeiramente, o efeito do campo magnético sobre a forma de onda de tensão e corrente foi analisada. A pressão de trabalho e a amplitude da tensão foram fixadas em 0,34 Pa e 10,0 kV, respectivamente. Com a aplicação da corrente na bobina, I_{bob}, um campo magnético axial B_z foi gerado e sua distribuição foi mapeada como mostra as figuras 6.9 - 6.12. O mapeamento foi realizado no centro da câmara 3IP onde o porta-amostras (suporte para as amostras) é posicionado. Neste trabalho, a intensidade do campo magnético será referida no centro da porta amostra, no ponto com coordenadas $r \approx 1,0$ cm and $z \approx 20,0$ cm. Desta forma, com o incremento de I_{bob} de 2,7 A a 11,5 A, a intensidade do campo magnético incrementa de 10,0 G a 40,0 G, respectivamente.

A figura 7.2(a) mostra o formato de onda da tensão em função do campo magnético. O perfil da tensão na fase *rise time* e *on time* não é perturbado pela presença do campo magnético. No entanto, quando o pulso é desligado, seu perfil *fall time* é bastante afetado em relação ao caso sem campo magnético. Aparentemente, usando-se campo magnético, a densidade do plasma é incrementada devido ao confinamento dos elétrons, modificando desta maneira a impedância do sistema 3IP. Aplicando campos magnéticos mais altos, o perfil de tensão apresenta o formato parecido a um pulso quadrado. Este tipo de pulso pode ser benéfico para o processo 3IP devido a que os íons que são implantados no alvo poderiam ser implantados com aproximadamente a mesma energia (fora a fase inicial com $t \approx w_{pi}^{-1}$).

A figura 7.2(b) mostra o formato de onda da corrente total quando o campo magnético foi variado. Como uma consequência da variação do campo magnético, a corrente aumenta na fase *on time* do pulso, mas não na mesma proporção. Revendo as figuras 6.9 - 6.12, podemos perceber que a intensidade do campo magnético na região B_{max} e B_{min} é modificada quando I_{bob} é variado.

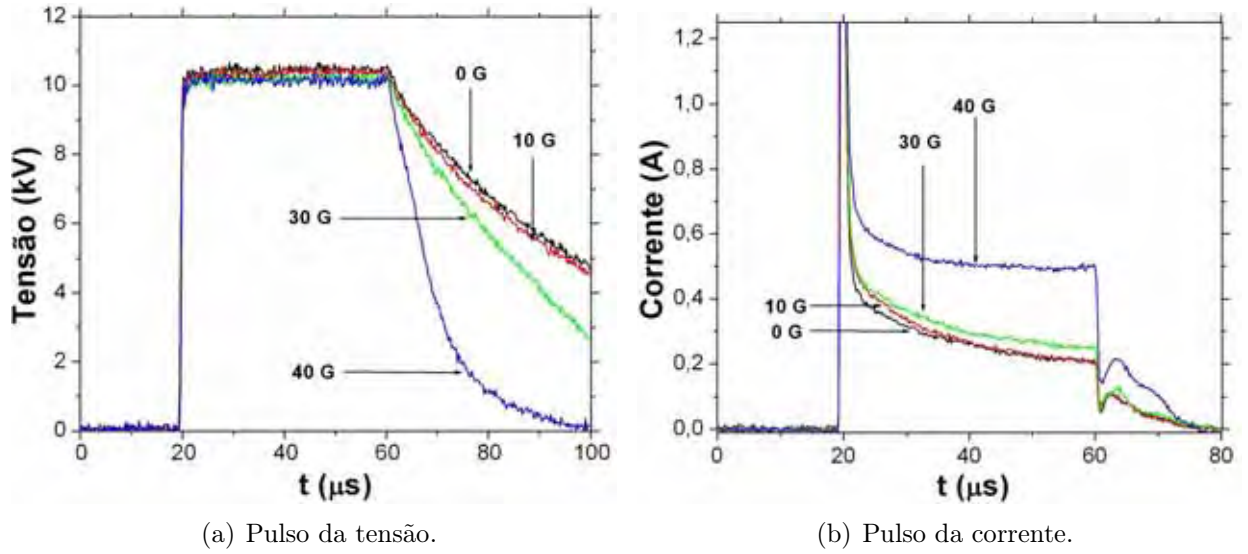


Figura 7.2: Pulsos de tensão e da corrente com intensidades do campo magnético diferentes.

7.3.1.1 Discussões

A incorporação de um campo magnético externo com distribuição axial $\mathbf{B}_z(r; z)$ junto com um campo elétrico radial $\mathbf{E}_r(r; z)$ associado com o pulso de alta tensão no processo 3IP produz um sistema de campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Em um sistema de campos cruzados, o centro guia das partículas carregadas se movimenta com velocidade de deriva, $u_d = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$. Elétrons magnetizados nesta configuração (em coordenadas (r, θ, z) , para melhor visualização) são forçados a girar em direção azimutal com velocidade u_θ e deslocar-se em direção axial com velocidade u_z .

O efeito de aumento da densidade do plasma é evidente pelo aumento da corrente mostrado na figura 7.2(b). Simulação numérica mostrou em capítulos anteriores que elétrons em campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ provocam ionização do gás devido as colisões realizadas durante o movimento azimutal ao redor do alvo. Alguns desses elétrons devido a presença de espelhos magnéticos, são confinados na região central. Os valores de correntes medidos indicam que o confinamento é mais efetivo para intensidade de campo magnético altos, onde menos partículas são perdidos e mais plasma é confinado.

Um fato interessante que acontece durante o aumento da densidade do plasma devido ao confinamento é a mudança na dinâmica da bainha. Isto foi analisado no capítulo 5,

onde com o incremento da amplitude do campo magnético de 0,0 G a 40,0 G, a espessura da bainha foi reduzida, como pode ser observado na figura 5.15.

A dinâmica da bainha apresenta um papel importante na corrente de implantação, como mostrou a simulação numérica. Este comportamento também pode ser analisado usando a lei de Child - Langmiur (2.45) que relaciona ambas, a corrente e a extensão da bainha. Assim, uma diminuição na extensão da bainha devido ao confinamento do plasma resulta também em um aumento na corrente como mostra a figura 7.2(b).

Como mostra a figura 7.2(b), a corrente total aumenta com a aplicação do campo magnético. Como é conhecido num processo 3IP típico, a corrente total, j_{total} , é composto pela soma de três componentes, a corrente de elétrons secundários, j_{sec} , a corrente iônica j_{ion} e a corrente de deslocamento j_{des} . Se a tensão do alvo não varia no tempo, a corrente de deslocamento é zero. Então, $j_{total} = j_{ion} + j_{sec}$. Neste sentido, se a bobina Rogowski é usada para medir a corrente total no alvo, a corrente iônica e de elétron secundários não podem ser distinguidas. Os elétrons (secundários e do plasma) por sua vez, colidirão com as moléculas do gás e desta maneira mais ionização será produzida que contribui para o incremento da densidade do plasma (ver figura 5.14). Como resultado da formação do plasma com alta densidade na região central da armadilha magnética, uma alta corrente iônica é alcançada, Assim a emissão de elétrons secundários devido à implantação dos íons no substrato também incrementará na mesma proporção.

Podemos concluir que o incremento da corrente como mostrado na figura 7.2(b) é uma consequência do incremento da densidade do plasma devido ao confinamento efetivo realizado pelos espelhos magnéticos.

7.3.2 Efeito da amplitude do pulso de tensão

Para estudar o efeito da corrente em função da variação da tensão aplicada no alvo, esta é incrementada de 3,0 kV a 10,0 kV, mantendo fixo I_{bob} e a pressão do gás em 11,5 A ($\approx 40,0$ G) e 0,94 Pa, respectivamente. Na figura 7.3(a) é mostrada a forma do pulso de tensão aplicado no sistema 3IP com diferentes amplitudes.

Por outro lado, o formato de pulso de corrente para tensões diferentes é mostrado na figura 7.3(b). Como podemos ver, para tensões baixas, isto é, para tensões menores que 5,0 kV, a corrente incrementa linearmente durante a duração do pulso. O perfil típico do pulso é recuperado para tensões maiores que 5,0 kV onde se observa aumento da corrente com o incremento da tensão.

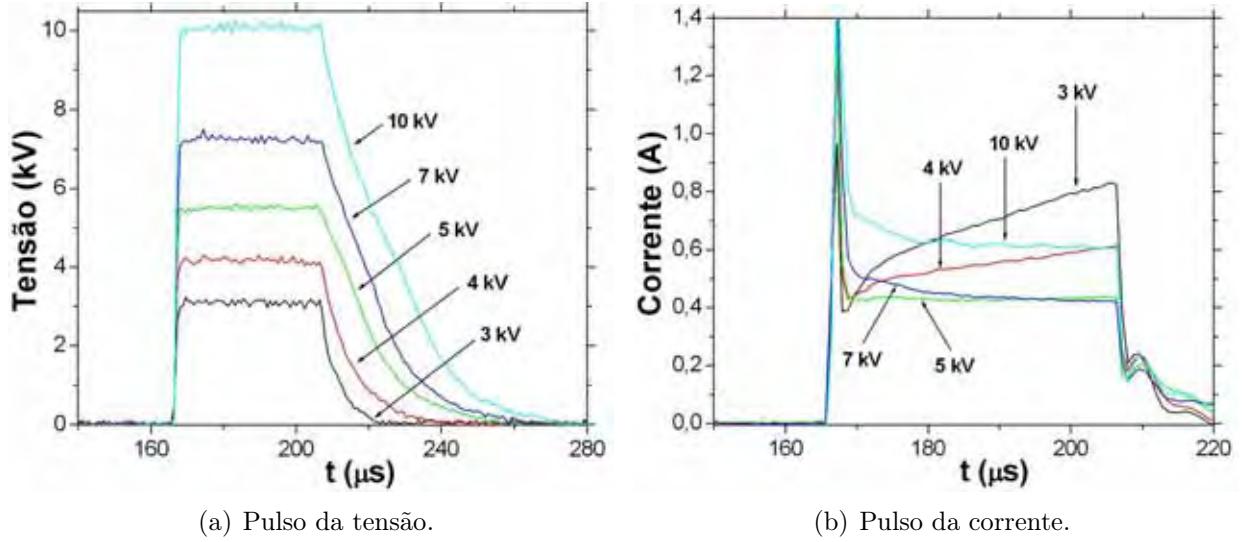


Figura 7.3: Forma do pulso de tensão e da corrente.

7.3.2.1 Discussões

Como mostrado na figura 7.3(b), em tensão baixa (menores que 5,0 kV) a corrente cresce linearmente até que o pulso de tensão é desligado. Aparentemente isto é consequência do confinamento magnético do plasma que junto com a ionização produz uma região de alta densidade de plasma.

Durante os experimentos desta fase, um fato interessante para tensões menores que 5,0 kV foi observado. Para esta condição, com a fonte de plasma desligada, o sistema de campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ consegue criar o plasma permitindo se auto-sustentar. A corrente total observada para esse caso mostra o mesmo perfil que na figura 7.3(b) para tensões de 3,0 kV.

De acordo com a consideração feita em 6.1.4, os elétrons magnetizados orbitando o alvo em direção azimuthal terão um raio do centro guia, $\rho = u_\theta^2 / E$. A simulação numérica mostrou que a velocidade azimuthal, u_θ , aumenta com a tensão. Isto quer dizer que em

tensões baixas ρ e s devem ser menores. Com uma espessura da bainha reduzida e com a presença da distribuição $B_z(z)$ capaz de prender mais elétrons, uma ionização do gás intensa é produzida. Desta forma, um confinamento maior do plasma é realizado devido ao formato da distribuição B_z . Como consequência, uma região com alta densidade de plasma é formada próximo do alvo cilíndrico (Figura 5.18(a)). Assim, uma maior quantidade de íons são implantados no alvo durante o pulso de tensão. Isto explica o comportamento de j obtido experimentalmente em tensão baixa.

Por outro lado, com aplicações de tensões maiores que 5,0 kV, ρ aumenta devido a que a amplitude de B_{min} diminui. Desta forma, um incremento na tensão resulta em uma armadilha magnética menos eficiente, e por esta razão, a bainha expande como é mostrado na figura 5.20. Este fato ajuda entender por que a corrente mostrada na figura 7.3(b), para tensões $> 5,0$ kV adota a forma típica (como em 3IP sem campo magnético).

7.3.3 Efeitos da pressão do gás

Como foi discutido na seção anterior, o entendimento da dinâmica da bainha é muito importante para a análise do comportamento da corrente do 3IP. Como foi mostrado pela simulação numérica, uma possível maneira de controlar a extensão da bainha é incrementando a densidade do plasma. Neste sentido para a análise do efeito da pressão sobre o processo 3IP, a pressão do gás é variada de 0,26 Pa a 7,60 Pa. A tensão e a corrente I_{bob} foram mantidas fixas em 3,0 kV e 9,8 A ($\approx 35,0$ G), respectivamente.

Na figura 7.4(a) é mostrado o perfil do pulso da tensão em função da pressão do gás de trabalho. Como podemos ver nessa figura, na fase *rise time* seu perfil não apresenta nenhuma mudança. No entanto, as fases *on time* e *fall time* são levemente perturbadas em pressões maiores que 1,2 Pa. Como nos casos anteriores este comportamento deve ter sido provocado pela mudança no valor da impedância do sistema 3IP.

Alta pressão do gás resulta em alta corrente, como é mostrado na figura 7.4(b). A corrente aumenta na fase do pulso *on time* mudando o formato do pulso em relação ao caso sem campo magnético (como na figura 7.2(b)). Este fato pode ser explicado considerando a presença dos espelhos magnéticos e que será discutido depois.

Um incremento da pressão aumenta a probabilidade de colisão e assim facilita a ionização do gás. As colisões entre os elétrons e átomos neutros resultam em um número de possíveis resultados dependendo das propriedades físicas e químicas das espécies consideradas (ver capítulo 2.3). Estas incluem colisões elásticas e inelásticas, troca de carga, formação de moléculas complexas, etc.

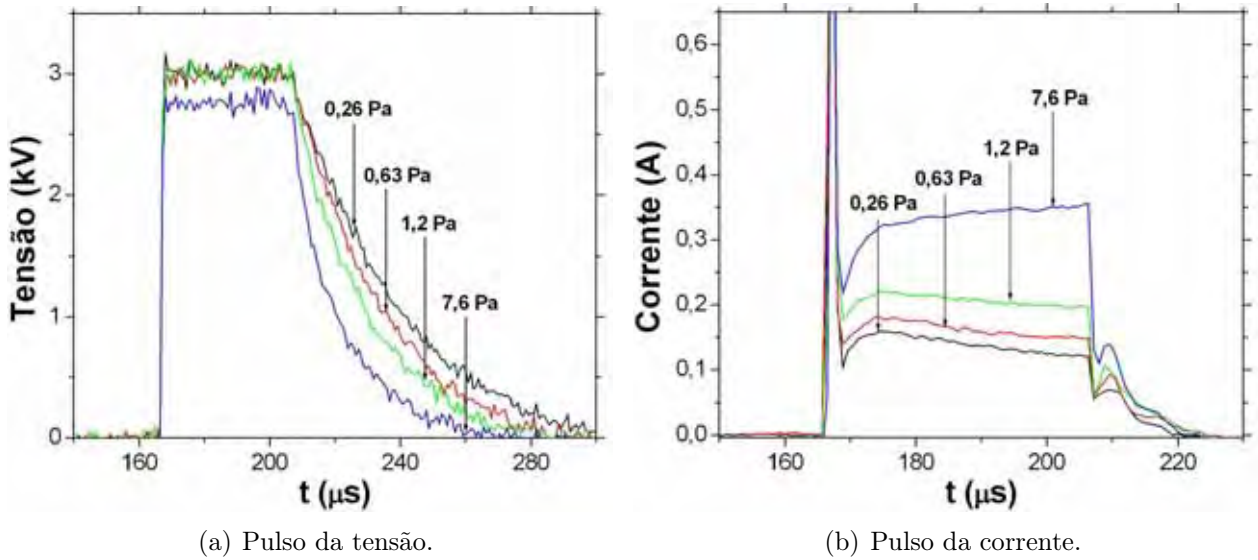


Figura 7.4: Pulso de tensão e da corrente com diferentes pressões do gás.

7.3.3.1 Discussões

É conveniente dividir as discussões referentes ao processo 3IP para o caso quando a pressão do gás é variada em duas categorias, baixas e altas pressões. Esta classificação é baseada na definição do livre caminho médio $\lambda = 1/(n\sigma)$, onde n e σ são a densidade do gás e a seção eficaz de colisão ion-molécula do gás, respectivamente. Note que para σ constante, λ depende da densidade do gás, sendo crucial para a determinação do regime não colisional do processo 3IP. Para operar no regime colisional, a espessura da bainha deve ser pequena em relação ao livre caminho médio (SHERIDAN; GOECKNER, 1995). Em 3IP, é muito importante operar em regime de baixa pressão, ou seja, regime não-colisional, devido ao fato que a energia dos íons pode ser significativamente reduzida em altas pressões e conseqüentemente a profundidade de implantação comprometida.

O efeito das colisões devido ao incremento da pressão do gás em presença de um campo magnético de intensidade 35,0 G muda o perfil da corrente como mostra a figura

7.4(b). Em pressões menores que 1,00 Pa, a corrente cresce aproximadamente de forma linear. Acima desta pressão a corrente mostra um crescimento muito rápido.

Essa mudança de comportamento pode ser atribuída ao confinamento do plasma que permite um incremento na corrente atingindo o alvo. Como foi analisado no capítulo 5, a distribuição espacial dos elétrons é perturbada significativamente quando a pressão do gás é variada. Em baixas pressões, a distribuição da densidade do plasma é não-uniforme com um máximo bem definido no centro do alvo. Com o incremento da pressão do gás mais colisões com as moléculas neutras ocorrem em todo o volume da câmara 3IP, resultando em ionização do gás. Este mecanismo é reforçado pela configuração do campo magnético que confina os elétrons do plasma permitindo um incremento adicional da densidade do plasma. No entanto, altas pressões levam a uma distribuição mais uniforme do plasma em redor do alvo, como é mostrado na figura 5.25(d). Este comportamento resulta em diminuição da espessura da bainha em 14,0 % durante o incremento da pressão de 0,40 Pa a 4,00 Pa.

Deste modo, o efeito da variação da pressão implica em uma modificação da densidade do plasma e da sua distribuição, assim como do tamanho da bainha. Este comportamento do plasma tem influencia sobre a corrente iônica como mostrado na figura 5.29, demonstrando que a corrente iônica depende da pressão. Esse mesmo comportamento é observado neste experimento, como mostra a figura 7.4(b). Comparando a figura 5.29 com a figura 7.4(b) encontramos que j incrementa aproximadamente na mesma porcentagem ($\approx 130,0$ %) quando a pressão é variado entre $0,26 \text{ Pa} \leq p \leq 4,00 \text{ Pa}$.

7.4 Perfil de corrente de elétrons secundários

Emissão de elétrons secundários nas direções radial e axial (segundo a geometria cilíndrica da câmara 3IP) é explorada usando um par de copos de Faraday (CF)⁸. A área de detecção (coletor) dos CF possui 24,0 mm de diâmetro. Um CF foi instalado em uma janela da câmara 3IP coincidindo com a direção perpendicular ao campo magnético. O

⁸Uma descrição do processo de emissão de elétrons secundários assim como sua detecção é mostrado no apêndice C.

outro CF foi instalado em outra janela, coincidindo com a direção paralela do campo magnético. Ambos os CF foram posicionados a uma distância de aproximadamente 6,0 cm da porta-amostra em ambas as direções, como mostrado na figura 7.5.

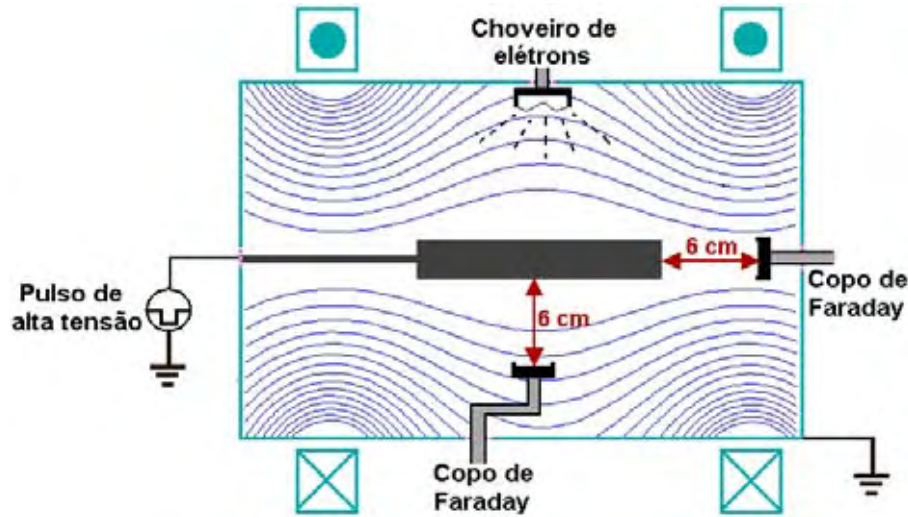


Figura 7.5: Configuração esquemática do sistema 3IPCM com os copos de Faraday.

O sinal da corrente coletado pelos CF é observado mediante o osciloscópio. Elas são analisados em função de seus picos característicos para diferentes valores de tensão, pressão e campo magnético variados.

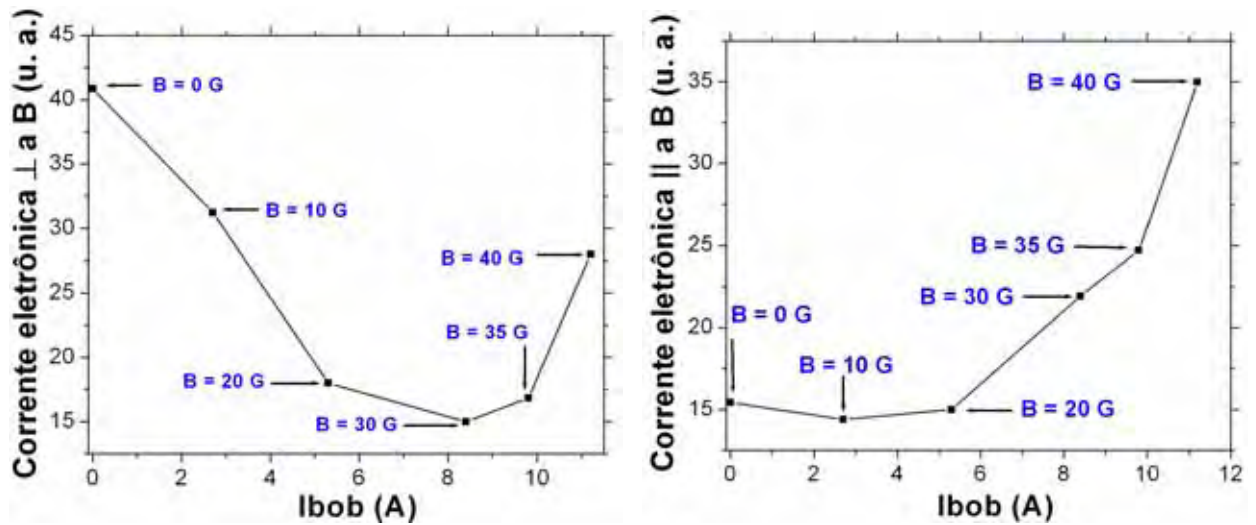
Antes de iniciar a análise, é conveniente lembrar que, devido à aplicação de uma tensão negativa, não somente elétrons secundários, ES, serão coletadas pelos copos de Faraday, mas também elétrons e íons vindos do plasma. Nesse sentido, para simplificar a análise, a corrente de elétrons coletadas pelos CF será referido como corrente eletrônica.

7.4.1 Campo magnético

Neste estudo, o comportamento da corrente eletrônica no CF é analisado variado o valor da corrente I_{bob} de 0,0 A a 11,5 A. Com esses valores de corrente, intensidades de campo magnético de 0,0 G a 40,0 G foram obtidas no centro da câmara 3IP ($r \approx 0,0$ cm e $z \approx 20,0$ cm) onde a porta-amostra é posicionada.

Os resultados das medidas de corrente eletrônica é mostrado nas figuras 7.6(a) e 7.6(b) para as direções paralela e perpendicular ao campo magnético, respectivamente.

Como podemos observar nessas figuras, o comportamento é diferente para a corrente nas bobinas magnéticas I_{bob} menores que 8,4 A. Este comportamento será discutido a seguir.



(a) Corrente eletrônica perpendicular ao campo magnético. (b) Corrente eletrônica paralelo ao campo magnético.

Figura 7.6: Análise da dinâmica da corrente eletrônica no CF em função de I_{bob} .

Neste cenário, o comportamento da corrente eletrônica é analisado na direção perpendicular a $\mathbf{B}$ e o resultado é mostrado na figura 7.6(a). Como podemos ver, na ausência de campo magnético uma alta corrente eletrônica é medida pelo CF. Incrementado I_{bob} de 0,0 A a 8,4 A amplitudes de campos magnéticos de 0,0 G a 30,0 G podem ser obtidos. As correntes eletrônicas para as diferentes amplitudes de $\mathbf{B}$ são afetadas, mostrando uma diminuição significativa. Alguns dos elétrons são capturados pelo campo magnético podendo ser confinados na região central, assim como, outros elétrons podem escapar ao longo das linhas de campo em direção as paredes da câmara.

A presença da alta corrente eletrônica medida pelo CF na faixa de $I_{\text{bob}} = 0,0$ A a $I_{\text{bob}} = 8,4$ A aparentemente não é somente consequência da emissão dos ES provocado pela aplicação da tensão de 10,0 kV no alvo. Conforme podemos notar no resultado da corrente total mostrada na figura 7.2(b) para esta faixa de I_{bob} a corrente total não aumenta.

Para I_{bob} maior que 8,4 A (correspondente a $\mathbf{B}$ maior que 30,0 G) a quantidade de elétrons que são coletado pelo CF começa aumentar. O aumento de corrente eletrônica é mostrado na figura 7.6(a). Por outro lado vemos que a corrente total (figura 7.2(b))

também aumenta para esses valores de I_{bob} . Ambos os resultados possuem um vínculo já que:

$$j_{total} = j_{es} + j_{ion} \quad (7.1)$$

De acordo com os resultados encontrados no capítulo 5, o número de íons incidentes no alvo incrementa devido ao aumento da densidade do plasma provocado pelo confinamento deste na presença da configuração garrafa magnética. Por outro lado, foi determinado (apêndice C) que o número de ES emitidos é proporcional ao número de íons implantados no alvo:

$$j_{es} = \gamma j_{ion} \quad (7.2)$$

Desta forma um aumento de corrente iônica incidindo no alvo implica em aumento na emissão de ES e que por sua vez contribui no aumento da corrente eletrônica na direção perpendicular a $\mathbf{B}$.

Na figura 7.6(b) é mostrado o resultado da corrente eletrônica medido pelo CF na direção paralelo a $\mathbf{B}$ para I_{bob} menor que 5,3 A. Como podemos ver, o número de elétrons coletados pelo CF não apresenta uma mudança significativa nesta direção. Para estes valores de I_{bob} o campo magnético não consegue confinar o plasma e a corrente eletrônica mostra aproximadamente o mesmo valor que no caso sem campo magnético.

Por outro lado, para valores de I_{bob} maior que 5,3 A o comportamento da corrente eletrônica mostrada na figura 7.6(b) indica que o número de elétrons na direção paralelo a $\mathbf{B}$ aumenta rapidamente. Isto é devido ao fato que alguns dos elétrons indo na direção perpendicular a $\mathbf{B}$ são confinados para estas intensidades de campo magnético mudando a sua trajetória para a direção paralela a $\mathbf{B}$. Como podemos notar nessa figura, o número de elétrons duplica (em $I_{bob} = 11,5$ A) em relação ao caso sem $\mathbf{B}$.

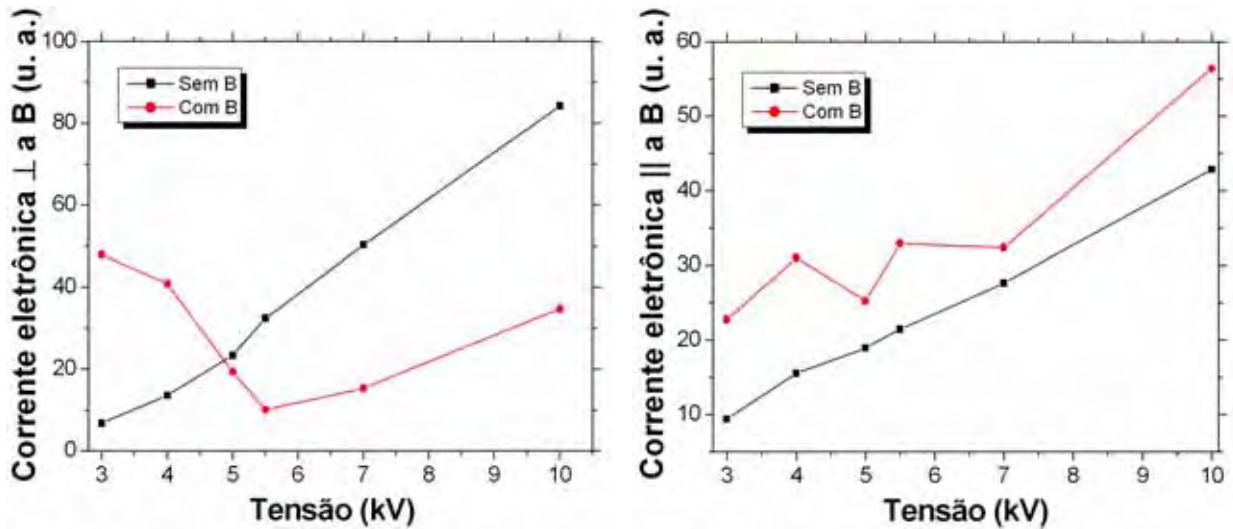
Tudo isto é consequência da presença do campo magnético com distribuição tipo garrafa magnética que permite incrementar a densidade do plasma devido à ionização do gás promovido pela colisão dos elétrons magnetizados com as moléculas do gás N_2 . Um

aumento na densidade do plasma implica em um aumento do número de íons e de elétrons. Desta forma mais íons são implantados no alvo. Como resultado um maior número de ES é liberado.

Um resultado interessante encontrado no capítulo 5 (etapa de testes das bobinas magnéticas) foi que a corrente eletrônica medida pelo CF em direção perpendicular a **B** foi suprimida completamente. Isso foi devido ao fato que a distribuição do campo magnético apresentava uma grande uniformidade na região perto da porta-amostra. No entanto, com a distribuição do campo magnético tipo garrafa magnética não foi possível atingir a supressão da corrente eletrônica, pelo contrário, esta incrementa de acordo com a amplitude de I_{bob} (acima de $I_{bob} = 8,4$ A).

7.4.2 Tensão

A corrente eletrônica nas direções perpendicular e paralela ao campo **B** é investigada para o caso de variação da tensão. Os resultados obtidos em presença de um campo magnético constante de amplitude 40,0 G e pressão de 0,94 Pa são apresentados nas figuras 7.7(a) e 7.7(b) quando a tensão é variada de 3,0 kV a 10,0 kV.



(a) Corrente eletrônica perpendicular ao campo magnético. (b) Corrente eletrônica paralela ao campo magnético.

Figura 7.7: Análise da dinâmica da corrente eletrônica no CF em função da tensão.

Segundo o resultado mostrado na figura 7.7(a) podemos ver que a corrente eletrônica coletada pelo CF varia de forma diferente com e sem a presença do campo magnético. Na ausência do campo magnético a figura 7.7(a) mostra um crescimento linear da corrente eletrônica devido ao número de ES emitidos do alvo pelo aumento da tensão. Esta situação é diferente em presença do campo magnético, onde uma mudança em seu comportamento é observado quando a tensão aplicada atinge um valor de aproximadamente 5,5 kV.

Para uma tensão aplicada de 3,0 kV, a corrente eletrônica na direção perpendicular a $\mathbf{B}$ mostra um incremento de aproximadamente 87,0 % em relação ao caso sem campo magnético, como pode ser observado na figura 7.7(a). Embora o resultado mostra uma corrente eletrônica alta, ela diminui com o incremento da tensão. A corrente de elétrons atinge um valor mínimo para uma tensão de aproximadamente 5,5 kV. Esse comportamento está de acordo com os resultados mostrados na figura 7.3(b) onde a corrente total medida diminui para essas amplitudes de tensão.

A alta corrente eletrônica encontrado para a tensão de 3,0 kV pode ser explicado usando os resultados numéricos. Como foi mostrada na figura 5.20 para estas condições ($V = 3,0$ kV e $40,0$ G) o tamanho da bainha foi reduzido em $\approx 90,0$ % em relação do 3IP sem campo magnético. Além disso, devido ao perfil da componente B_z um confinamento eficiente do plasma foi realizado em redor do alvo provocando uma incidência muito alta de íons no alvo. De acordo com esses resultados numéricos, os ES que contribui na corrente eletrônica em direção perpendicular a $\mathbf{B}$ deve ser provocado pelo aumento da corrente total (ver figura 7.7(a)).

Quando é aplicado um pulso negativo no processo 3IP na presença de campo magnético com distribuição B_z em valor $B = 40,0$ G, uma ionização do gás devido às colisões entre os elétrons magnetizados e as moléculas N_2 é produzida, incrementando a densidade do plasma. Devido a isso mais íons são implantados no alvo e, como consequência, mais ES são ejetados de sua superfície. Alguns dos ES energéticos que não conseguem ser confinados pelo campo magnético continuam na direção radial sendo posteriormente detectados pelo CF posicionado na direção perpendicular a $\mathbf{B}$. Aqueles ES cujas trajetórias foram influenciados pelo campo $\mathbf{B}$ são detectados pelo CF posicionado paralelo a $\mathbf{B}$.

Embora seja observada uma diminuição da corrente eletrônica na direção perpendicular a $\mathbf{B}$ para tensões menores que 6,0 kV isso não acontece na direção paralelo, como pode ser observado na figura 7.7(b). Como foi discutido para o caso da corrente eletrônica em função da variação de campo magnético (seção 7.4.1) a trajetória de alguns dos elétrons que são confinados seguem as linhas de campo B_z sendo coletados posteriormente pelo CF posicionado nessa direção. Além disso, existe contribuição dos ES vindo da superfície do alvo que se encontra em frente do CF, conforme mostrado no arranjo do sistema 3IP na figura 7.5.

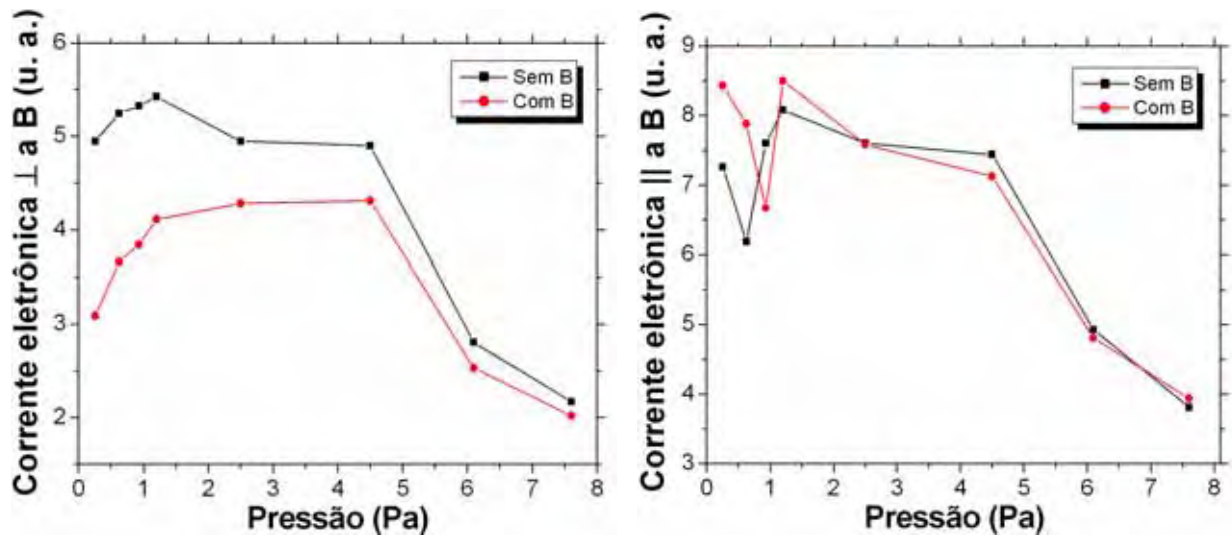
Para o caso de tensões maiores que 5,5 kV a situação é diferente. Como podemos ver nas figuras 7.7(a) e 7.7(b), ambos os CF posicionados paralela e perpendicular a $\mathbf{B}$ mostram um comportamento similar nos casos com e sem campo magnético quando a tensão é incrementada. Esse comportamento da corrente eletrônica é coerente com o comportamento da corrente total analisada na seção anterior (figura 7.3(b)) onde o perfil desta recupera sua forma característica para os valores de tensão consideradas.

7.4.3 Pressão

Nesta etapa do trabalho, a corrente eletrônica na presença do campo magnético de amplitude 35,0 G e tensão de 3,0 kV é investigada, quando a pressão de trabalho foi variada de 0,26 Pa a 7,00 Pa. Os resultados experimentais obtidos são mostrados nas figuras 7.8(a) e 7.8(b).

Como podemos ver na figura 7.8(a), a corrente eletrônica é influenciada na presença do campo magnético durante o incremento da pressão. A figura mostrada apresenta três regiões com comportamentos diferentes. A primeira acontece para pressões menores que 1,26 Pa, a segunda entre $1,26 \text{ Pa} < \text{pressão} < 5,00 \text{ Pa}$ e a terceira para pressões maiores que 5,00 Pa.

A corrente eletrônica coletada pelo CF na direção perpendicular a $\mathbf{B}$ é mostrado na figura 7.8(a) para os casos com e sem campo magnético. Como podemos inferir a partir dessa figura, o perfil da corrente eletrônica é aproximadamente a mesma em ambos os casos. No entanto, se observa que o valor da quantidade de elétrons é menor na presença



(a) Corrente eletrônica perpendicular ao campo magnético. (b) Corrente eletrônica paralela ao campo magnético.

Figura 7.8: Análise da dinâmica da corrente eletrônica no CF em função da pressão do gás.

do campo magnético. Segundo o gráfico mostrado na figura 7.8(a) podemos notar que no início, para a pressão de 0,26 Pa e em presença do **B**, o número de elétrons diminui em aproximadamente 40,0 % em relação ao caso sem **B**.

Incrementando a pressão de 0,26 Pa a 1,20 Pa, a corrente eletrônica aumenta nos casos com e sem **B**. O aumento na ausência de campo magnético se deve a que as colisões no gás são mais freqüentes em pressões altas permitindo desta forma a ionização e como consequência o incremento da densidade do plasma. Isso implica que o número de íons atingindo o alvo será maior. Como resultado, a emissão de ES devido à implantação dos íons aumentará. No caso da presença do campo magnético, uma contribuição adicional, além da ionização do gás pelo incremento da pressão, é realizado. Em presença do campo magnético os elétrons magnetizados colidem com o gás produzindo ionização, e devido ao perfil de B_z (ver figura 6.12(a)) o confinamento do plasma é realizado. Embora isso implique aumento de ES, uma parte da corrente eletrônica indo em direção radial consegue ser suprimida pela presença do campo magnético, como mostra os resultados na figura 7.8(a).

Incrementando a pressão de 1,20 Pa a 4,50 Pa a corrente eletrônica medida pelo CF mostra uma pequena diferença nos casos com e sem campo magnético, como pode ser observado no resultado na figura 7.8(a). Isto acontece possivelmente pela contribuição

dos elétrons emitidos pelo filamento (ver figura 7.5). Nesta faixa de pressões a presença do campo magnético reduz o número de elétrons em aproximadamente 25,0 % em relação ao caso sem campo magnético.

Um fato interessante é observado na figura 7.8(a) para pressões maiores que 4,50 Pa, onde a corrente eletrônica apresenta uma queda abrupta para os casos com e sem campo magnético. Comparando esse resultado com a corrente total mostrada na figura 7.4(b) podemos notar que ambos os resultados não mostram o mesmo comportamento durante a variação da pressão. Aparentemente o comportamento da corrente eletrônica e da corrente total não possuem nenhuma relação em comum. Segundo Sheridan e Goeckner, (1995) em pressões altas um regime colisional deve acontecer. Isso implica que com o incremento da pressão, a energia dos íons pode ser comprometida. Isso quer dizer que, embora seja observado um aumento da corrente total, os íons atingindo o alvo são implantados com menor energia. Como consequência, a emissão dos ES diminuirá devido a que eles dependem da energia com que os íons são implantados. Isto explicaria o porque do comportamento da corrente eletrônica para pressões maiores que 4,50 Pa. O regime colisional é observado no mesmo valor de pressão para os casos com e sem campo magnético. Por outro lado, a corrente eletrônica para os casos com e sem B não apresenta uma diferença significativa. Isto pode ser por causa de que o efeito do B aparentemente é perdido para estes valores de pressão devido a que os elétrons presos pelo campo magnético podem ser perdidos através das linhas de campo magnético.

A figura 7.8(b) mostra os resultados da corrente eletrônica medida pelo CF em direção paralela a B durante a variação da pressão. Para esta situação o resultado mostra o mesmo perfil de corrente eletrônica nos casos com e sem campo magnético. Isso pode ser explicado da seguinte forma: Em presença de campo magnético alguns dos ES que foram suprimidos em direção perpendicular a B mudam sua trajetória em direção paralela a B , mas devido a sua baixa energia, eles seguem as linhas do campo magnético. Como consequência a corrente eletrônica não podem ser detectada pelo CF devido a que é transportada a lugares longe do CF. Isto pode ser percebido observando a distribuição das linhas do campo magnético que produz as bobinas magnéticas, como mostra a figura 7.5.

7.5 Resumo

Neste capítulo foi analisado o comportamento da corrente total e da corrente eletrônica no processo 3IPCM variando os parâmetros externos de pressão, tensão e campo magnético.

Os resultados encontrados mostraram que variando o campo magnético de 0,0 G a 40,0 G, é possível aumentar a corrente total. Este resultado foi analisado com a simulação numérica onde o aumento da corrente é explicado pelo confinamento do plasma devido a presença da configuração garrafa magnética. Para intensidades de $\mathbf{B} = 40,0$ G a corrente medida foi aproximadamente o dobro que no caso do 3IP sem campo magnético.

Os resultados em que foram variadas as tensão na presença de campo magnético mostraram que uma alta corrente em tensão de 3,0 kV pode ser obtido. Foi encontrado que o perfil de corrente para tensões menores que 6,0 kV é completamente diferente em relação do 3IP sem campo magnético, onde um incremento linear com o tempo foi observado. Entretanto para pressões maiores que 6,0 kV o perfil segue a sua forma característica.

Para o caso da variação de pressão, os resultados mostraram que um aumento da corrente total de aproximadamente 130,0 % foi conseguida. O aumento da corrente na presença do campo magnético foi atribuído ao mecanismo de ionização devido a colisão dos elétrons magnetizados com o gás, assim como devido às colisões provocadas pelo incremento da pressão.

Finalmente foram analisados o comportamento da corrente eletrônica nas direções paralela e perpendicular a $\mathbf{B}$ variando o campo magnético, tensão e pressão.

Os resultados para a variação do campo magnético mostraram que a corrente eletrônica aumenta nas direções paralela e perpendicular a $\mathbf{B}$. O aumento é de forma exponencial em intensidades de $\mathbf{B}$ maiores que 30,0 G onde para este valor de $\mathbf{B}$ o confinamento do plasma é eficiente.

Para a variação de tensão, os resultados encontrados mostraram que a corrente eletrônica na direção perpendicular a $\mathbf{B}$ reage de acordo ao comportamento da corrente

total. Para o caso na direção paralela a $\mathbf{B}$, os resultados mostraram que a corrente eletrônica aumenta aproximadamente de forma linear.

Na presença de campo magnético, variando-se a pressão do gás, foi possível suprimir a corrente eletrônica na direção perpendicular a $\mathbf{B}$. No entanto esta situação não foi observada na direção paralela a $\mathbf{B}$ onde o perfil da corrente eletrônica mostra o mesmo perfil para o caso com e sem campo magnético. Um resultado interessante foi encontrado com a variação da pressão, o regime colisional. Isso acontece quando a pressão atinge a pressão de 4,50 Pa, onde para pressões maiores que esta, a corrente eletrônica diminuiu de forma drástica. Esse comportamento foi observado em ambas as direções ao campo $\mathbf{B}$.

Os resultados encontrados mostram a importância da presença da configuração garrafa magnética no processo 3IP que permite, além do confinamento do plasma, ter um controle sobre este mediante a variação dos parâmetros externos.

Capítulo 8

APLICAÇÃO DO 3IPCM-TRATAMENTO E CARACTERIZAÇÃO DE MATERIAIS

8.1 Introdução

Neste capítulo são descritos os procedimentos de preparação e limpeza das amostras de silício usadas para o tratamento com o processo 3IP com campo magnético. Os resultados obtidos são analisados e discutidos com as técnicas de caracterização descritos no apêndice D.

O experimento foi conduzido usando os resultados das medidas da corrente encontrado no capítulo anterior. Esses resultados mostraram que um aumento de corrente pode ser conseguido no processo 3IP com campo magnético (3IPCM) quando os valores de pressão e tensão são variados. Uma condição ótima que permitiu obter uma corrente alta foi conseguida usando os seguintes parâmetros: um campo magnético de amplitude 40,0 G em tensão de 3,0 kV e pressão 0,94 Pa. Embora uma alta corrente tenha sido atingida usando estes parâmetros, é importante analisar seus efeitos nos materiais. Nesse sentido, também será realizado o tratamento com energia maior (10,0 kV), que será comparado com o caso de tensão baixa de 3,0 kV.

8.2 Preparação e montagem das amostras

O tratamento de materiais foi realizado em amostras de silício polido tipo p, com orientação (100). Elas foram cortadas com ponta de diamante, em formato quadrado com 15,0 mm de lado. O processo de limpeza foi realizado em duas etapas descritas a seguir:

- Imersão em uma solução de $\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{SO}_4$ (1:2) por 10,0 minutos, e enxágüe em água destilada e deionizada corrente.
- Imersão em uma solução de $\text{HF}/\text{H}_2\text{O}$ (1:1) por um minuto, e enxágüe em água destilada e deionizada corrente. Após esta etapa, foi feita a secagem com fluxo de nitrogênio.

Com a superfície limpa, as amostras de silício foram posicionadas de forma simétrica ao longo da porta-amostra. Posteriormente, a porta-amostra foi introduzida para dentro da câmara 3IP para ser posicionada na haste, como pode ser observado na figura 8.1.

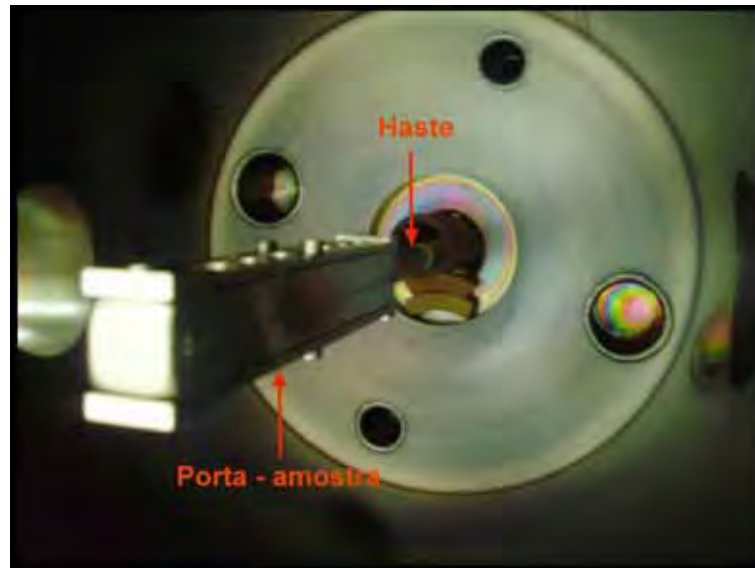


Figura 8.1: Porta-amostra posicionada dentro da câmara 3IP.

8.3 Parâmetros de tratamento

Com o objetivo de analisar os efeitos do processo 3IPCM sobre os materiais foram realizados diversos testes. Para isso o silício foi escolhido para ser submetido ao trata-

mento. As condições de tratamento usadas nesta etapa do trabalho como, pressão, tensão, frequência do pulso, largura do pulso, tempo de tratamento foram mantidas fixas durante o tratamento. Os valores desses parâmetros são mostrados nas tabelas 8.1 - 8.3 para duas condições diferentes, com e sem campo magnético. Para a produção do campo magnético, as bobinas laterais foram ligadas a uma fonte de corrente DC para operar em 11,5 A. Com este valor, um campo magnético de amplitude 40,0 G no centro da porta-amostra é produzido.

Tabela 8.1: Condições de tratamento para a amostra de silício usados no primeiro tratamento.

Ensaio	Pressão de trabalho (Pa)	Amplitude do pulso (kV)	Largura do pulso (μs)	Frequência (Hz)	Tempo de tratamento (min)
Sem B	0,94	3,0	40,0	300,0	30,0
Com B	0,94	3,0	40,0	300,0	30,0

Tabela 8.2: Condições de tratamento para a amostra de silício usados no segundo tratamento.

Ensaio	Pressão de trabalho (Pa)	Amplitude do pulso (kV)	Largura do pulso (μs)	Frequência (Hz)	Tempo de tratamento (min)
Sem B	2,10	3,0	40,0	300,0	30,0
Com B	2,10	3,0	40,0	300,0	30,0

Tabela 8.3: Condições de tratamento para a amostra de silício usados no terceiro tratamento

Ensaio	Pressão de trabalho (Pa)	Amplitude do pulso (kV)	Largura do pulso (μs)	Frequência (Hz)	Tempo de tratamento (min)
Sem B	0,64	10,0	40,0	300,0	30,0
Com B	0,64	10,0	40,0	300,0	30,0

8.4 Resultados e discussões

Para garantir uma adequada interpretação dos resultados conseguidos com as diversas técnicas de caracterização das amostras tratadas é necessário considerar o perfil de corrente durante este processo. Nesse sentido, a forma do perfil de corrente para as condições de tratamento dadas nas tabelas 8.1 - 8.3 foi considerada, e esta é mostrada nas figuras 8.2 - 8.4.

Como pode ser notado a partir das figuras 8.2 e 8.3, uma corrente muito alta é obtida em tensão de 3,0 kV, onde um incremento do valor de corrente maior que 650,0 % (em 7,5 vezes) em relação ao caso sem campo magnético foi observado. Para o caso da corrente em tensão de 10,0 kV (ver figura 8.4), a corrente é aumentada em aproximadamente 50,0 %.

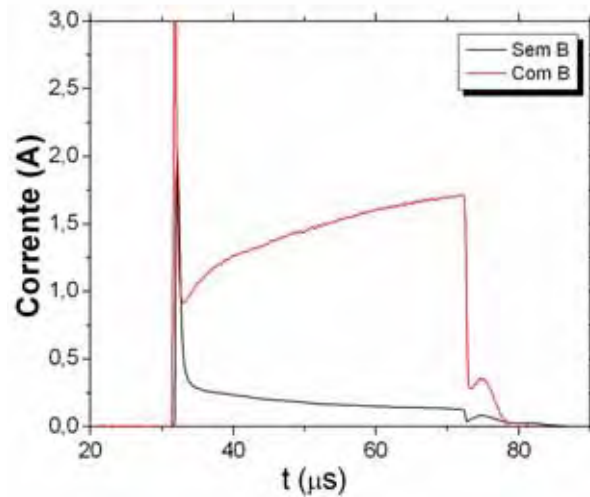


Figura 8.2: Perfil da corrente durante o processo 3IP com campo magnético em tensão de 3,0 kV e pressão 0,94 Pa.

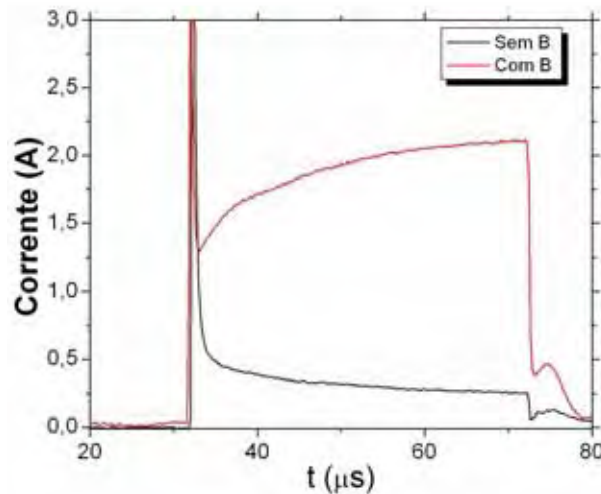


Figura 8.3: Perfil da corrente durante o processo 3IP com campo magnético em tensão de 3,0 kV e pressão 2,10 Pa.

A seguir são apresentados os resultados usando as diversas técnicas de caracterização usadas nesta tese para a análise das amostras padrão e as submetidas a tratamento 3IP com e sem campo magnético.

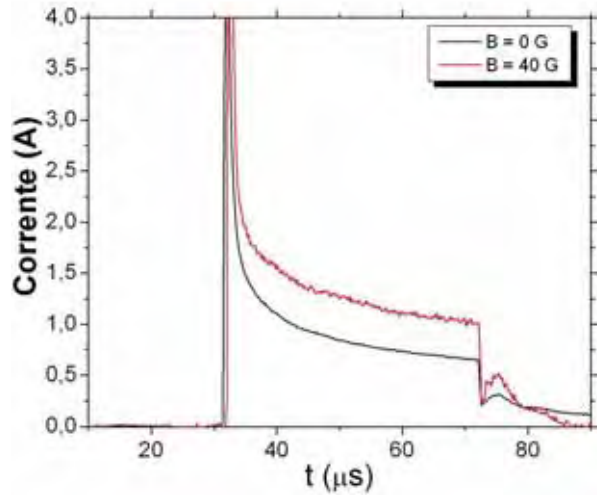


Figura 8.4: Perfil da corrente durante o processo 3IP com campo magnético em tensão de 10,0 kV e pressão 0,64 Pa.

8.4.1 Microscopia de Força Atômica - AFM

Para a caracterização da morfologia das amostras foi utilizada a microscopia de força atômica no modo *tapping* (modo dinâmico). O dispositivo AFM usado é da marca Veeco, modelo Nano Scope V.

Os resultados da caracterização AFM, usando as condições de tratamento dadas nas tabelas 8.1 - 8.3, são mostradas nas figuras 8.5 - 8.7. As figuras mostram imagens da topografia das amostras do silício antes e depois do tratamento. As regiões caracterizadas foram escolhidas para ter uma área de varredura de $1,0 \mu\text{m} \times 1,0 \mu\text{m}$ e $5,0 \mu\text{m} \times 5,0 \mu\text{m}$ em todas as amostras.

Na figura 8.5 são mostrados os resultados da análise AFM, para as condições de tratamento mostrado na tabela 8.1. Como podemos ver a partir dessa figura, a topografia da superfície das amostras é modificada após o tratamento 3IP com e sem campo magnético em relação à amostra padrão. Estas imagens podem ser entendidas analisando os valores de suas rugosidades, R_q^9 , mostrados na tabela 8.4. Antes de realizar o tratamento, o valor da rugosidade do silício é de $R_q = 0,26 \text{ nm}$. Conforme as amostras são submetidas ao tratamento, o valor de R_q é modificado. No caso do tratamento 3IP sem campo magnético, o valor diminuiu de $R_q = 0,26 \text{ nm}$ para $0,16 \text{ nm}$. Com a presença do campo magnético de $40,0 \text{ G}$, o valor de R_q mostra um incremento de $0,26 \text{ nm}$ para $0,33 \text{ nm}$.

⁹ R_q é definido no apêndice D.1.

Tabela 8.4: Valores numéricos da rugosidade das amostras padrão e das tratadas com medidas de AFM, realizadas com varredura de área de $5,0 \mu\text{m} \times 5,0 \mu\text{m}$.

Condição	Rq - Padrão (nm)	Rq - 3IP sem B (nm)	Rq - 3IP com B (nm)
3 kV; 0,94 Pa	0,26	0,16	0,33
3 kV; 2,10 Pa	0,26	0,14	1,36
10 kV; 0,62 Pa	0,26	0,16	0,29

O incremento do valor da rugosidade, Rq, pode ser atribuído ao processo de *sputtering* promovido pelos íons que batem na superfície do alvo durante a implantação. O maior valor de Rq, no caso com campo magnético, pode ser entendido observando a figura 8.2, onde um incremento de aproximadamente 650,0 % de corrente é observado em relação ao caso sem campo magnético. Embora a figura 8.2 mostre somente a corrente total, que é proporcional ao número de íons atingindo o alvo, $j_{total} = (\gamma + 1)j_{ion}$, onde γ é o coeficiente dos elétrons secundários. Segundo Shamin, para 10,0 kV o valor de γ é $\approx 3,6$; daí, $j_{total} \approx 5,0j_{ion}$ significando que a corrente iônica é aproximadamente um quinto da corrente total.

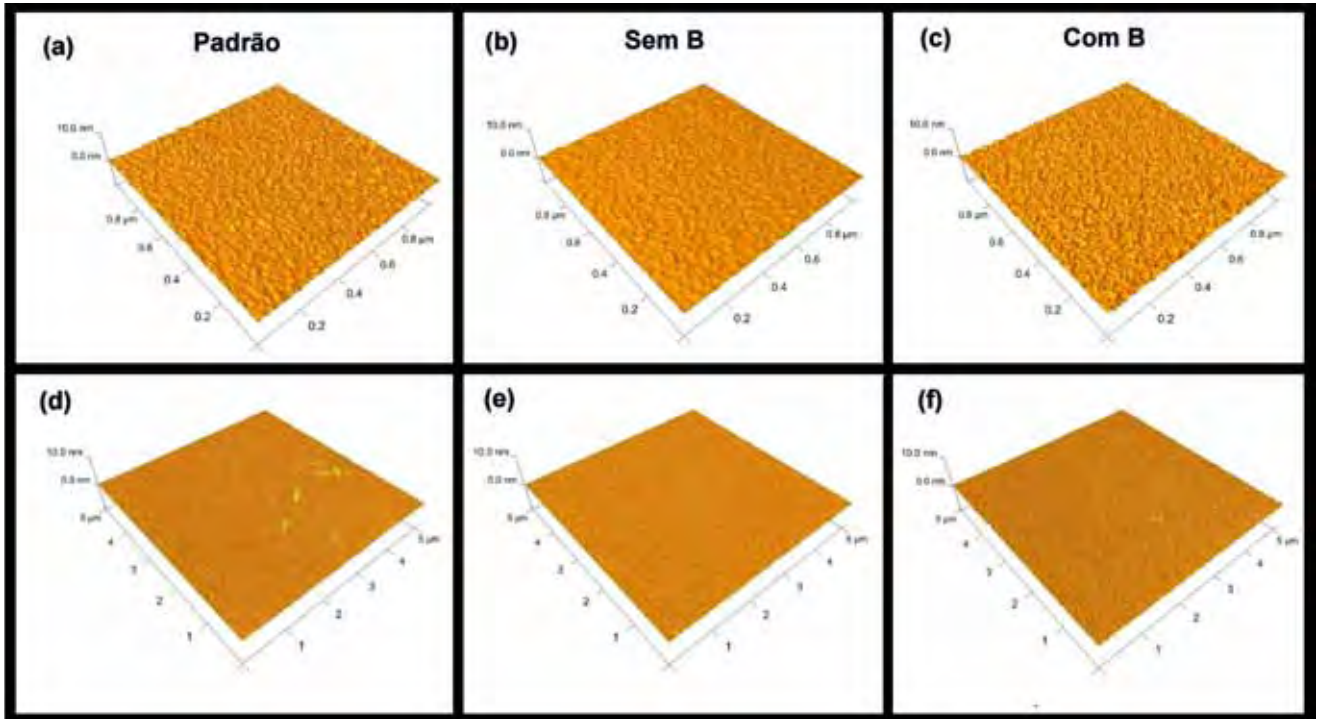


Figura 8.5: Topografia da superfície analisada com a técnica AFM das amostras padrão e as tratadas em condições: tensão de 3,0 kV e pressão 0,94 Pa. Figuras 9(a), 9(b) e 9(c) com áreas observadas de $1,0 \mu\text{m} \times 1,0 \mu\text{m}$ enquanto figuras 9(d), 9(e) e 9(f) com $5,0 \mu\text{m} \times 5,0 \mu\text{m}$.

Por outro lado, considerando-se as condições de tratamento mostradas na tabela 8.2, onde a pressão é incrementada de 0,94 Pa para 2,10 Pa, uma situação interessante é revelada pelo AFM, como podemos observar na figura 8.6.

As imagens de AFM para a amostra tratada em condições sem campo magnético (8.6(a)) mostra uma superfície aparentemente desgastada em relação à amostra padrão. Isto pode ser confirmado pelo valor de sua rugosidade dado na tabela 8.4, onde um valor de $R_q = 0,14$ nm foi encontrado. Este valor é ainda menor que a rugosidade da figura 8.5(b) ($R_q = 0,16$ nm). Esta situação pode ser explicada analisando o perfil da corrente mostrada nas figuras 8.2 e 8.3. Como podemos ver a partir dessas figuras, um aumento de corrente de aproximadamente 40,0 % foi alcançado com o incremento da pressão (além da obtida com campo magnético). Aparentemente, a incidência de um número maior de íons acelera ainda mais o processo de *sputtering* na superfície da amostra tratada em pressão 2,10 Pa.

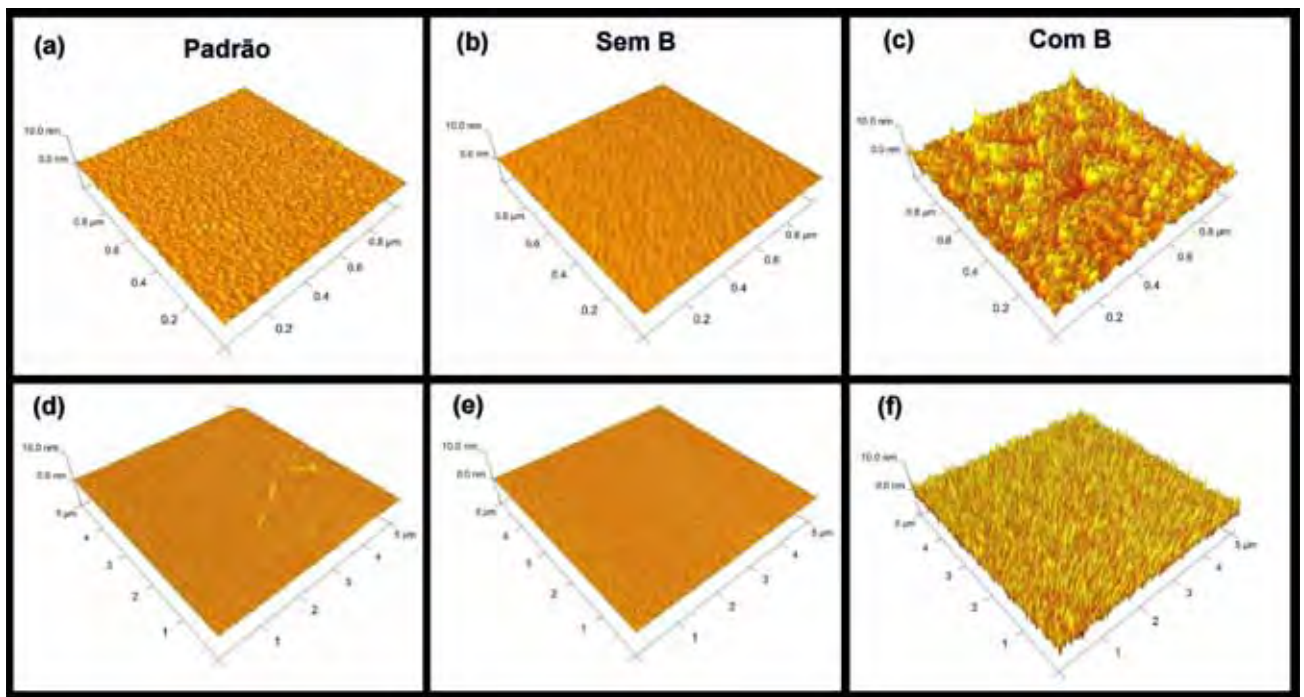


Figura 8.6: Topografia da superfície analisada com a técnica AFM das amostras padrão e as tratadas em condições: tensão de 3,0 kV e pressão 2,10 Pa.

No entanto, considerando-se o caso com campo magnético, a topografia da superfície da amostra muda de forma significativamente (ver figura 8.6(c) e 8.6(f)). Como podemos notar, a superfície do material para uma área de varredura de $1,0 \mu\text{m} \times 1,0 \mu\text{m}$ ficou

bastante rugosa devido à incidência dos íons. Incrementando a área de varredura para $5,0 \mu\text{m} \times 5,0 \mu\text{m}$ o AFM mostra uma superfície composta de uma especie de filamentos apontando em uma direção preferencial. A forma desta superfície corresponde a um valor maior de R_q em relação ao caso anterior com campo magnético. Como mostrado na tabela 8.4 o valor da rugosidade para este caso é de 1,36 nm.

Aparentemente, o ângulo de incidência dos ions atingindo as amostras muda quando é considerado campo magnético.

Os resultados do AFM para as condições de tratamento em 10,0 kV mostrados na tabela 8.3 são apresentados na figura 8.7.

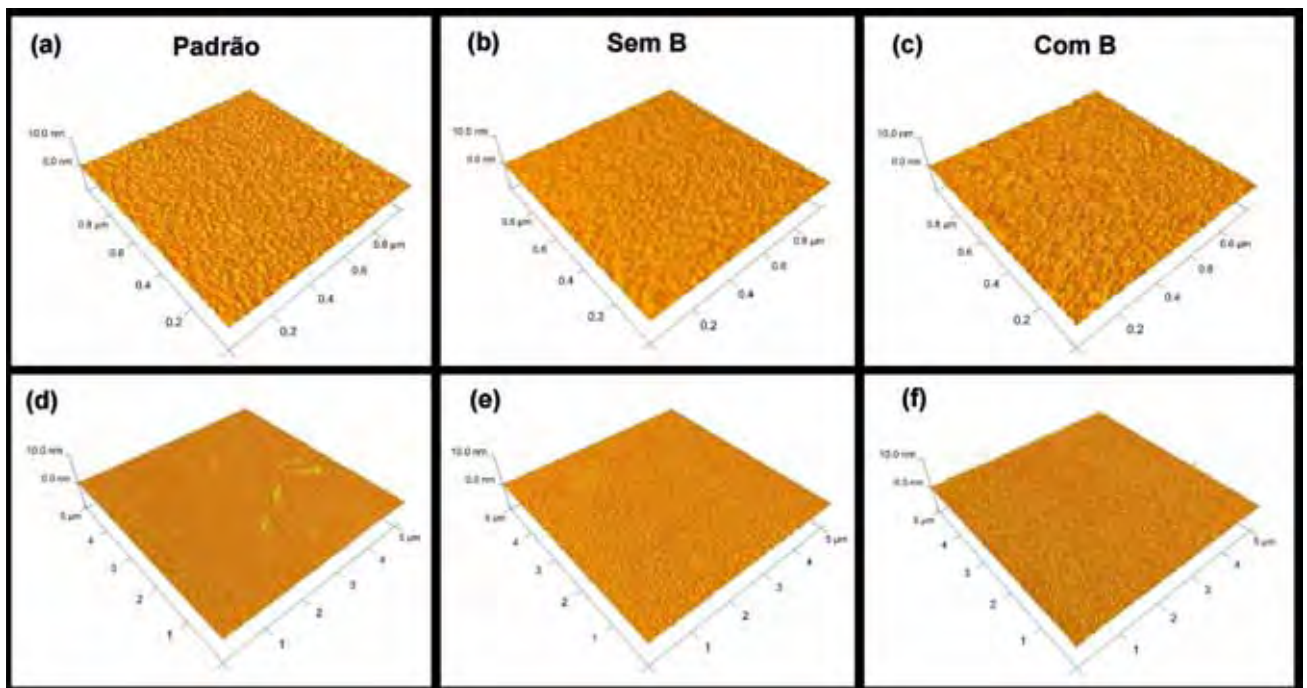


Figura 8.7: Topografia da superfície do Si analisada com a técnica AFM das amostras padrão e as tratadas em condições: tensão de 10,0 kV e pressão 0,64 Pa.

Os resultados mostram detalhes da superfície da amostra tratadas com energia de 10,0 keV. No caso sem campo magnético (ver figuras 8.7(b) - 8.7(e)) a topografia da superfície fica aparentemente inalterado em relação à amostra padrão, entretanto, o valor de rugosidade mostrado na tabela 8.4 indica que esta apresenta um valor menor ($R_q = 0,16 \text{ nm}$). Entretanto, o valor de rugosidade aumenta quando é considerado o campo magnético durante o tratamento. O valor de rugosidade aumenta de 0,26 nm a 0,29 nm em relação à amostra padrão. A variação do valor da rugosidade com e sem campo

magnético pode ser entendida (como no caso anterior) considerando o desvio dos íons na presença de **B**. Desta forma, os íons atingem a superfície das amostras com determinado ângulo, que não é incidência normal como no caso convencional do processo 3IP.

8.4.2 Ângulo de contato

As amostras de silício tratadas e não tratadas foram caracterizadas através de medida de ângulo de contato. A caracterização foi realizada no laboratório de plasma da UNESP-FEG. Para este objetivo foi empregado um goniômetro (termo genérico usado para instrumentos de medir ângulos) Ramé-Hart, modelo-300F1 (ver figura D.4), equipado com uma micro-seringa capaz de produzir gotas de até 0,2 μl . Através de uma câmara CCD conectada a um microcomputador, a imagem da gota sobre a amostra é adquirida. Esta imagem é analisada mediante um programa de processamento de imagens que traça o perfil da gota e determina o ângulo θ entre as fases líquida e sólida.

As medidas foram realizadas com gotas de água deionizado de aproximadamente 2,0 μl . O valor do ângulo de contato é um valor estatístico obtido através de varias medidas representativas sobre uma amostra e apresenta a média aritmética das medidas.

Tabela 8.5: Valores do ângulo de contato θ medidas nas amostras padrão e nas tratadas.

Condição	Padrão ($^{\circ}$)	Sem B ($^{\circ}$)	Com B ($^{\circ}$)
3 kV; 0,94 Pa	$67,3 \pm 0,1$	$93,6 \pm 0,6$	$101,6 \pm 0,4$
3 kV; 2,10 Pa	$67,3 \pm 0,1$	$91,5 \pm 0,1$	$101,8 \pm 0,3$
10 kV; 0,62 Pa	$67,3 \pm 0,1$	$92,3 \pm 0,4$	$95,6 \pm 0,6$

A figura 8.8 mostra as fotos da gota de água sobre a superfície das amostras para as condições de tratamento dados na tabela 8.1. Antes do tratamento, foi medido o ângulo de contato da amostra padrão de $67,3^{\circ}$. Este valor aumenta até $93,6^{\circ}$ com o processo do 3IP convencional (figura 8.8(b)). Esse aumento significativo de θ após o tratamento é devido à limpeza da superfície das amostras promovido pelo processo de *sputtering* que remove as camadas oxidadas da superfície. No entanto, aplicando-se um campo magnético, este valor aumenta ainda mais, atingindo valores maiores que $100,0^{\circ}$. O aumento no valor do ângulo de contato nas figuras 8.8(b) e 8.8(c) indica que a superfície foi modificada devido

à implantação de íons. Segundo a classificação dada na figura D.3, valores acima de $90,0^\circ$ são indicados como hidrofóbicos.



Figura 8.8: Medida do ângulo de contato em tensão de 3,0 kV e pressão 0,94 Pa.

O incremento do valor do ângulo de contato para o tratamento 3IPCM mostrado na figura 8.8 pode ser relacionado com os resultados obtidos com a técnica de caracterização AFM mostrada na figura 8.5. O valor do ângulo de contacto numa superfície com menor rugosidade é menor. Enquanto que, se a rugosidade aumenta, o valor do ângulo de contato também aumenta. Estes valores podem ser conferidos nas tabelas 8.4 e 8.5.

Os resultados das medidas do ângulo de contato para as condições de tratamento dadas na tabela 8.2 são apresentados na figura 8.9. Como podemos ver, a amostra submetida à implantação sem campo magnético mostra um aumento de aproximadamente 36,0 % em relação à amostra padrão. No entanto, este valor é levemente diferente do caso anterior (ver figura 8.8(b)). Para o tratamento na presença de campo magnético, o ângulo de contato mostra um aumento de aproximadamente 51,0 % em relação à amostra padrão. Este valor foi esperado porque a rugosidade da superfície aumentou consideravelmente com as condição de tratamento usadas.

A rugosidade superficial de um material tem um papel importante quando se pretende determinar o valor do ângulo de contato. Este assunto foi discutido nos trabalhos de Wenzel (WENZEL, 1936) e Cassie-Baxter (CASSIE; BAXTER, 1944) para estudar a relação entre a rugosidade e a molhabilidade dos materiais.

A relação de Wenzel é aplicada basicamente ao estudo de superfícies com rugosidade que varia em uma larga escala. Nesta condição, poderiam ser considerados os resultados de rugosidade e de ângulo de contato encontrados para o tratamento sem campo **B**.

Na teoria de Cassie e Baxter são consideradas superfícies rugosas com micro-texturas composta de pilares com vãos preenchidos de ar. Neste caso, a medida de ângulo de contato é determinado pela fração de área da gota de água que se encontra em contato com o ar que preenche os vales. Aparentemente, o valor de rugosidade encontrado para a figura 8.6(c) e 8.6(f) poderia ser explicado por esta teoria mas o resultado de ângulo de contato mostra um valor similar ao encontrado para as condições de tratamento dado na tabela 8.1. Embora na figura 8.6(c) seja observada uma rugosidade não homogênea, a profundidade dos vales não são o suficiente para incrementar o valor de ângulo de contato.



Figura 8.9: Medida do ângulo de contato em tensão de 3,0 kV e pressão 2,10 Pa.

O resultado das medidas do ângulo de contato para as condições de tratamento dados na tabela 8.3 é mostrado na figura 8.10. Como podemos observar a partir dessa figura, as amostras submetidas a implantação com tensão de 10,0 kV com e sem campo magnético mostram valores próximos. No caso sem campo magnético, um valor de $92,3^\circ$ foi medido. Este valor aumenta somente cerca de $3,0^\circ$ quando o campo magnético é considerado (8.9(c)). Isto é consistente com a menor rugosidade observada por AFM na figura 8.7(c) em comparação com a figura 8.6(c). No geral, estas medidas de ângulo de contato quando comparadas com os valores de rugosidade (ver tabela 8.4) mostram uma tendência de aumento de θ quando se utiliza 3IP com o campo magnético (maior rugosidade superficial).

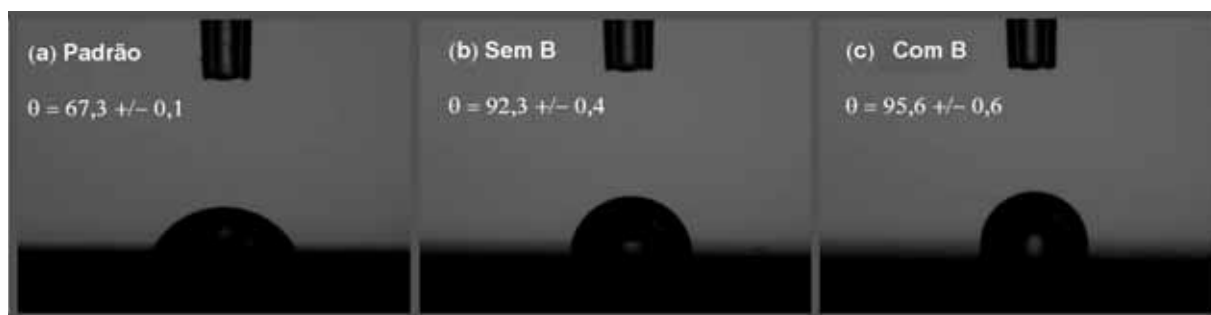


Figura 8.10: Medida do ângulo de contato em tensão de 10,0 kV e pressão 0,64 Pa.

8.4.3 Microscopia Eletrônica de Varredura - MEV

Os resultados com a técnica de caracterização MEV da amostra padrão, e tratadas com e sem campo magnético são mostrados nas figuras 8.11 a 8.12.

Previamente, a amostra padrão foi caracterizada, e o resultado é mostrado na figura 8.11. Como podemos ver na figura, a amostra padrão apresenta diversas regiões com formação de óxido. Aparentemente isso é devido a interação ar-substrato embora tenha sido feito esforço de protegê-la do meio ambiente. A imagem MEV, na figura 8.11(a), com ampliação de 75X mostra uma camada de óxido. Com uma ampliação de 1000X vezes, os resultados revelam áreas isoladas de camadas de óxido formadas de maneira circular, como pode ser visto nas figuras 8.11(b) e 8.11(c).

Para as condições de tratamento mostradas na tabela 8.1 e 8.3, camadas de óxido não foram observadas nas amostras tratadas, como revelam os resultados nas figuras 8.12 e 8.13 para uma ampliação de 10000X vezes. Podemos ver a partir dessas imagens uma superfície *limpa* em toda a extensão de varredura. Esta mesma situação é repetida quando é realizada ampliação de até 20000X vezes em todas as amostras submetidas a tratamento com e sem campo magnético.

A análise da superfície com a técnica de caracterização MEV, não mostrou informações relevantes que levem a concluir algum fato de valor importante, fora esta questão de limpeza da superfície.

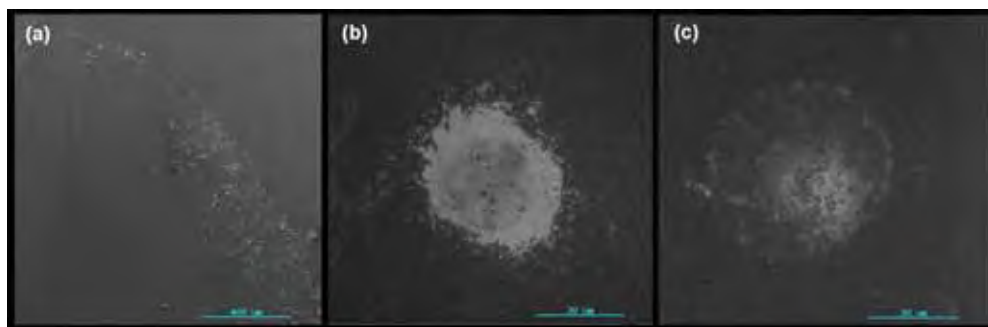


Figura 8.11: Análise da superfície da amostra padrão usando o MEV para diferentes ampliações.

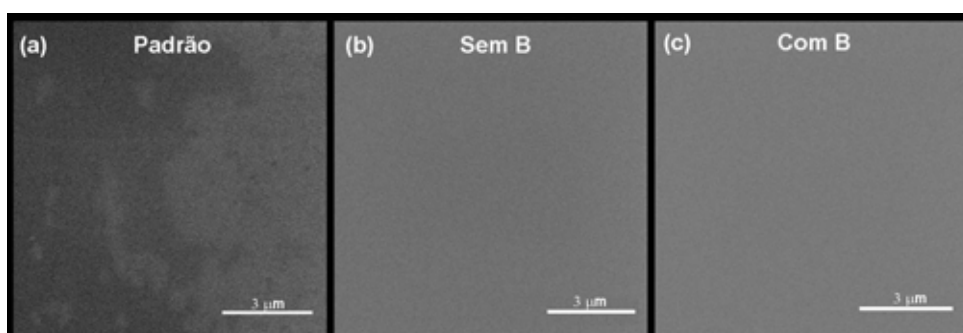


Figura 8.12: Análise da superfície usando o MEV em tensão de 3,0 kV e pressão 0,94 Pa para uma ampliação 10000X.

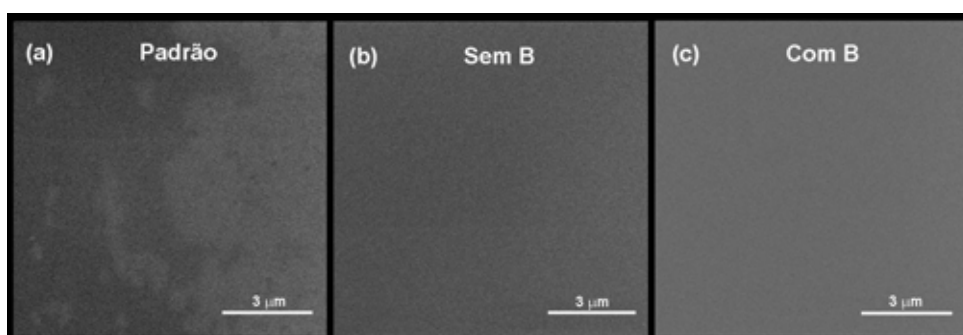


Figura 8.13: Análise superficial usando o MEV em tensão de 10,0 kV e pressão 0,64 Pa para uma ampliação 10000X.

8.4.4 Caracterização EDS

Caracterização EDS foi realizado para analisar os elementos presentes na amostra padrão e as submetidas a tratamento com as condições dadas nas tabelas 8.1 e 8.2. Nesta caracterização é usando um feixe de elétrons com 5,0 keV de energia. Com esta energia, uma camada entre 300,0 - 400,0 nm de profundidade pode ser analisada. A região a ser

analisada foi de 1,0 mm $\times$ 1,0 mm de área para um aumento de 100X, e com tempo de varredura de 100,0 s.

Tabela 8.6: Porcentagem atômica de elementos presentes na amostras medidas com a técnica EDS para tensão de tratamento de 3,0 kV.

Condição	O (% atômica)	Si (% atômica)	N (% atômica)
Padrão	2,70	97,3	0,00
Sem B	7,01	92,12	0,87
Com B	6,83	87,90	3,90

Tabela 8.7: Porcentagem atômica de elementos presentes nas amostras medidas com a técnica EDS para tensão de tratamento de 10,0 kV.

Condição	O (% atômica)	Si (% atômica)	N (% atômica)
Padrão	2,70	97,30	0,00
Sem B	7,40	83,30	9,30
Com B	6,30	88,60	5,10

A porcentagem atômica dos elementos presentes nas amostras são mostradas nas tabelas 8.6 e 8.7. Como podemos deduzir pelos resultados, além do nitrogênio também foi implantado oxigênio durante o tratamento 3IP.

Segundo os resultados mostrados nas tabelas 8.6 e 8.7, vemos que a concentração de oxigênio na amostra padrão corresponde ao valor de 2,70 %. Esta porcentagem aumenta quando as amostras são submetidas a tratamento. Nestes casos, o valor de oxigênio oscila entre 6,30 % e 7,40 %. Como podemos notar, a diferença é de aproximadamente 1,00 %, porém, a porcentagem de oxigênio pode ser considerada aproximadamente a mesma.

O oxigênio encontrado na superfície das amostras tratadas poderia ter influenciado no valor do ângulo de contato. Incorporação de O na superfície levaria a redução do ângulo de contato. Aparentemente não foi o que aconteceu. Os resultados mostrados pela análise AFM indicam um aumento no valor da rugosidade provocada pela implantação iônica com e sem campo magnético que determinou o aumento de θ . Entretanto, se houve alguma influência do oxigênio seria difícil determiná-lo com as técnicas consideradas neste trabalho.

Por outro lado, a porcentagem atômica de nitrogênio encontrada em tensão de 3,0 kV (ver tabela 8.6) foi incrementada de 0,87 % para 3,90 % quando foi usado campo

magnético. Isto pode ser explicado pelo aparente aumento da dose de implantação durante o tratamento, como pode ser conferida a partir da figura 8.2.

Para tensão de 10,0 kV (ver tabela 8.7) o resultado mostra o contrario, embora uma corrente iônica maior em relação ao caso sem campo magnético durante a implantação tenha sido atingido, como mostra a figura 8.4, a quantidade de Nitrogênio implantado na superfície observada por EDS foi menor. Este fato pode ser explicado pelo incremento do *sputtering* durante o tratamento 3IPCM.

Como é bem conhecido o processo de *sputtering* depende do ângulo com a qual os íons incidem na superfície de um material. A extensão da bainha é afetada durante o processo 3IP quando é considerado campo magnético, como foi analisado no capítulo 5. Segundo os resultados da simulação, com aumento de tensão de 3,0 kV para 10,0 kV, a bainha se expande de 2,0 cm para 4,0 cm. Assim, com uma espessura de bainha pequena os íons são implantados em direção aproximadamente perpendicular ao alvo. Quando a bainha se expande, o percurso dos íons desde a borda da bainha até atingir o alvo será maior, e como consequência, o ângulo de incidência dos íons pode ser modificada. Esse pode ser a causa para a menor porcentagem atômica de N encontrada em tensão de 10,0 kV.

8.4.5 Espectroscopia de Elétrons Auger

O perfil de profundidade dos elementos presentes nas amostras submetidas a tratamento 3IP com e sem campo magnético são mostrados nas figuras 8.14 e 8.15 para as condições de tratamento dadas nas tabelas 8.1 e 8.2.

Como podemos conferir a partir das figuras 8.14 e 8.15, ambos os resultados apresentam elementos não considerados no tratamento, mostrando porcentagens atômicas diferentes. Além do nitrogênio (N), elementos como, oxigênio (O) e ferro (Fe) foram implantadas. Aparentemente, o ferro é proveniente da câmara 3IP ou da porta-amostra. Os resultados mostram que em presença de campo magnético e tensão de 3,0 kV, a amostra apresenta maior porcentagem atômica de Fe (de 10,0 %). Este valor é reduzido de forma

drástica usando energia alta (10,0 keV) onde a porcentagem de ferro cai de 10,0 % para 2,0 % em situações com e sem campo magnético.

Pode-se perceber que o elemento oxigênio está presente quase na mesma porcentagem atômica (aproximadamente 30,0 %) na superfície de todas as amostras. Esta tendência também foi observada nos resultados encontrados com a técnica EDS em todas as amostras tratadas (ver tabela 8.6 e 8.7). O elemento O implantado em Si é proveniente do gás residual na câmara de vácuo. Esse tipo de contaminação é sempre presente no processo 3IP devido ao vapor de água absorvidos nas paredes e na maneira como são alimentados os sistemas 3IP do LAP (usando tubos poly-flo).

Por outro lado, para o nitrogênio implantado com as condições dada na tabela 8.1, a porcentagem atômica exibem uma leve diferença de aproximadamente 2,0 % na superfície. Este resultado torna mais claro os resultados encontrados com a caracterização EDS, onde uma maior porcentagem de nitrogênio (ver tabela 8.6) no caso sem campo magnético foi encontrada. Entretanto, o perfil de N mostra que os íons implantados com maior profundidade (25,0 nm) e maior dose corresponde a amostra tratada sem campo magnético (8.14(a)). Este resultado pode ser interpretado da seguinte maneira. Conforme os íons são implantados, parte da superfície é arrancada pelo mecanismo de *sputtering* devido à presença de uma corrente iônica muito alta (ver figura 8.2) atingindo o alvo. Este resultado pode explicar melhor os resultados encontrados com a caracterização AFM, onde, superfícies mais rugosas foram encontradas nos casos com campo magnético (figura 8.5). Aparentemente os íons que estão atingindo a superfície possuem um ângulo de incidência próximo a $90,0^\circ$ maior no caso de B presente.

Para as amostras tratadas com as condições dadas na tabela 8.3, os resultados são mostrados na figura 8.15. Como podemos conferir da figura 8.15(a) e 8.15(b), a porcentagem atômica de nitrogênio na superfície das amostras apresentam uma diferença de 3,0 %. Comparando-o com os dados EDS mostrados na tabela 8.7, vemos que ambos os resultados mostram as mesmas tendências. Porém observando o perfil de profundidade podemos perceber que para a amostra tratada com campo magnético os íons de N conseguem penetrar até uma profundidade de aproximadamente 60,0 nm. Isto significa uma diferença de 20,0 nm em relação do caso sem campo magnético, significando uma profundidade de

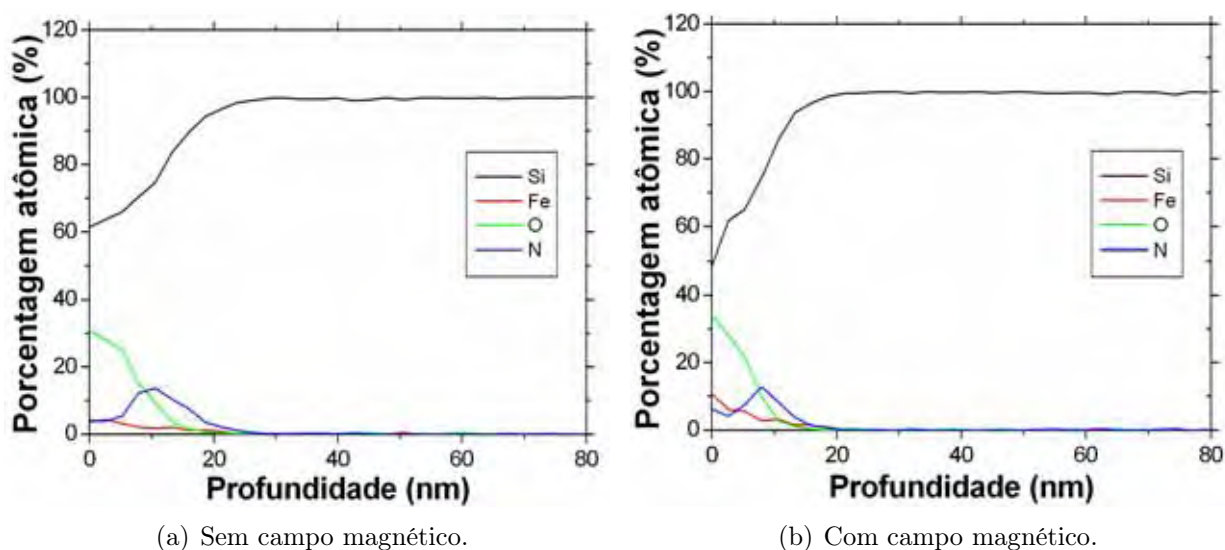


Figura 8.14: Perfil de profundidade da amostra tratada em sistema 3IP em tensão de 3,0 kV.

1,5 vezes maior. O incremento na dose implantada também é observado (comparando as áreas do perfil de N) onde um aumento de 60,0 % para o caso com campo magnético é encontrado. Tudo isso pode ser atribuído ao aumento da densidade do plasma que reduz o tamanho da bainha (ver figura 5.20) e leva a uma corrente iônica bem alta com energia maior. Isto, somado com a alta corrente (ver figura 8.4) proporciona íons que penetram mais fundo e em proporção maior.

Este resultado pode ajudar entender os resultados encontrados com o AFM usando os mesmos parâmetros de tratamento. Como mostra a figura 8.7, a superfície da amostra é menos rugosa comparado com a figura 8.5. Isso pode ser atribuído a mudança do ângulo de incidência dos íons. Íons incidindo com ângulos diferente a $90,0^0$ contribuem na produção de maior *sputtering*, portanto com superfícies mais lisas.

8.5 Resumo

As amostras de silício tipo p com orientação (100) tratadas com 3IP e não tratadas foram analisadas com uma serie de técnicas de caracterização. A técnica AFM foi usada para a análise da topografia superficial das amostras. Os resultados obtidos revelam que a superfície é modificada em relação à amostra padrão quando é usado o processo 3IP com e sem campo magnético. Uma prova desta afirmação é a modificação do valor da rugosidade

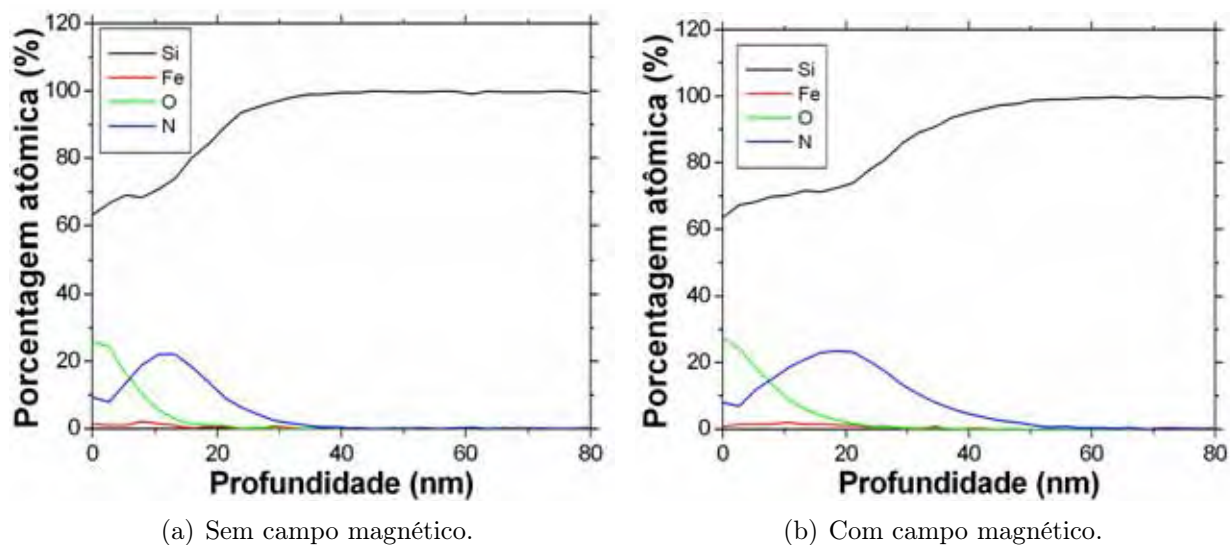


Figura 8.15: Perfil de profundidade da amostra tratada em sistema 3IP em tensão de 10 kV.

da superfície. Foi observado que o valor de rugosidade diminui usando o processo 3IP sem campo magnético. Por outro lado esta rugosidade incrementa quando é usado 3IP com campo magnético, e energia baixa. Para energia alta isso não ocorre.

Estes resultados foram complementados com medidas do ângulo de contato. Foi encontrado que as amostras tratadas com o 3IP convencional apresentam ângulos de contato maior que $90,0^{\circ}$. No caso de 3IP com B o ângulo de contato é maior ainda (maior que $100,0^{\circ}$).

Foi visto que o uso da técnica MEV não é o mais adequado para a análise das amostras tratadas, porque ela não mostrou diferenças em superfícies tratadas mesmo quando foram caracterizados com aumentos de 10000X e 20000X. Por outro lado, a técnica EDS que faz parte do dispositivo MEV revelou informações interessantes com respeito à composição dos elementos químicos presentes nas amostras. O EDS revelou maior porcentagem de íons de N nas amostras tratadas com campo magnético em tensões de 3,0 kV em comparação com o 3IP sem campo B. No entanto uma situação diferente surgiu quando uma tensão de 10,0 kV foi aplicada. Nesta condição maior porcentagem de íons de nitrogênio foi encontrada para o caso do 3IP sem campo magnético.

Usando a técnica de espectroscopia de elétrons Auger foi demonstrado que os resultados encontrados com o EDS são parcialmente corretas. A porcentagem atômica de oxigênio e nitrogênio na superfície dos elementos determinada com ambas as técnicas mos-

tram a mesma tendência. Por outro lado, esta técnica mostrou que o uso de 3IPCM para 10,0 kV possibilita aumento na dose de implantação assim como em uma maior penetração do nitrogénio em relação do processo 3IP convencional quando é usado energia alta.

Contudo, podemos resumir que a aplicação de um campo magnético com amplitude de 40,0 G leva a alteração significativa do plasma no processo 3IP resultando em uma modificação diferente das propriedades superficiais das amostras tratadas sem **B**. Além disso, doses maiores do nitrogénio com grande profundidade de implantação somente é possível com aplicação de alta energia.

Capítulo 9

CONCLUSÕES

Neste trabalho foi pesquisado o processo 3IP com campo magnético, 3IPCM, variando a pressão, a tensão e o campo magnético. O estudo realizado foi conduzido usando ferramentas numéricas e experimentais com uma posterior aplicação para tratamentos de materiais.

Inicialmente o processo 3IPCM foi analisado usando o código computacional KARAT. Os resultados encontrados mostram que o plasma nas regiões próximas ao centro do alvo é alterado, quando a pressão, tensão e o valor do campo magnético foram variadas. Regiões com alta densidade do plasma são formados em redor do alvo devido a ionização do gás provocada pelos elétrons magnetizados realizando um movimento de deriva no sistema de campo cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Outro fator que contribui para o aumento da densidade do plasma é o perfil $B_z(z)$ do campo magnético que ajuda a confinar o plasma na direção axial. Com o incremento do plasma, altas correntes iônicas foram obtidas no alvo. Os resultados numéricos mostraram que a distribuição da corrente iônica ao longo do alvo depende do perfil da bainha de plasma por este se depender dos parâmetros da simulação (pressão, tensão e campo magnético).

Os resultados encontrados usando simulação numérica ajudaram a compreender os resultados experimentais. Embora não tenha sido realizada experimentalmente uma caracterização da densidade do plasma em campos cruzados $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, a simulação numérica

mostrou que a mesma aumenta durante o incremento do campo magnético, pressão e tensão.

Os resultados experimentais mostraram que com o incremento do campo magnético, uma corrente muita alta foi atingida usando-se um campo magnético com amplitude de 40,0 G. Comparando-o com o caso do 3IP sem campo magnético, foi observado que a corrente foi duas vezes maior. No entanto, um fato interessante foi encontrado quando foi considerada a variação da tensão. Em tensões baixas menores que 6,0 kV uma corrente muita alta foi atingida, superando a corrente conseguida com tensão de 10,0 kV. Por outro lado, foi analisado o comportamento da corrente variando a pressão do gás, usando os parâmetros que permitiram incrementar a corrente, isto é, tensão baixa (3,0 kV) e amplitude de campo magnético de 35,0 G. Com estas condições, foi possível incrementar ainda mais a corrente devido à presença de um novo mecanismo de colisão (e ionização) provocada pelo incremento da pressão.

O comportamento da corrente eletrônica obtido experimentalmente foi estudado. Os resultados encontrados variando o campo magnético mostraram que a corrente eletrônica não foi suprimida nem na direção paralela e nem na perpendicular a $\mathbf{B}$ quando a configuração de garrafa magnética foi usada. Foi encontrado que para $\mathbf{B}$ maiores que 30,0 G a corrente eletrônica aumenta de forma exponencial. Com auxílio da simulação numérica foi explicado que o aumento da corrente eletrônica é devido à alta emissão dos ES provocado pela alta incidência dos íons no alvo.

Entretanto, a corrente eletrônica devido à variação da tensão mostrou um comportamento diferente em tensão baixa (menor que 6,0 kV) onde uma alta corrente de elétrons na direção perpendicular foi medida. Aumentando a tensão (maior que 6,0 kV), a corrente de elétrons apresenta o mesmo comportamento que do caso sem campo magnético, enquanto na direção paralelo, ela aumenta aproximadamente de forma linear durante a variação da tensão. Em ambas as direções (com exceção para tensão menores que 6,0 kV na direção perpendicular, a corrente de ES diminui em relação ao caso sem campo magnético).

Por outro lado, os resultados conseguidos com o copo de Faraday posicionado na direção perpendicular ao campo $\mathbf{B}$ mostra uma redução da corrente eletrônica durante a variação da pressão. Em relação ao comportamento dos ES na direção paralela, não foi determinada nenhuma diferença com e sem a presença de campo magnético. Não obstante, foi estabelecido o regime colisional para pressões maiores que 4,5 Pa, onde para estas pressões, a corrente eletrônica diminui de forma drástica.

Finalmente, aplicação do processo 3IP em tratamento de materiais foi realizada em amostras de silício. Os resultados mostraram que as propriedades superficiais do material foram modificadas. Foi encontrado que o valor da rugosidade em condições de tratamento sem campo magnético diminui em relação à amostra não tratada. No entanto, em presença de campo magnético o valor da rugosidade aumenta significativamente. A mudança no valor de rugosidade modificou o ângulo de contato nas amostras tratadas, dando-lhes um caráter hidrofóbico. Os resultados mostraram que doses maiores do nitrogênio com grande profundidade de implantação somente é possível com aplicação de alta energia (10,0 kV).

Em resumo, o processo 3IP com campo magnético oferece uma alternativa para aumentar a densidade do plasma e com ela a corrente iônica. Correntes iônicas superiores a 7,0 vezes foram obtidas usando campo magnético no processo 3IP corroborando por resultados de simulação numérica. Essa técnica para o tratamento de materiais permite modificar suas propriedades superficiais (molhabilidade e rugosidade), aumentando a dose e a profundidade de implantação dependendo da escolha adequada dos parâmetros de pressão, tensão e campo magnético.

Referências bibliográficas

- [1] ARMSTRONG et al. **Solutions of Vlasov's equation by transform Methods.** Computational physics (Plasma Physics), vol. 9. Edited by ALDER, B. FERNBACH, S. and ROTENBERG, M. Academic Press, New York, 1970.
- [2] ANDERS, A. **Breakdown of the high-voltage sheath in metal plasma immersion ion implantation.** Appl. Phys. Lett., vol. 76, p. 28 - 30, 2000.
- [3] ANDERS, A. **Handbook of plasma immersion ion implantation & deposition.** John Wiley & Sons. New York, 2000.
- [4] ANDERS, A.; YUSHKO, G. Y. **Measurements of secondary electrons emitted from conductive substrates under high-current metal ion bombardment.** Surf. Coat. Technol., vol. 136 . p. 111-116, 2001.
- [5] BUNEMAN, O. **Dissipation of current in ionized media,** Phys. Rev., vol. 115, p. 503 - 517, 1959.
- [6] BIRDSALL, C. K. and BRIDGES, W. B. **Electron dynamics of dioded regions** (Academic, new York, 1966.)
- [7] BREUN, R. et al. **Experiment in a tandem mirror sustained and heated solely by rf.** Physical Review Letters, vol. 47, no. 25, p. 1833 - 1836, 1981.
- [8] BATHIA, M. S. **Study of the G factor of a split-coil system.** J. Phys. E: Sci. Instrum., vol. 22, p. 23 - 27, 1989.
- [9] BOHM, D. **The characteristics of electrical discharges in magnetic fields.** McGraw-Hill, New York, 1949.

- [10] BRIEHL, B.; URBASSEK, H. M. **Simulation of sheath and presheath dynamics in PIII**. Surface and Coatings Technology, vol. 156, p. 131 - 135, 2002a.
- [11] BRIEHL, B.; URBASSEK, H. M. **Sheath structure and ion current onto a patterned surface Immersed in a plasma at floating potential**. Surface and Coatings Technology, vol. 160, p. 259 - 268, 2002b.
- [12] BRIEHL, B. and URBASSEK, H. M. **Simulation of sheath dynamics and current nonuniformity in plasma-immersion ion implantation of a patterned surface**. J. Appl. Phys., vol. 93, no. 8, p. 4420 - 4430, 2003.
- [13] BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**, 3rd ed. Springer - verlag New York, Inc., 2004.
- [14] BERTSCHE, W. et al. **A magnetic trap for antihydrogen confinement**. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 566, p. 746 - 756, 2006.
- [15] BRAZILIAN MEETING ON PLASMA PHYSICS. **Study of the magnetic field configuration effect on the plasma immersion ion implantation process**. Marecias, SP., 2009.
- [16] CASSIE, A. B. D. and BAXTER, S. **Wettability of porous surfaces**. Trans. Faraday Soc., vol. 40, p. 546 - 551, 1944.
- [17] CONRAD, J. R. et al. **Plasma Source Ion-Implantation Technique for Surface Modification of Materials**. J. Appl. Phys., vol. 62, no. 11, p. 4591 - 4596, 1987.
- [18] CORNET, C. et al. **Numerical simulation of metal plasma-immersion ion implantation and deposition on a Cone**. J. Appl. Phys., vol. 96, no. 11, p. 6045 - 6052, 2004.
- [19] CHU, P. K., 2010. **Recent applications of plasma-based ion implantation and deposition to microelectronic, nano-structured, and biomedical materials**. Surf. Coat. Technol., vol. 204, p. 2853 - 2863, 2010.

- [20] CONGRESSO BRASILEIRO DE APLICAÇÕES DE VÁCUO NA INDÚSTRIA E NA CIÊNCIA (XXX). **Estudo da supressão magnética de elétrons secundários no processo de implantação iônica por imersão em plasma.** Campos do Jordão, SP., 2009.
- [21] DAWSON, J. M. **Plasma oscillation of a large number of electron beams.** Phys. Rev., vol. 118, p. 381 - 389, 1960.
- [22] EN, W. G.; LIEBERMAN, M. A.; CHEUNG, N. W. **Comparison of experimental target currents with analytical model results for plasma immersion ion implantation..** IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 23, No. 415, 1995.
- [23] FERREIRA, J. L.; da SILVA, S. F. and RÊGO, I. da S. **A multi magnetic mirror machine for plasma production with electron cyclotron resonance.** Revista de Física Aplicada e Instrumentação, vol. 17, no. 2, 2004.
- [24] FAEHL, R.; De VOLDER and BLOKE WOOD. **Application of particle-in-Cell Simulation to plasma source ion implantation.** J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 12, no. 2, p. 884 - 888, 1994.
- [25] GIBBONS, M. R. and HEWETT, D. W. **The darwin direct implicit particle-in-cell (DADIPIC) method for simulation of low-frequency plasma phenomena.** J. Comp. Phys, vol. 120, no. 2, p. 231 - 247, 1995.
- [26] HERSCHKOSWITZ, N. **Sheaths: More Complicated than you Think.** Phys. Plasmas. Vol. 12, No. 055502, 2005.
- [27] HOCHMAN, R. F. **Ion implantation.** Metals Handbook. 9th edition, New York, 1980.
- [28] HUBER, P. et al. **Trench homogeneity in plasma immersion ion implantation.** Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, vol. 161, p. 1085 - 1089, 2000.
- [29] HUANG, Y. X. et al. **Particle-in cell numerical simulation of non-uniform plasma immersion ion implantation.** Surface Technology, vol. 201, p. 5458 - 5462, 2007.

- [30] LIEBERMAN, M. A. **Model of Plasma Immersion Ion Implantation.** J. Appl. Phys, vol. 66, no. 7, 1989.
- [31] KNOEPFEL, H. E. **Magnetic fields: A comprehensive theoretical treatise for practical use.** John Wiley & Sons, INC. New York, 2000.
- [32] KEIDAR, M. and BOYD, I. D. **On the magnetic mirror effect in hall thrusters.** Appl. Phys. Lett, vol. 87, no. 12, p. 121501 - 121504, 2005.
- [33] KEIDAR, M. and BEILIS, I.I. **Electron transport phenomena in plasma devices with ExB drift.** IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 34, p. 804 - 814, 2006.
- [34] KOSTOV, K. G. et al. **Effect of electron magnetic trapping in a plasma immersion ion implantation system.** Eur. Phys. J. D, vol. 54, p. 205 - 209, 2009.
- [35] KOSTOV K. G. et al. **Bacterial sterilization by a dielectric barrier discharge (DBD) in ar.** Surf. Coat. Technol., vol. 204, p. 2954 - 2959, 2010.
- [36] KELLER, G. et al. **Simulation of trench homogeneity in plasma immersion ion implantation.** J. Appl. Phys., vol. 88, no. 2, p. 1111 - 1117, 2000.
- [37] KELLER, G. et al. **Modeling on plasma immersion implantation of trenches.** Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, vol. 148, p. 64 - 68, 1999.
- [38] LANGDON, A. B.; COHEN, I.; FRIEDMAN, A. **Direct implicit large time step particle simulation of plasma.** J. Comp. Phys, vol. 51, no. 1, p. 107 - 138, 1983.
- [39] LARISCH, B.; BRUSKY, U.; SPIES, H. J. **Plasma nitriding of stainless steels at low temperatures.** Surf. Coat. Technol., vols. 116, p. 205-211, 1999.
- [40] MONTGOMERY, D. B. **Some useful information for the design of air-core solenoids.** 2nd printing. Massachusetts: National magnet laboratory.
- [41] MONTGOMERY, D. B. **The generation of high magnetic fields.** Massachusetts: National magnet laboratory, p. 69 - 104, 1962.

- [42] MAISSEL, L. I.; AND GLANG, R. (eds). **Handbook of thin film technology**, 1970.
- [43] MIYAGAWA, Y. et al. **Particle-in-cell/Monte Carlo simulation for PBII processing of a trench shaped target and a cylindrical Target**. Surface and Coatings Technology, vol. 186, p. 2 - 9, 2004.
- [44] PARKS, G. K. **Physics of space plasmas. An introduction**. Addison-wesley publishing company. Redwood city, CA94065, 1991.
- [45] PAULUS, M. et al. **Two-dimensional simulation of plasma-based ion implantation**. J. Appl. Phys., vol. 85, no. 2, p. 761 - 766, 1999.
- [46] PILLACA, E. J. D. M. **Estudo do confinamento magnético de plasma durante o processo de implantação iônica por imersão em plasma**. 82. Mestre em Física - Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, UNESP, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá, 2007.
- [47] PILLACA, E. J. D. M. INTERNATIONAL WORKSHOP ON PLASMA-BASED ION IMPLANTATION AND DEPOSITION (PBII&D). **Study of the influence of a static magnetic field on the plasma immersion ion implantation process**. São José dos Campos, SP., 2009.
- [48] REJ, D. J. et al. **Magnetic insulation of secondary electrons in plasma source ion implantation**. J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 12, no. 2, p. 861 - 866, 1994.
- [49] ROTH, J. R. **Industrial plasma engineering**. Institute of Physics Publishing. London, 1995.
- [50] REJ, D. J.; FAEHL, R. J.; MATOSSIAN, J. N. **Key Issues in Plasma-Source Ion Implantation**. Surf. Coat. Technol., vol. 96, no. 1, p. 45 - 51, 1997.
- [51] RAUSCHENBACH, B.; MÄNDL, S. **Plasma-sheath expansion around trenches in plasma immersion ion implantation**. Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. B, vol. 206, p. 803 - 807, 2003.

- [52] SCHEUR, J. T.; SHAMIM, M. and CONRAD, J. R. **Model of plasma source ion implantation in planar, cylindrical, and spherical geometries.** J. Appl. Phys., vol. 63, p. 1241 - 1246, 1990.
- [53] SARAPIROM S. et al., 2010. **Plasma immersion low-energy-ion bombardment of nsked DNA.** Surf. Coat. Technol., vol. 204, p. 2960 - 2965, 2010.
- [54] SHERIDAN, T. E. and GOECKNER, M. J. **Collisional sheath dynamics.** J. Appl. Phys., vol. 77, p. 4967 - 4973, 1995.
- [55] SHERIDAN Jr., T. E.; GORRE, J. A. **Analytic expression for the electric potential in the plasma sheath.** Industrial Plasma Engineering, IEEE Transactions on Plasma science, vol. 17, no. 6, p. 884 - 888, 1989.
- [56] SHERIDAN T. E. **Ion focusing by expanding-two dimensional plasma sheath.** Appl. Phys. Lett, vol. 68, p. 1918 - 1920, 1996.
- [57] SHAMIM, M. M. et al. **Measurement of electron emission due to energetic ion bombardment in plasma source ion implantation.** J. Appl. Phys., vol. 70, p. 4756 - 4760, 1991.
- [58] TAN I. H. et al. **Magnetic suppression of secondary electrons in plasma immersion ion implantation.** Appl. Phys. Lett. vol. 86, p. 023509, 2005.
- [59] TIAN, X. B. et al. **Two-dimensional numerical simulation of non-uniform plasma immersion ion implantation.** Surface and Coatings Technology, vol. 186, p. 47 - 52, 2004.
- [60] TARAkanov, V. P. **User's manual for code Karat,** Berkeley Research Associates, Springfield-VA, 1994.
- [61] TIMSIT, R. S. and MAY, A. D. **Design of air-core magnets for the generation of homogeneous fields.** J. Sci. Instrum., vol. 44, no. 8, p. 636, 1967.
- [62] UEDA, M. et al. **Secondary electron suppression in nitrogen plasma ion implantation using a low DC magnetic field,** Surf. & Coat. Technol., vol. 201, no. 15, p. 6597 - 6600, 2007.

- [63] WENZEL, R. N. **Resistance of solid surfaces to wetting by water.** Industrial and engineering chemistry, vol. 28, no. 8, p. 989 - 994, 1936.
- [64] WEISENHORM et al. **Forces in atomic force microscopy in air and water.** Appl. Phys. Lett. vol. 54, p. 2651, 1989.

Apêndice A

Geração de plasma por descarga luminescente

O plasma pode ser gerado por uma variedade de formas. Elas podem ser realizada mediante o uso de filamento quente, rádio frequência, ressonância de elétron ciclotrônico, descarga luminescente, etc. (Anders, 2000). Neste trabalho, é usado a descarga luminescente.

A descarga luminescente consiste na aplicação de uma diferença de potencial em um gás de baixa pressão para produzir uma descarga elétrica entre dois eletrodos. Isto é possível devido ao fato que uma fração pequena da população de átomos é ionizada inicialmente por processos aleatórios. Os íons são acelerados em direção ao cátodo pelo campo elétrico, e os elétrons são acelerados em direção ao ânodo pelo mesmo campo. A população inicial de íons e de elétrons colidem com outros átomos, ionizando-las. Deste modo, o gás originalmente isolante é subitamente convertido em um plasma (gás ionizado).

A voltagem requerida para manter a descarga para uma distância entre o cátodo e o ânodo dependerá do produto pressão $\times$ distância. Ela tem um valor mínimo V_R conhecida como voltagem de ruptura. Essa relação é conhecida como lei de Paschen e pode ser escrita na forma (ROTH, 1995):

$$V_R = \frac{C_1 p d}{C_2 \ln(p d)} \quad (\text{A.1})$$

onde C_1 e C_2 são constantes que dependem do tipo de gás, p e d são respectivamente a pressão e a distância. Para a maioria dos gases a voltagem de ruptura está entre 100 e 500 V para uma pressão $\times$ distância na faixa de 0,13 a 13,33 Pa.m.

Neste trabalho a descarga luminescente é produzida entre o cátodo (posicionado e isolada na parede axial da câmara 3IP) e a parede cilíndrica da câmara (ver figura A.1). Está normalmente opera na faixa de voltagem e de corrente DC de 220 a 500 V e de 0,2 a 0,4 A, respectivamente. A pressão típica de operação é de 0,8 Pa.

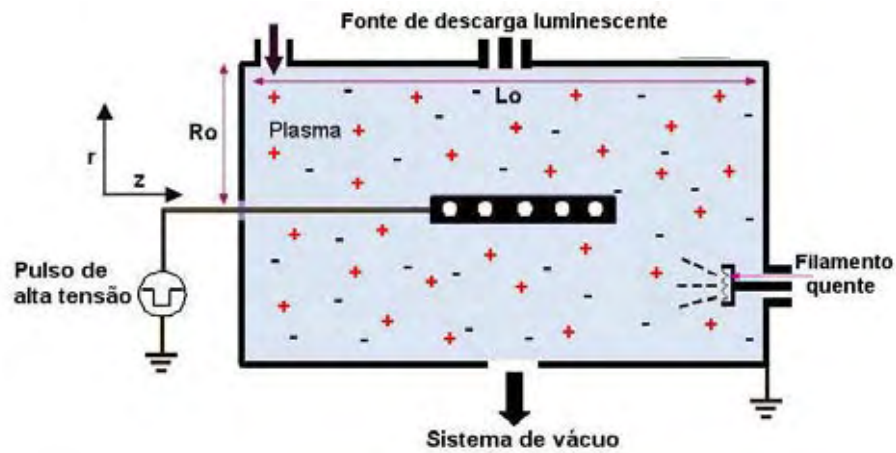


Figura A.1: Configuração do sistema 3IP usado para a geração de plasma usando a descarga luminescente. $R_o = 13,0$ cm; $L_o = 38,0$ cm.

Apêndice B

IMPLANTAÇÃO IÔNICA

B.1 Introdução

Implantação iônica pode ser definida como o processo físico que permite implantar íons em materiais sólidos. Esta técnica foi inicialmente desenvolvida para produção de materiais de uso eletrônico e por volta dos anos 70, iniciou-se a sua utilização como método para melhorar as propriedades superficiais do aço. Com o tempo, foi descoberto um número grande de processos de implantação iônica capazes de aumentar notavelmente a resistência ao desgaste, corrosão, fadiga, etc., de diferentes ligas metálicas, materiais cerâmicos e polímeros.

Implantação iônica é uma técnica poderosa para preparar sistemas em condições não disponíveis por outras formas de tratamentos de superfícies de materiais, proporcionando assim, um amplo campo de pesquisa sobre os mecanismos físicos fundamentais que ocorrem nestas situações e conseqüentemente sobre as modificações nas propriedades elétricas, óticas, químicas, mecânicas e magnéticas dos materiais.

Neste apêndice são abordadas dois processos que usam a implantação iônica para o tratamento superficial dos materiais, que são: a implantação iônica convencional e a implantação iônica por imersão em plasma. Assim também é abordado o processo de emissão de elétrons secundários provocado durante a implantação iônica sob os materiais.

B.2 Implantação iônica convencional

A pesquisa na área de implantação iônica por feixe de íons iniciou-se por volta dos anos 60, basicamente conduzida por pesquisadores com origem na física nuclear, tanto teórica como experimental. A partir de então, com o crescente envolvimento de físicos do estado sólido e da ciência dos materiais, além da física básica, a área desenvolveu-se em assuntos com ênfases em física aplicada e tecnológica. Então, a implantação iônica por feixe passou a ser usada de maneira industrial e hoje está presente em alguns processos tecnológicos de produção de semicondutores, metais, cerâmicas, polímeros, etc. (HOCHMAN, 1980).

Um esquema deste processo é mostrado na figura B.1. Esta técnica é realizada num ambiente de alto vácuo, onde mediante potenciais desde dezenas até centenas de kV, um feixe de íons é extraído, focalizado, acelerado e finalmente atingindo a superfície do material. Porém somente uma pequena gama de componentes industriais é tratada por esta técnica devido ao seu alto custo e à sua sofisticação. Além disso, as aplicações da implantação convencional com feixe de íons são limitadas devido à sua incapacidade de implantação uniforme sobre alvos com forma complexa assim como no tratamento de mais de um alvo por vez.

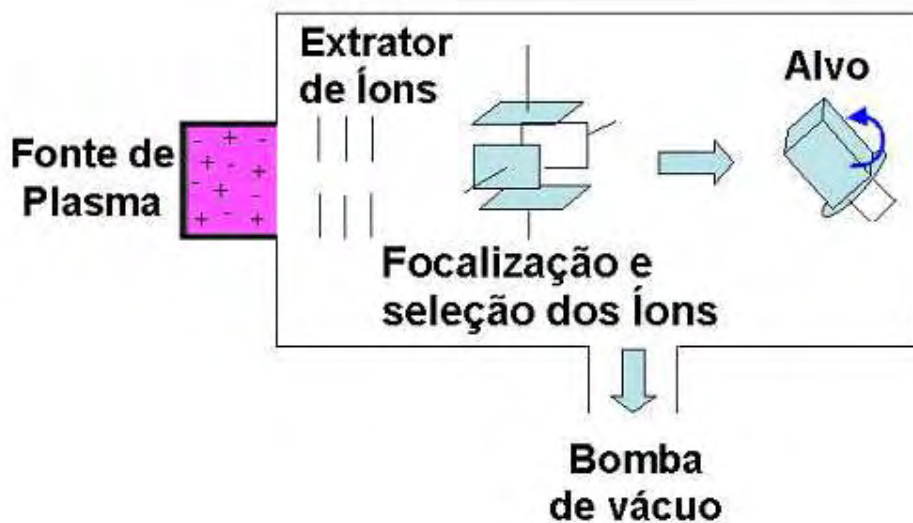


Figura B.1: Esquema utilizado para o tratamento de materiais usando feixe de íons.

B.3 Implantação iônica por imersão em Plasma

Para superar as limitações da implantação com feixe de íons como discutido na seção anterior, no final da década de 80 foi introduzido um novo processo tecnológico chamado implantação iônica por imersão em plasma (3IP) (CONRAD et al., 1987).

Neste processo, a amostra a ser tratada é colocada dentro de uma câmara de vácuo e imersa em plasma, como é mostrado na figura B.2. Posteriormente, pulsos de alta tensão negativa são aplicados ao alvo. Os íons positivos extraídos do plasma são acelerados em direção perpendicular à superfície do substrato e colidem simultaneamente com todas as partes do alvo em incidência normal (*conformal implantation*) fazendo com que esta técnica seja adequada para o tratamento de peças tridimensionais.

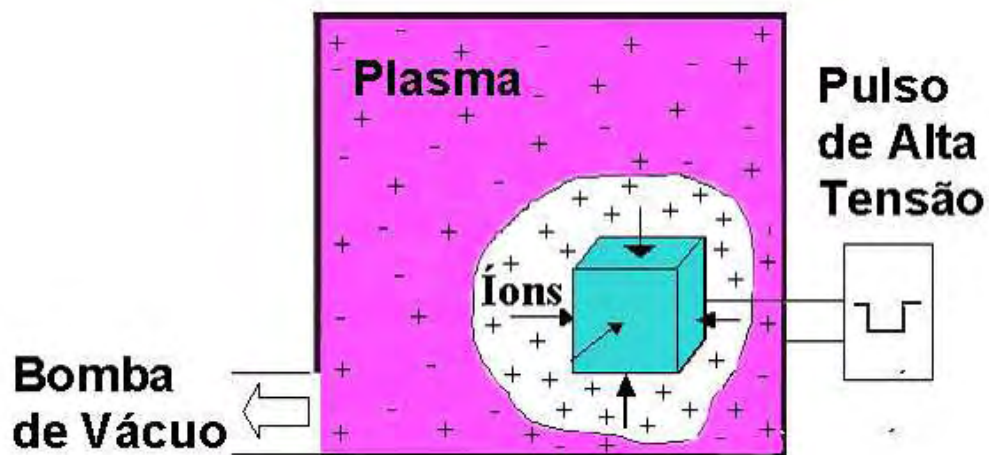


Figura B.2: Esquema típico utilizado para implantação iônica por imersão em plasma.

Além disso, este processo garante uma implantação uniforme com um tempo de tratamento independente do tamanho das peças. O processo é relativamente simples, sendo possível no mesmo processo a implantação de diversas amostras com formas geométricas diferentes (ANDERS, 2000; REJ, 1996). Como vantagem adicional, através da técnica 3IP, grandes áreas poderão ser implantadas com uma dose maior do que com feixe de íons.

B.3.1 Dinâmica da Bainha

Para analisar a evolução da espessura da bainha podemos considerar esta em função do tempo. Desta forma, a lei de Child (equação 2.45) torna-se:

$$j_C = \frac{4}{9}\epsilon_0\left(\frac{2e}{M}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{V^{\frac{3}{2}}}{s_C^2(t)} \quad (\text{B.1})$$

Aplicando a lei de conservação da carga para qualquer instante de tempo, temos que a densidade de corrente implantada j_C tem que ser igual à densidade de corrente de íons que cruzam a região da bainha em expansão. Esta densidade dependerá da velocidade da bainha mais a velocidade característica u_d com que os íons do plasma atingem a bainha.

$$en_0\left(\frac{ds}{dt} + u_d\right) = j_C \quad (\text{B.2})$$

A maioria dos modelos teóricos (LIEBERMAN, 1989; EN; LIEBERMAN; CHEUNG, 1995; HERSCHKOSWITZ, 2005) usam u_d igual à velocidade de Bohm u_B . Existem alguns casos para o qual esta suposição não é correta, geralmente em casos de plasmas gerados por descarga de arco (MASAMUNE; YUKIMURA, 2006).

Igualando as equações (B.1) e (B.2) e usando $u_d = u_B$ obtemos uma equação para a velocidade da bainha:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{2}{9}\frac{s_0^2 u_0}{s^2} - u_B \quad (\text{B.3})$$

onde

$$s_0 = \left(\frac{2\epsilon_0 V_0}{en_0}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.4})$$

é a espessura de bainha inicial, e

$$u_0 = \left(\frac{2eV_0}{M}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.5})$$

é a velocidade dos íons. Integrando equação (B.3), obtemos:

$$\tanh^{-1}(s/s_c) - s/s_c = u_B t/s_c + \tanh^{-1}(s_0/s_c) - s_0/s_c \quad (\text{B.6})$$

onde,

$$s_c = s_0 \left[\frac{2}{9} (u_0/u_B) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.7})$$

como $s_c \gg s_0$ e assumindo $s_c \gg s$ a expressão dado em (B.6) é reduzido a:

$$\frac{s^3}{s_0^3} = \frac{2}{3} \omega_{ip} t + 1 \quad (\text{B.8})$$

onde $\omega_{ip} = \frac{u_0}{s_0}$ é a frequência iônica do plasma. Substituindo (B.7) em (B.8) podemos obter a escala do tempo na qual a bainha no estado estacionário é formada:

$$t_c \approx \left(\frac{\sqrt{2}}{9} \right) \left(\frac{1}{\omega_{ip}} \right) \left(\frac{2V_0}{T_e} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (\text{B.9})$$

Podemos fazer uma estimativa para a formação da bainha no estado estacionário para o sistema estudado nesta tese: para íons de nitrogênio com os valores assumidos, no $= 7,0 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 3,0 \text{ eV}$, e $V_0 = 3,0 \text{ kV}$, o valor de t_c é $2,1 \mu\text{s}$.

B.3.2 Implantação dos íons da matriz da Bainha

A densidade de corrente de implantação durante o período de expansão da bainha pode ser determinado considerando a aceleração dos íons através da bainha. O campo elétrico formado na bainha pode ser expresso como:

$$E = \frac{en_0 x}{\varepsilon_0} = \frac{M}{e} \left(\frac{d^2 x}{dt^2} \right) \quad (\text{B.10})$$

onde, x representa a posição dos íons.

Reagrupando (B.10) temos:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \omega_{ip}^2 (x - s) \quad (\text{B.11})$$

A posição da borda de bainha pode ser aproximada por:

$$s = s_0 + t\left(\frac{ds}{dt}\right)_{t=0} \quad (\text{B.12})$$

Substituição de (B.3) em (B.12) obtemos:

$$s = s_0 + t\left(\frac{2}{9}u_0 - u_B\right) \quad (\text{B.13})$$

Integrando (B.11) e usando a condição: $x = x_0$ e $dx/dt = 0,0$ em $t = 0,0$ dá:

$$x - s_0 = (x_0 - s_0) \cosh(\omega_{ip}t) + \frac{2}{9}s_0 \sinh(\omega_{ip}t) + \frac{2}{9}u_0t \quad (\text{B.14})$$

Uma expressão para o tempo decorrido dos íons através da bainha é obtido fazendo $x = 0,0$ em (B.14), obtendo:

$$s_0 = (x_0 - s_0) \cosh(\omega_{ip}t) + \frac{2}{9}s_0 \sinh(\omega_{ip}t) + \frac{2}{9}u_0t \quad (\text{B.15})$$

Durante o intervalo de tempo, t e $t + dt$, os íons entre x_0 e $x_0 + dx_0$ são implantados. Reagrupando e diferenciando (B.15) com respeito ao tempo, obtemos:

$$\frac{dx_0}{dt} = \frac{\omega_{ip}(s_0 - x_0) \sinh(\omega_{ip}t) + \frac{2}{9}u_0(\cosh(\omega_{ip}t) - 1)}{\cosh(\omega_{ip}t)} \quad (\text{B.16})$$

Então, usando (B.15) e (B.16) permite-nos determinar a densidade de corrente iônica, $j = en_0\left(\frac{dx_0}{dt}\right)$, para íons dentro da bainha ($0 \leq x_0 \leq s_0$) :

$$J = \frac{\sinh(T)}{\cosh^2(T)} + \frac{2(1 + T \sinh(T) - \cosh(T))}{9 \cosh^2(T)} \quad (\text{B.17})$$

onde J é a corrente normalizada, $J = j/(en_0u_0)$ e $T = \omega_{ip}t$ é o tempo normalizado. O tempo que toma para a bainha se formar pode ser determinado substituindo $x_0 = s_0$ em (B.15). Isto dá um valor de T de aproximadamente 2,7 para o tempo no qual os íons cheguem desde a borda da bainha.



Figura B.3: Densidade de corrente de implantação iônica usando o modelo de Lieberman.

B.3.3 Implantação dos íons no estado estacionário

A densidade de corrente de implantação com posições além da borda da bainha pode ser determinada considerando o tempo necessário para que os íons cruzem a borda da bainha. O tempo demandado (t_s) para que a borda da bainha inicialmente posicionado em s_0 chegue até x_0 , pode ser determinado substituindo $s = x_0$ na equação (B.8):

$$\omega_{ip}t_s = \frac{3}{2}\left(\frac{x_0}{s_0}\right)^3 - \frac{3}{2} \quad (\text{B.18})$$

No tempo t_s , um íon na posição x_0 inicia seu percurso através da bainha. O tempo percorrido é dado por Birdsall and Bridges (1966):

$$\omega_{ip}t' = \frac{3x_0}{s_0} \quad (\text{B.19})$$

Daí um íon em x_0 atingindo o alvo no tempo $t = t_s + t'$ pode ser escrito usando (B.18) e (B.19), como:

$$T = \omega_{ip}t = \frac{3}{2}\left(\frac{x_0}{s_0}\right)^3 - \frac{3}{2} + \frac{3x_0}{s_0} \quad (\text{B.20})$$

Diferenciando (B.20), resulta:

$$\frac{dx_0}{dt} = \frac{u_0}{\frac{2}{9}\left(\frac{x_0}{s_0}\right)^2 + 3} \quad (\text{B.21})$$

A corrente normalizada, $J = j/en_0u_0$, é dado por:

$$J = \frac{1}{\frac{2}{9}\left(\frac{x_0}{s_0}\right)^2 + 3} \quad (\text{B.22})$$

usando (B.20) for $x_0 = s_0$, encontramos $T = 3,0$ e $J(3,00) \approx 0,13$. Para o caso estacionário, $T \rightarrow \infty$, e $x_0 \rightarrow s_c \gg s_0$, desse modo $J(\infty)$ tende ao valor $2s_0/9s_c$. E, j no estado estacionário deve tender a en_0u_B .

Os gráficos das equações (B.17) e (B.22) é mostrado na figura B.3 para um pulso de tensão de 3,0 kV e densidade do plasma de $7,0 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$.

Apêndice C

Elétrons secundários no processo 3IP

C.1 Introdução

Podemos definir a emissão de elétrons secundários (ES) durante o processo 3IP como resultado do bombardeamento dos íons na superfície do material quando é submetida ao tratamento. Emissão de ES inicia quando pulsos negativos são aplicados no alvo imerso em plasma. Durante a duração do pulso, os íons são acelerados e implantados sob a superfície do material. Para cada íon implantado, diversos ES podem ser liberados e acelerados através da diferença de potencial formada na bainha, podendo atingir energias equivalentes à tensão aplicada. O número de ES liberados depende basicamente do material alvo escolhido, do tipo de íon, e do valor da tensão aplicada (ANDERS; YUSHKO, 2001).

Entretanto, emissão descontrolada de ES pode reduzir a eficiência do sistema 3IP (TAN et al., 2005). Além disso, a radiação dos raios X produzida pelo bombardeamento dos elétrons energéticos nas paredes da câmara coloca a segurança dos operadores em risco. Estudos recentes demonstram que ES em 3IP são significativamente afetados por um campo magnético externo, especialmente quando este campo é paralelo à superfície do alvo (REJ; FAEHL; MATOSSIAN, 1997; UEDA, 2007).

Uma desvantagem que surge quando se precisa determinar o valor da corrente de ES, é a impossibilidade de distinguir entre os outros tipos de correntes presentes no processo 3IP. Isto é devido ao fato que em alguns casos a corrente total observada no

osciloscópio é o resultado da medida realizada pela bobina de Rogowski (como no presente trabalho). Desta forma, a corrente total circulando no sistema 3IP é a soma de três tipos de correntes, a corrente iônica $j(t)_i$, a corrente de elétrons secundários $j(t)_{es}$, e a corrente de deslocamento $j(t)_{des}$ produzido pela variação muito rápida e transitória da tensão na bainha. Para um tempo suficientemente longo depois da aplicação do pulso de alta tensão, a variação da espessura da bainha decresce, e a corrente de deslocamento é atenuada ($j(t)_{des} \approx 0$). Uma corrente de elétrons secundários estará fluindo devido ao bombardeamento iônico da superfície do material, e desse modo a densidade de corrente total será a soma de (REJ; FAEHL; MATOSSIAN, 1997):

$$j(t)_{tot} = j(t)_i + j(t)_{es} \quad (C.1)$$

Porém, sempre que a corrente total é medida, nem a corrente iônica, nem a corrente de elétrons secundários, não podem ser distinguidas.

C.2 Detecção da corrente eletrônica usando o copo de Faraday

O copo de Faraday (CF) é um dispositivo metálico condutor oco projetado para medir corrente de um feixe de partículas carregadas (elétrons ou íons). Em sua forma mais simples o CF esta constituído de um coletor e de uma *grid* (grade) que pode ser polarizado. A polarização é necessaria para repelir as partículas com carga diferente contidos no plasma que penetra no copo. Em particular, a técnica mais usada na detecção da corrente de elétrons secundários é mediante o uso de um copo de Faraday. O circuito esquemático do CF pode ser observado na figura C.1.

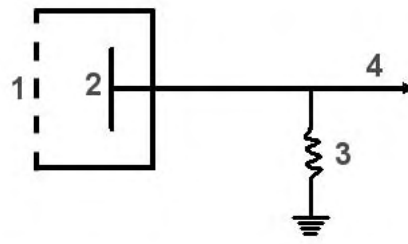


Figura C.1: Desenho ilustrativo do circuito do CF: 1. Grade, 2. Coletor, 3. Resistência, 4. Para o osciloscópio.

Apêndice D

Técnicas de caracterização

D.1 Microscopia de força atômica - AFM

A técnica de microscopia de força atômica (AFM) é uma ferramenta útil na caracterização da superfície dos materiais. Esta técnica foi desenvolvida por Binnig, Quate e Gerber em 1986, como resultado de uma colaboração entre a empresa IBM e a Universidade de Stanford.

O uso desta técnica permite obter imagens reais em três dimensões da topografia da superfície do material a nível atômico. O seu princípio fundamental na análise por AFM é a medida das deflexões de um suporte (ou braço) em cuja extremidade livre está montada uma sonda sensível à força (sensor de força) que consiste de uma ponta de dimensões atômicas. À medida que a ponta se aproxima a superfície, os átomos da ponta interagem com os átomos e as moléculas da superfície do material, provocando a deflexão do braço do AFM. Estas deflexões são ocasionadas majoritariamente pelas forças de van der Waals entre a ponta e a amostra. A força de van der Waals depende de diversos fatores, sendo estas, os materiais que constituem a amostra e a ponta, a distância entre estas, a geometria da ponta, as contaminações sobre a superfície da amostra, etc.

Durante o deslocamento da ponta do AFM pela superfície do material, o computador analisa para cada posição na superfície a força de interação entre a ponta e a amostra

traçando o diagrama de alturas, podendo deste modo fazer um levantamento topográfico com os dados obtidos.

Um parâmetro importante nesta análise é o parâmetro de rugosidade. A rugosidade pode ser definida como a máxima distancia entre picos e vales encontradas num perfil (WEISENHORM et al., 1989). A rugosidade representa quão dispersa estão os pontos que compõe a superfície de uma determinada amostra. Matematicamente, a rugosidade pode ser determinado usando o desvio médio quadrático, ou seja:

$$Rq = \left(\frac{1}{L} \int_{x=0}^L F^2(x) dx \right)^{\frac{1}{2}} \quad (D.1)$$

Onde L é o comprimento de varrido, $F(x)$ é uma função da distância L, como mostra a figura D.1.

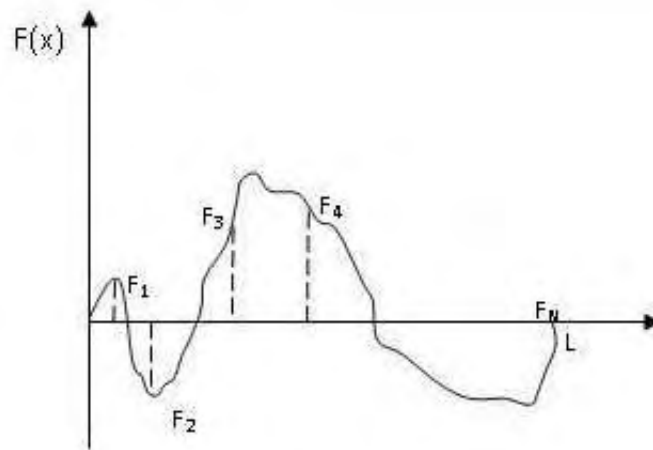


Figura D.1: Desenho ilustrativo do perfil superficial de uma amostra submetida a caracterização AFM.

D.2 Ângulo de contato

A interação entre a superfície de um material e um determinado líquido pode ser estudada através da medida do chamado ângulo de contato, θ . O ângulo θ entre uma superfície sólida e uma gota líquida (ver figura D.2) com tensão superficial conhecida, depende da relação entre as forças adesivas, que fariam a gota se espalhar sobre a superfície

e as forças coesivas do líquido que querem contrair a gota a uma esfera com uma superfície mínima.



Figura D.2: Desenho ilustrativo das forças agindo entre uma gota líquida e a superfície de um material.

Na figura, σ_S é a energia de superfície do sólido, γ_{SL} é a energia de superfície da interface entre o sólido e o líquido, σ_L é a energia de superfície do líquido e θ é o ângulo de contato.

Sendo que o ângulo de contato é um parâmetro que indica o quanto um líquido pode se espalhar sobre uma superfície, esta pode ser classificada segundo a relação entre as forças superficiais.

$$\theta = \cos^{-1}\left(\frac{\sigma_S - \gamma_{SL}}{\sigma_L}\right) \quad (D.2)$$

Embora este parâmetro seja uma grandeza macroscópica, ele revela características microscópicas da superfície em estudo como, a energia de superfície e o trabalho de adesão. Assim, quanto maior for a energia de superfície σ_S , menor será o ângulo de contato e melhor será a adesão do líquido sobre a superfície. Se $\sigma_S < \gamma_{SL}$, então θ será maior que $90,0^\circ$, o que caracteriza uma superfície como hidrofóbica (Figura D.3(a)). Por outro lado, se $\sigma_S > \gamma_{SL}$, então θ será menor que $90,0^\circ$, e a superfície será hidrofílica (Figura D.3(b)).

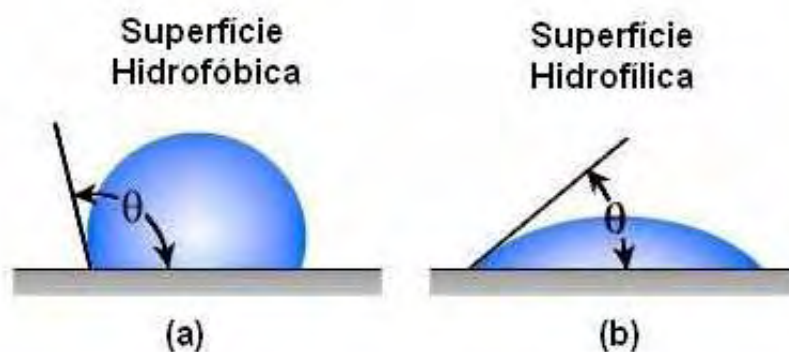


Figura D.3: Classificação da superfície do material segundo o valor medido do ângulo de contato.



Figura D.4: Dispositivo usado para o cálculo da medida do ângulo de contato conhecido como Goniômetro.

D.3 Microscopia eletrônica de varredura - MEV

A técnica de caracterização de microscopia eletrônica de varredura (MEV) foi realizado com o intuito de observar as variações morfológicas dos materiais. O MEV é amplamente utilizado na investigação da microestrutura superficial de materiais como, metais, polímeros, vidros, cerâmicas, etc.

O princípio de funcionamento da microscopia eletrônica de varredura consiste na emissão de um feixe de elétrons por um filamento capilar de tungstênio devido à aplicação de uma diferença de potencial que pode variar de 0,5 a 30,0 KV. A incidência do feixe sobre a amostra provoca uma série de emissões de sinais relacionados com a interação feixe-material. Devido a isto são produzidos raios-X, elétrons retroespalhados e elétrons secundários, os quais são captados por detectores apropriados, sendo posteriormente am-

plificados e processados num sistema analisador específico para cada tipo de sinal. Assim as imagens fornecidas pelo MEV possuem um carácter virtual devido à transcodificação da energia emitida pelos elétrons.

D.4 Caracterização EDS

A análise EDS (espectroscopia dispersiva de elétrons) é um acessório essencial no estudo de caracterização microscópica de materiais. EDS é utilizada para detectar a energia produzida pelos elétrons secundários provocado pelo bombardeamento do feixe de elétrons através do MEV. Quando o feixe de elétrons incide sobre um mineral, os elétrons mais externos dos átomos e os íons constituintes são excitados, mudando de níveis energéticos. Ao retornarem para sua posição inicial, liberam a energia adquirida a qual é emitida em comprimento de onda no espectro de raios-X. Um detector instalado na câmara de vácuo do MEV mede a energia associada a esse elétron. Por tanto, o EDS discrimina todo o espectro de energias através de seu detector dando informações sobre a composição química.

Assim, como os elétrons de um determinado átomo possuem energias distintas, é possível, no ponto de incidência do feixe, determinar quais os elementos químicos que estão presentes naquele local e assim identificar em instantes que mineral está sendo observado.

D.5 Espectroscopia de elétrons Auger

A espectroscopia de elétrons Auger (AES) é uma das várias técnicas usadas na caracterização dos materiais que permite estudar sua superfície. Com este método, a composição de camadas atômicas superficiais de um sólido pode ser determinada. O princípio de funcionamento desta técnica consiste na variação e detecção da amplitude do sinal de elétrons emitidos por um canhão e que são refletidos pela amostra, para cada nível de energia.

AES é um processo que envolve três elétrons simultaneamente. Esta começa com a ionização do átomo com uma radiação de energia elevada (feixe de elétrons, prótons ou raios-X) que permite a remoção de um elétron do interior do átomo, gerando seguidamente uma vacância. Posteriormente, esta lacuna é preenchida pelo decaimento de um elétron que se encontra em um orbital superior. Para compensar o balanço energético dos processos acima referidos pode libertar-se um terceiro elétron, conhecido como elétron Auger.

Este fenómeno ocorre para todos os elementos da classificação periódica, com exceção do H e He. A probabilidade de transições em níveis K e L são mais frequentes para elementos de baixo número atômico. Transições de níveis M e N são mais frequentes em elementos de maior número atômico.

Os perfis de concentração em função da profundidade representam uma das mais importantes aplicações de AES, principalmente em filmes finos de semicondutores. As medições das intensidades dos elétrons Auger são feitas em combinação com o bombardeamento iônico (normalmente usando-se íons de argônio). Conhecendo-se a taxa de bombardeamento e as sensibilidades dos elementos obtêm-se as concentrações em função da profundidade, isto é, das suas camadas mais internas.

Apêndice E

Critério de Bohm

Mediante um tratamento matemático determinamos a velocidade dos íons que ingressam na região da bainha (ver Figura 2.7). Por simplicidade podemos considerar um plasma uniforme de densidade $n = n_o$, entre duas placas paralelas separadas infinitamente.

A equação da conservação da energia dos íons na interface: bainha e pré-bainha pode ser escrita como:

$$\frac{1}{2}mu_i^2 + eV_o = \frac{1}{2}mu^2(x)_i + eV(x) \quad (\text{E.1})$$

onde: $u(x)$ e $V(x)$ são a velocidade dos íons e o potencial, respectivamente.

Considerando que na região da pré-bainha a velocidade dos íons, u_{io} , e o potencial, V_o , são muito pequenos, isto é, $u(x)$ e $V(x) \approx 0,0$. Então, de (E.1) encontramos a velocidade do íon:

$$u(x)_i = \sqrt{\frac{-2eV(x)}{m}} \quad (\text{E.2})$$

O modelo considera que não existe ionização na região da bainha de modo que podemos usar a equação da continuidade para os íons nos pontos $x = s$ e $x > s$

$$n_i u(x)_i = n_s u_s \quad (\text{E.3})$$

Substituindo (E.2) em (E.3) determinamos a densidades dos íons nessa região

$$n(x)_i = n_s \sqrt{\frac{V_s}{V(x)}} \quad (\text{E.4})$$

Por outro lado, usamos a equação de Boltzmann para determinar a densidade de elétrons em $x > s$

$$n(x)_e = n_s e^{\frac{e(V(x)-V_s)}{kT}} \quad (\text{E.5})$$

e empregando a equação de Poisson unidimensional

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_i - n_e) \quad (\text{E.6})$$

Podemos resolver a equação de Poisson, mas previamente substituindo as densidades de íons e de elétrons em (E.6) e considerando $E = -dV/dx$, temos:

$$E^2(x) = \frac{2en_s}{\epsilon_0} \left\{ \frac{kT}{e} \left[e^{\frac{e(V(x)-V_s)}{kT}} - 1 \right] \right\} - 2V_s \left[\sqrt{\frac{V(x)}{V_s}} - 1 \right] \quad (\text{E.7})$$

A equação (E.7) pode ser expandida em série ao redor de $x \approx s$, sendo:

$$E^2(x) = \frac{2en_s}{\epsilon_0} \left\{ \frac{kT}{e} \left[\frac{e\Delta V}{kT} + \frac{1}{2} \left(\frac{e\Delta V}{kT} \right)^2 \right] \right\} - 2V_s \left[\frac{1}{2} \frac{\Delta V}{V_s} - \frac{1}{8} \left(\frac{\Delta V}{V_s} \right)^2 \right] \quad (\text{E.8})$$

Fazendo as seguintes considerações em (E.8):

$$[V(x) - V_s] = \Delta V \quad (\text{E.9})$$

$$\frac{\Delta V}{V_s} \ll 1 \quad e \quad \frac{e\Delta V}{kT} \ll 1 \quad (\text{E.10})$$

A equação (E.11) se torna:

$$E^2(x) = \frac{en_s}{\epsilon_0} \left(\frac{e}{kT} + \frac{1}{2V_s} \right) (\Delta V)^2 \geq 0 \quad (\text{E.11})$$

Para que (E.11) possa ser satisfeita ela tem que cumprir:

$$\frac{en_s}{\epsilon_0} \left(\frac{e}{kT} + \frac{1}{2V_s} \right) \geq 0 \quad (\text{E.12})$$

ou seja o potencial em $x = s$ tem que ser:

$$V_s \leq -\frac{kT}{2e} \quad (\text{E.13})$$

O critério de Bohm é adotado quando é considerada a igualdade na equação (E.13). Desta forma, quando (E.13) é substituída na equação (E.2) obtemos a velocidade de Bohm, que é a velocidade dos íons que atingem à região da bainha.

$$V_s = \sqrt{\frac{kT}{m}} \quad (\text{E.14})$$

Estima-se que em alguns casos a velocidade do íon que ingressa à região da bainha é aproximadamente igual à velocidade do som. Este critério de Bohm também permite estimar a fração da densidade do plasma na bainha em $x = s$ com relação à densidade do plasma não perturbado n_o . Empregando a equação de Boltzmann para a região de pré-bainha:

$$n_s = n_o e^{\frac{eV_s}{T}} = n_o e^{-\frac{1}{2}} = 0,61n_o \quad (\text{E.15})$$

Então, o modelo de Bohm prevê uma diminuição da densidade do plasma entre a região da bainha e pré-bainha em 61,0 % com respeito da densidade do plasma em $x = 0$.