

5-2010-16
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA
E DE COMPUTAÇÃO

*Modificação estrutural em sílica vítrea e quartzo
cristalino por implantação de He^+
para guiamento óptico*

Christiano Pereira Guerra

Orientador: Luiz Carlos Kretly

Tese de mestrado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação
como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de
Mestre em Engenharia Elétrica.

Campinas
São Paulo - Brasil

Outubro de 1996

Este exemplar corresponde à redação final da tese defendida por	<i>Christiano Pereira Guerra</i>
	e aprovada pela Comissão
Jugadora em	18 / 10 / 96
<i>[Signature]</i>	<i>[Signature]</i> Orientador

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

**FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA
E DE COMPUTAÇÃO**

*Modificação estrutural em sílica vítrea e quartzo
cristalino por implantação de He^+
para guiamento óptico*

Christiano Pereira Guerra

Dissertação de Mestrado defendida e aprovada em 18 de outubro de 1996,
pela Banca Examinadora constituída pelos Professores:

**Dr. Luiz Carlos Kretly, Presidente
DEMIC/FEEC/UNICAMP**

**Dr. Leonardo de Souza Mendes
DECOM/FEEC/UNICAMP**

**Dr. Luiz Carlos Barbosa
DEQ/IFGW/UNICAMP**

*“Serras que se vão saindo,
para destapar outras serras.
Tem de todas as coisas. Vivendo se
aprende; mais o que se aprende, mais,
é só fazer outras maiores
perguntas.”*

João Guimarães Rosa

*Um agradecimento especial
aos meus pais Ligia e Alfredo
pela compreensão e afeto
sempre presentes*

Resumo

O propósito deste trabalho foi estudar a aplicação da técnica de implantação de íons para a modificação de índice de refração em substratos vítreos e cristalinos, possibilitando o guiamento óptico. Foram implantados íons de He^+ com energias variando entre 30 e 190 KeV e doses entre $1,0 \times 10^{16}$ e $2,5 \times 10^{16}$ íons/cm² em lâminas de sílica vítrea e quartzo cristalino com cortes perpendiculares aos eixos x , y , e z . Para a caracterização óptica foram feitas medidas dos modos de propagação TE (transversal elétrico) e TM (transversal magnético) de um feixe laser Ar^+ sintonizado em $\lambda = 488,0$ nm , através do método “*dark modes*” . Foram estudados os efeitos da variação de dose, energia e recozimento nos modos propagantes na camada modificada. Foram utilizadas diferentes técnicas de espectroscopia infravermelho para analisar as modificações estruturais dos silicatos pelo bombardeamento dos íons de hélio. Análises por difração de raio-X também foram utilizadas para analisar a estrutura do cristal de quartzo puro e modificado pela implantação dos íons.

Índice Geral

<u>Capítulo I - Introdução</u>	1
---	---

Capítulo II - Implantação Iônica

2.1)- Introdução.....	7
2.2)- Histórico.....	10
2.4)- Interação do feixe iônico com a matéria.....	12

Capítulo III - Estrutura dos Silicatos

3.1)- Sílica Vítrea.....	17
3.2)- Quartzo cristalino.....	18
3.2.1)- Propriedades do quartzo.....	22
3.3)- Implantação de He^+ nos Silicatos.....	26

Capítulo IV- Caracterização Óptica da Camada Modificada

4.1)- Acoplamento através de prisma.....	33
4.1.1- Introdução.....	37
4.1.2- Acoplamento entre o guia de onda e o prisma.....	37
4.1.3- Interferômetro de Lummer-Gehrke.....	45
4.1.4- Medida do índice de refração do prisma.....	46
4.1.4.1- Procedimentos para a medida do ângulo de desvio mínimo.....	47
4.1.4.2- Determinação do índice de refração do prisma.....	48

4.1.5- Medida dos modos de propagação TE e TM.....	51
4.1.5.1- Sílica vítrea.....	51
4.1.5.2- Quartzo cristalino.....	54
4.2)- Acoplamento holográfico.....	56
4.2.1- Introdução.....	56
4.2.2- Gravação e leitura do elemento ópto-holográfico.....	57

Capítulo V- Espectroscopia infravermelho, visível e ultravioleta

5.1- Introdução.....	61
5.2- Espectroscopia dos silicatos.....	62
5.2.1- Espectroscopia por reflexão.....	64
5.3- Reflexão total interna.....	67
5.3.1- Efeito Goss-Hänchen.....	69
5.3)- Espectroscopia infravermelho por refexão.....	73
5.4)- Espectroscopia UV-VIS-IR.....	78
5.5)- Espectroscopia diferencial de reflexão difusa.....	84

CapítuloVI- Difração de raio-X

6.1)- Introdução.....	86
6.2)- Identificação dos planos de corte.....	88
6.3)- Caracterização do quartzo implantado.....	91

<u>Conclusão</u>	92
-------------------------------	----

Referências Bibliográficas.....	94
Abstract.....	97
Lista de Símbolos.....	98

Apêndices

Apêndice 1- Simulador TRIM (Transport of Ion in the Matter).....	100
Apêndice 2- Parâmetros físicos da sílica vítrea e do quartzo cristalino.....	105
Apêndice 3- Diagrama de pressão temperatura para o quartzo.....	106
Apêndice 4- Relação dos equipamentos utilizados neste trabalho de tese.....	107

Anexos

Anexo 1- Difratoograma do pó de quartzo sintético, mostrando os principais planos cristalinos
Anexo 2- Difratoograma de lâmina de quartzo com corte perpendicular a Y, mostrando o plano $10\bar{1}0$, sem receber implantação .
Anexo 3- Difratoograma de lâmina de quartzo com corte perpendicular a Z e corte perpendicular a X , sem receber implantação.
Anexo 4- Difratoograma de lâmina de quartzo com corte perpendicular ao eixo Y, implantado com He^+ a uma energia de 190 keV e dose de $2,0 \times 10^{16}$ íons/cm²
Anexo 5- Difratoograma da amostra de quartzo com corte perpendicular ao eixo Y, sem receber implantação (outro lado da mesma lâmina do anexo 4).
Anexo 6- Difratoograma da amostra de quartzo com corte perpendicular ao eixo Z, implantado com energia de 190 keV e dose de $2,0 \times 10^{16}$, e recozido à temperatura de 800°C por 1 hora

Agradecimentos

Gostaria de agradecer ao meu Orientador e Coordenador do CCS, Luiz Carlos Kretly, pelo apoio e pela oportunidade de desenvolver este projeto de tese, e aos Engs. Nelmo e Eudócio, pela operação do equipamento de implantação de íons e geração do feixe iônico de hélio.

Ao professor Dr. Bernard Waldman pelas conversas, opiniões e revisões de textos técnicos.

Ao Professor Dr. Luis Carlos Barbosa, do Departamento de Eletrônica Quântica - IFGW, pelo empréstimo de componentes e sugestões.

À professora Dr^a. Lucila Cescato do Laboratório de óptica - IFGW, por permitir a utilização dos equipamentos e montagens daquele laboratório, onde foram feitas as caracterizações ópticas das amostras e gravação de componentes difrativos.

Ao Prof. Celso Davanzo do Instituto de Química e ao Eng. Antônio Carlos da Costa do Laboratório de Espectrometria-IFGW pelas análises de espectroscopia infravermelho, visível e ultravioleta.

Ao pesquisador Dr. Armando Hideki Shinohara, do Departamento de Engenharia de Materiais da Faculdade de Engenharia Mecânica, pelo fornecimento de amostras, análises de raio-x e sugestões.

Gostaria de agradecer também à empresa *ABC-Cristais microeletrônica S.A.*, que através do Sr. Carlos Fada, forneceu gratuitamente amostras de cristais de quartzo de alta pureza em formato de lâminas.

Ao Sr. Djalma da empresa *OPTO optoeletrônica S.A.* pelo polimento também gratuito das amostras de quartzo com a planicidade necessária para uma boa precisão do experimento.

Ao *CNPQ** pelo apoio financeiro.

Às demais pessoas que de forma direta e indireta auxiliaram neste trabalho de tese.

CCS - Centro de componentes semicondutores, Unicamp

IFGW - Instituto de Física Gleb Wataguin, Unicamp

CNPQ - Conselho nacional de pesquisa e desenvolvimento

Lista de Figuras

Figura 1.1- Dispositivos ópticos passivos.....	1
Figura 1.2- Processador de Fourier integrado.....	2
Figura 1.3- Unidade óptica integrada.....	3
Figura 1.4- Métodos de fabricação de dispositivos.....	4
Figura 2.1- Diagrama geral do equipamento de implantação de íons	8
Figura 2.2- Formação de átomos recuados por colisão elástica.....	15
Figura 3.1- Rede estrutural da sílica vítrea projetada em um plano.....	17
Figura 3.2- Ângulo de ligação entre os tetraedros de SiO ₂	18
Figura 3.3- Modelos estruturais da sílica vítrea.....	19
Figura 3.4- Faces do cristal de quartzo.....	23
Figura 3.5- Esquema para corte de lâminas de quartzo orientadas.....	24
Figura 3.6- Defeitos estruturais comuns em sílica vítrea.....	27
Figura 3.7- Distribuição gaussiana típica.....	30
Figura 4.1- Método <i>dark modes</i> de acoplamento.....	36
Figura 4.2- Feixe laser acoplado em uma lâmina de SiO ₂ implantada com He ⁺	37
Figura 4.3- Acoplamento filme-prisma.....	38
Figura 4.4- Linha observada correspondente a um modo de propagação.....	43
Figura 4.5- Interferômetro Lummer-Gehrke.....	45
Figura 4.6- Ângulo de desvio mínimo.....	47
Figura 4.7- Curva do índice de refração pelo inverso do quadrado do comprimento de onda.....	50
Figura 4.8- Esquema de mistura de duas ondas.....	58
Figura 4.9- Acoplamento holográfico.....	59
Figura 5.1- Efeito Goss-Hanchen.....	69
Figura 5.2 Sistemas de coordenadas dos feixes incidente e refletidos.....	70
Figura 5.3 Deslocamento do feixe refletido por estruturas periódicas e multicamadas	71

Figura 5.4 Espectro infravermelho por reflexão da sílica.....73

Figura 5.5 Espectro infravermelho por reflexão do quartzo 1.....74

Figura 5.6 Espectro infravermelho por reflexão do quartzo 2.....75

Figura 5.7 Espectro infravermelho por reflexão do quartzo 2 com recozimento.....76

Figura 5.8 Espectro infravermelho por reflexão do quartzo 3.....77

Figura 5.9 Espectro UV-VIS-IR da sílica.....78

Figura 5.10 Espectro UV-VIS-IR do quartzo 1.....79

Figura 5.11 Espectro UV-VIS-IR do quartzo 2.....80

Figura 5.12 Espectro IR-VIS-UV de todas as amostras.....81

Figura 5.13 Espectro diferenciais por reflexão difusa.....84

Figura 5.14 Espectro diferenciais por reflexão difusa c/ recozimento.....84

Figura 6.1 Projeção estereográfica do cristal de quartzo.....90

Figura A.1 Simulação TRIM 30 keV.....101

Figura A.2 Simulação TRIM 50 keV.....102

Figura A.3 Simulação TRIM 110 keV.....103

Figura A.4 Simulação TRIM 190 keV.....104

Capítulo I

Introdução

No contexto atual de desenvolvimento tecnológico, as comunicações ópticas tem exercido um papel muito importante na transmissão de dados, imagens e sons, juntamente com as comunicações por satélites. O aumento da velocidade da transmissão óptica foi possível graças ao aprimoramento dos materiais utilizados na fabricação das fibras ópticas, como também a melhoria das características dos dispositivos empregados nos sistemas, tais como lasers e fotodetetores.

A tecnologia de fabricação dos guias de onda é uma parte fundamental na fabricação de dispositivos passivos e ativos, como também são partes integrantes de lasers e detetores.

Os dispositivos ópticos passivos são compostos basicamente por defletores difrativos, filtros, lentes e acopladores. Na figura abaixo podem ser observados dois dispositivos ópticos passivos, que vão ser largamente utilizados em futuro próximo, em dispositivos WDM (Wavelength Division Multiplexing).

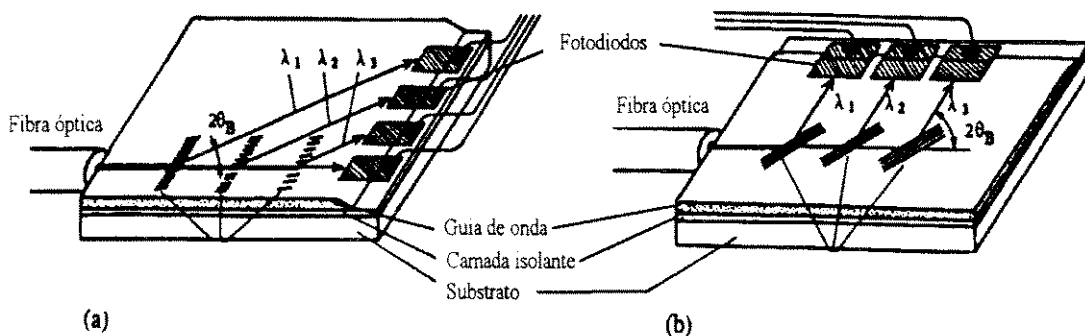


Fig.1.1)- Dispositivos ópticos passivos. Terminal receptor monolítico integrado WDM

a)- Tipo transmissão. b)- Tipo reflexão

Os dispositivos ópticos ativos oferecem uma variedade de formas de controlar o guiamento da luz dentro do dispositivo. Os dispositivos ativos fabricados atualmente, utilizam basicamente os efeitos eletro-ópticos (EO) e acusto-ópticos (AO) como forma de mudar os parâmetros de propagação da luz.[25,43]

O efeito eletro-óptico induz uma mudança de índice de refração, através da aplicação de um sinal elétrico sobre eletrodos interdigitais. Apesar do ângulo de deflexão ser fixo, ele oferece uma série de vantagens, como alta eficiência e alta velocidade de chaveamento.

O efeito acusto-óptico é causado pela modulação do índice de refração provocado por uma variação de tensão do material. Portanto uma onda acústica se propagando no cristal, causa uma variação de tensão mecânica e a consequente variação de índice de refração.

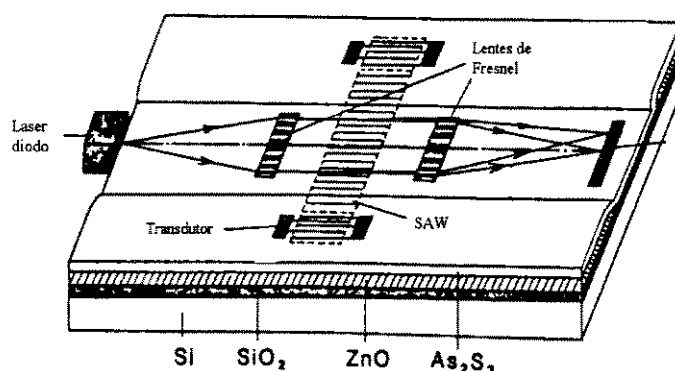


Fig. 1.2)- Processador óptico de Fourier integrado, usando substrato de Si.

Uma célula de Bragg acusto-óptica é construída com um transdutor SAW (Surface Acoustic Wave). O período da grade induzida é continuamente trocada por uma frequência de RF de entrada. O sinal de entrada serial é convertido em um sinal espacial de saída, causado pelos efeitos de propagação do SAW.

Dentre as varias aplicações, vale ressaltar os seguintes dispositivos: Moduladores, chaves ópticas, defletores de ângulo variáveis, filtros ópticos sintonizáveis e moduladores espaciais.

Para a fabricação de um guia de onda óptico, é necessário modificar o material que constitui o substrato, causando uma mudança de índice de refração. A diferença de índice, necessita ser da ordem de $\Delta n = 0,001$ a $0,02$ para haver o guiamento da luz. Mudanças mais altas de índice, são usadas para confinamento de luz em dispositivos eletroópticos, mais resulta em um alto espalhamento causado pelo grande número de defeitos que estas mudanças introduzem no material, não desejável portanto para aplicações em guiamento de luz.

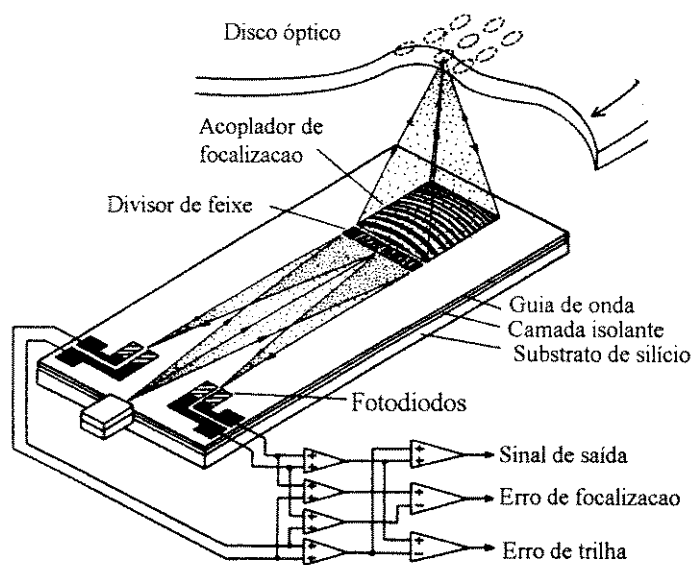


Fig.1.3)- Unidade óptica integrada de leitura de discos ópticos. Concepção Universidade de Osaka

Para causar mudança de índice de refração com objetivo de produzir guias de onda, são utilizadas principalmente as seguintes técnicas: Troca, difusão e implantação iônicas.

A confecção de guias de luz em cristais utilizando difusão iônica e troca iônica, são feitas a temperaturas altas, aproveitando a maior mobilidade dos íons dentro do cristal com o aumento da temperatura. Isto se torna um problema quando o cristal apresenta mudanças estruturais ou troca de fase nesta faixa de temperatura.

A tecnologia de implantação iônica acontece utilizando temperaturas mais baixas, o que abre possibilidade de aplicação a materiais sensíveis ao calor, como os polímeros e alguns cristais. O cristal de Niobato de Lítio por exemplo, possui uma temperatura de transição de fase por volta de 240° C, tornando difícil a aplicação da técnica de difusão iônica para este tipo de cristal.

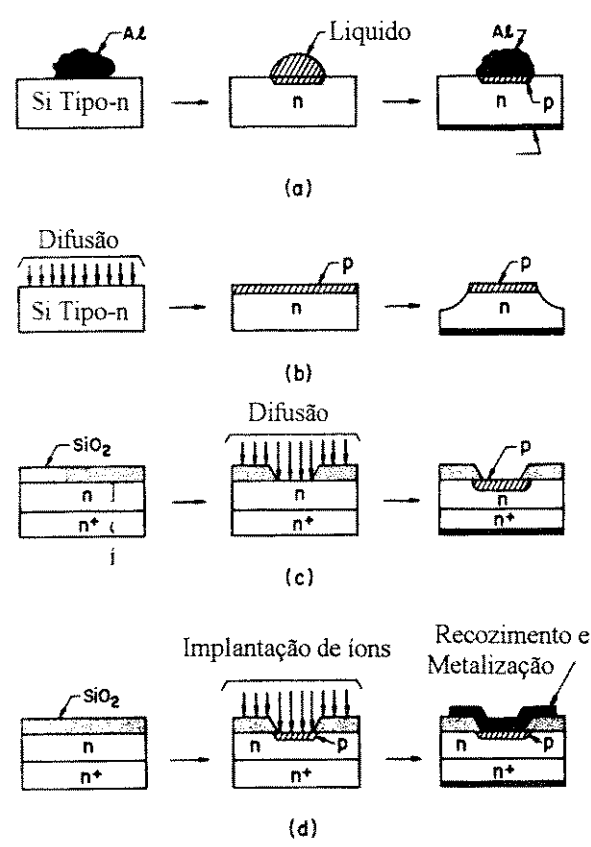


Fig. 1.4)- Alguns métodos de fabricação de dispositivos. a)- Junção soldada, b)- Mesa junção difundida, c)- Junção planar difundida em substrato epitaxial, d)- Implantação iônica

A tecnologia de implantação iônica permite também uma variação alta de índice de refração nos substratos, permitindo também uma precisão alta na dose e energia dos íons implantados. O processo utiliza uma técnica que não envolve diretamente processos térmicos para a modificação estrutural e composicional dos materiais.

A proposta inicial deste trabalho de tese foi o uso do feixe iônico positivo de hélio para ser implantado em substratos de sílica vítrea. Este gás foi escolhido por ser

um elemento químico leve, inerte e de fácil obtenção. Foi difícil conseguir um feixe de hélio estável, com uma corrente média razoável, devido à alta energia de ionização deste gás $E_0 = -24,6 \text{ eV}$.

Foi necessário utilizar uma fonte sólida auxiliar para ajudar no processo de ionização e formação do plasma [8].

Neste trabalho seria feito a implantação de íons leves, consistindo basicamente da utilização dos três primeiros elementos da tabela periódica, hidrogênio, hélio e lítio. Mas dificuldades técnicas impossibilitaram a realização destes experimentos antes do final deste trabalho de tese. Houve uma dificuldade na obtenção do recipiente de hidrogênio e das conexões apropriadas para conectar o cilindro à máquina de implantação de íons com segurança.

O hidrogênio além de ter um alto alcance e fluência no interior dos materiais, causa uma mudança alta de índice de refração, devido à alta reatividade deste elemento com os silicatos. A implantação de hidrogênio em silicatos leva à formação de ligações Si-H e Si-OH, além de quebras de ligações e deformações estruturais.

A implantação de íons de lítio, produz uma camada superficial de cerâmica vítrea à temperaturas relativamente baixas de recozimento [16]. A transformação de amorfo para cristalino ocorre acima de 750°C . A superfície formada é altamente resistente à compressão, permitindo a possibilidade de aplicações deste material em altas temperaturas.

Foram obtidas amostras de lítio metálico, mas a corrente do feixe Li^+ foi muito pequena para implantar com a dose especificada: $1 \text{ a } 10 \times 10^{16} \text{ íons/cm}^2$. O ideal seria utilizar o lítio granulado, comercializado pela empresa *Merk*.

O hélio ao contrário do hidrogênio e do lítio, não reage com o material do substrato, mas causa mudanças significativas nas propriedades ópticas e físicas dos materiais através de quebra de ligações, compactação da estrutura amorfa, desordem e amorfização da estrutura cristalina.

Quanto à escolha do substrato, foi escolhido a sílica vítrea entre 15 tipos diferentes de vidros, inclusive novas matrizes vítreas. O motivo da escolha da sílica vítrea se deve ao fato de que além deste material ser extensamente estudado, oferece excelentes propriedades físicas e ópticas.

A sílica vítrea ou quartzo fundido é um material ideal para aplicações em dispositivos ópticos, porque apresenta uma alta estabilidade dimensional aliada ao baixo coeficiente de dilatação térmica. Estes fatores permitem que um bloco de sílica vítrea apresente uma variação dimensional muito pequena, da ordem de uma fração de comprimento de onda visível durante alguns anos.

Apresenta também uma ótima transmissão na faixa que vai do ultravioleta ao infravermelho. Possui uma excelente resistência a produtos químicos e à incidência de radiação.

Posteriormente este trabalho foi estendido à utilização de cristais de quartzo cortados em diferentes orientações, perpendiculares aos eixos *X*, *Y* e *Z*.

É interessante relacionar duas substâncias de mesma constituição química, mas com propriedades físicas e morfológicas tão diferentes quanto as formas cristalinas e amorfas do quartzo. Os efeitos que os íons provocam nestas substâncias, e as mudanças causadas em suas propriedades físicas variam bastante da forma cristalina para a forma amorfa.

Capítulo II

Implantação iônica

2.1)- Introdução

A geração de íons e a sua interação com o meio, vem sendo estudado há várias décadas. Com o desenvolvimento de aceleradores para experimentos em física nuclear e também a necessidade de separação de isótopos por íons carregados nos anos 40, tornaram as fontes de íons uma prioridade para o desenvolvimento científico e tecnológico daquela época.

Atualmente tem aumentado muito o interesse na tecnologia de implantação de íons, devido à sua crescente utilização na área de microeletrônica. Este processo chega a representar cerca de 90% de todos os processos envolvidos na fabricação de circuitos integrados.

A implantação iônica é uma tecnologia utilizada para mudar várias das propriedades físicas dos materiais, dentre as quais se destacam as propriedades ópticas, no caso específico desta tese. Pode ser utilizada para dopar materiais semicondutores, criando gaps entre as bandas de valência e condução destes materiais. Esta tecnologia também é muito utilizada para provocar mudanças das propriedades de diversos tipos de materiais como metais e polímeros, alterando significativamente as propriedades superficiais, tais como, resistência mecânica, corrosão entre outras propriedades.

Atualmente os equipamentos de implantação iônica são bastante sofisticados. Estes equipamentos são compostos basicamente por uma fonte de íon onde o plasma é gerado, a coluna de aceleração e deflexão, e a câmara de carregamento.

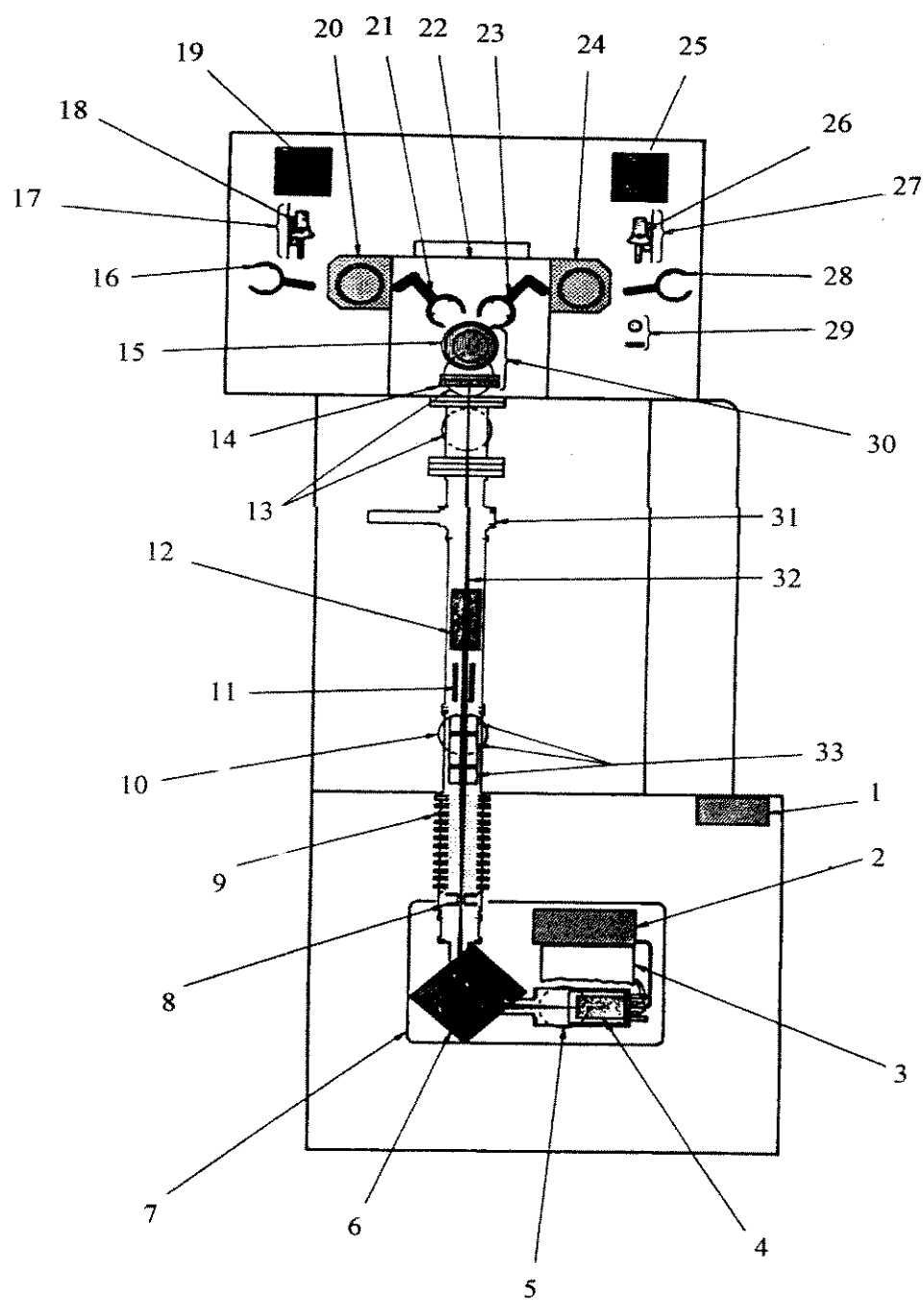


Fig. 2.1)- Diagrama geral de um implantador de íons

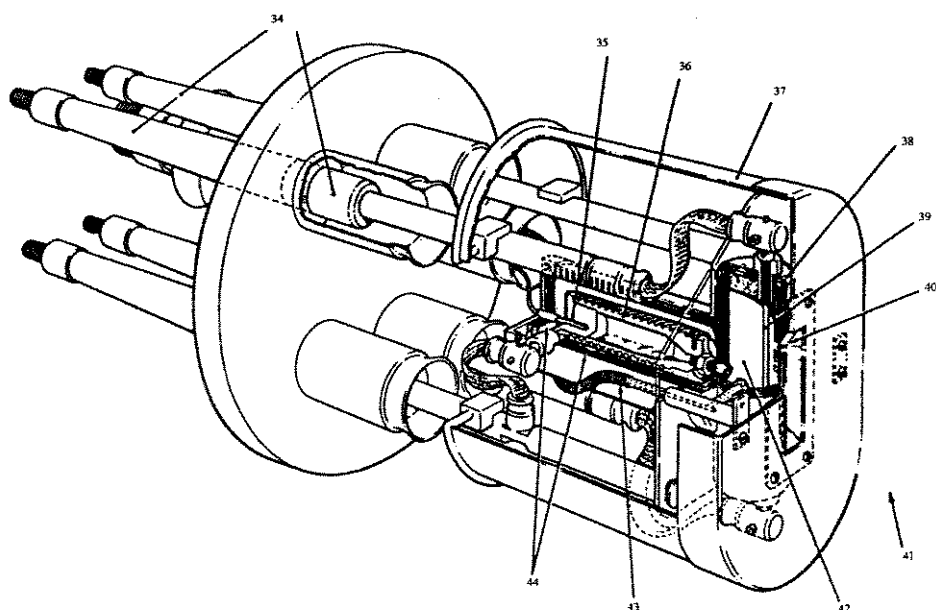


Fig. 2.1-b)- Diagrama detalhado da fonte de íons

Legenda do diagrama

- | | |
|--------------------------------------|-------------------------------------|
| 1- Sistema de gás auxiliar | 12- Placas de escaneamento vertical |
| 2- Sistema de gás tóxico | 13- Bombas criogênicas |
| 3- Fonte de tensão da fonte de íons | 14- Posição de implantação |
| 4- Fonte de íons | 15- Posição de carga/descarga |
| 5- Bomba difusora de vácuo | 16- Braço rotatório de descarga |
| 6- Analisador magnético | 17- Plataforma de descarga |
| 7- Terminal de alta voltagem | 18- Válvula de isolamento |
| 8- Bloqueador de feixe | 19- Plataforma de descarga |
| 9- Coluna de aceleração | 20- Cassete de descarga |
| 10- Bomba criogênica | 21- Saída da carga |
| 11- Placa de escaneamento horizontal | 22- Braço interno de descarga |
| 22- Câmara de alto vácuo | 33- Tripleto de lentes quadrupolos |
| 23- Braço interno de carga | 34- Isolantes |
| 24- Entrada da carga | 35- Termopar |
| 25- Cassete de carga | 36- Aquecedor |
| 26- Plataforma de carga | 37- Campo corona |
| 27- Plataforma de carga | 38- Isolamento térmico |
| 28- Braço rotatório de carga | 39- Filamento |
| 29- Controle | 40- Fenda de extração |
| 30- Platô móvel | 41- Feixe de íons |
| 31- Válvula de isolamento | 42- Câmara de arco |
| 32- Feixe de íon | 43- Linha de gás |
| | 44- Isolamento térmico |

2.2)-Histórico [6]

- Marie Curie postula em 1900 a hipótese que os raios alfa possam ser considerados como projéteis materiais sujeitos à perda de energia ao atravessarem a matéria.
- Derivou do livro de J. J. Thomson “Conduction of Electricity Through Gases” (1903), o tratamento teórico para o espalhamento de duas partículas carregadas.
- Em 1909 Geiger e Marsden estudaram a penetração de partículas alfa através de finas folhas, analisando o espalhamento das trajetórias após atravessarem o material.
- Rutheford foi capaz de demonstrar teoricamente, que o retroespalhamento é devido a um evento único. Analisando este efeito e também os elétrons espalhados, calculou que o núcleo do alumínio tem a carga 22, e da platina 138.
- J.J. Thomson (1912) na época diretor do laboratório de Cavendish e Niels Bohr (1913) publicam quase simultaneamente a análise do freamento de partículas carregadas pela matéria. Thomson ignora a teoria de Rutheford sobre espalhamento de partícula alfa. O átomo nuclear com o núcleo positivamente carregado foi a base da teoria de Bohr.
- Bohr introduziu a estrutura atômica na teoria de freamento dos elétrons atingidos. Fez isto através das frequências obtidas do espectro óptico, calculando assim a energia transferida ao oscilador harmônico. Concluiu também que a perda de energia dos íons passando através da matéria pode ser dividido nas componentes do freamento nuclear e eletrônico.
- Bethe e Bloch deduzem no início dos anos 30 a aproximação de Born, equação fundamental para o freamento de partículas muito rápidas em um plasma de elétrons quantizado, tratando o problema na perspectiva da mecânica quântica.
- Nos anos 30 voltou o interesse em estudar a perda de energia através da matéria, com a descoberta da fissão nuclear e das partículas dela resultante. Os fragmentos da fissão são tratados como um íon pesado ionizado.
- Com o problema da carga efetiva, Bohr sugere que o íon possa ser considerado livre de todos os elétrons e com velocidade menor que a velocidade dos íons.

- Lamb em 1940 considera uma aproximação similar da carga efetiva mais baseado na energia do que na velocidade. Ele sugere que a distribuição de velocidades dos elétrons do alvo altera significativamente o alcance dos fragmentos da fissão.
- Fermi concentrou sua atenção na interação de partículas carregadas com o plasma dielétrico de um sólido e a polarização elétrica do meio pela partícula.
- Durante os anos 50 foram publicados muitos artigos fundamentais avaliando a transferência de energia de partículas ao plasma quantizado de elétrons, e a perda de energia nos núcleos do alvo. Este problema foi avaliado por Bohr, onde ele considerou os elétrons como osciladores harmônicos carregados, com frequências orbitais estabelecidas pela análise de dados ópticos.
- A interação das partículas com o plasma de elétrons foi estendido ao plasma quantizado e aos átomos de Thomas-Fermi por Bethe e Bloch.
- Fermi considerou que uma partícula rápida carregada, polariza o meio eletrônico clássico, modificando a interação do plasma com a partícula. Fermi e Teller descreveram que para um gás degenerado, pouco energético e livre de elétrons onde a perda de energia é diretamente proporcional à velocidade.
- A perda de energia eletrônica para baixas energias são dependentes da velocidade, de acordo com Lindhard e Scharff em 1961. A aproximação de Lindhard considera interações não relativísticas entre as partículas.
- Em 1963 a primeira aproximação unificada para a teoria de freamento e alcance dos íons foi feito por Lindhard, Scharff e Schiott. Esta aproximação é denominada de teoria LSS.
- Brandt e Kitagawa fazem uma revisão na teoria de Bohr. Modificações relativas ao grau de ionização dos íons viajando nos sólidos. Eles consideraram a velocidade dos íons relativamente à velocidade de Fermi nos sólidos. Bohr havia sugerido que os elétrons dos íons que estivessem com velocidade orbital menor que a velocidade instantânea do íon seriam arrancados, ficando o íon somente com os elétrons mais energéticos.
- Atualmente o poder de freamento é calculado com uma precisão melhor que 10 % para íons pesados e pouco energéticos. Para íons leves e com altas velocidades, a precisão é melhor que 2 %.

2.3)- Interação do feixe de íons com a matéria

A interação do íon com o material vítreo e cristalino causa mudanças na refletividade, absorção, luminescência, dispersão, termoluminescência, coeficiente eletroóptico, índice de refração, etc. Em muitos casos a implantação iônica causa grandes mudanças em propriedades de absorção e luminescência [4].

Muitos mecanismos contribuem para as mudanças destes parâmetros. Os íons implantados, ao serem freados dentro do material, deslocam os átomos de sua posição original por colisão nuclear. A perda de energia do íon, leva a criação de defeitos fundamentais no sólido, gerando um aumento na absorção óptica nas bandas luminescentes, em muitos casos similares a irradiação de neutrons nos mesmos materiais.

Em muitos casos as impurezas introduzidas pela implantação iônica, definem bandas de absorção e luminescência no material, ao reagirem com as moléculas quebradas pela passagem dos íons. Em outros casos o íon não reage com os átomos do material do substrato.

A colisão nuclear é capaz de gerar defeitos isolados e aglomerados complexos de átomos, na região de freamento nuclear no final do percurso do íon dentro do material.

A taxa de retenção de defeitos não é linear com a dose, mas aumenta com o grau de desordem da rede, sendo mais efetiva nas partes que possuem maior desordem no percurso iônico.

Outro mecanismo de troca de absorção e luminescência dos materiais, é através da formação de colóides precipitados, que são usados há muito tempo para dar cor aos vidros. No processamento de vidros convencionais, Au, Ag, e Cu são adicionados na fusão em baixas concentrações. Estas impurezas formam precipitados que absorvem luz em frequências características dando cor aos vidros. O volume de precipitado que é adicionado no processo convencional, é menor que 1%.

Já no processo de implantação iônica, a fração de precipitado é bem maior. Este alto volume de precipitado leva a trocas significantes nas propriedades de absorção

linear do material, o que leva a criar materiais com propriedades interessantes em óptica não linear.

Dentre os fenômenos que levam a troca de índice de refração do material implantado, está a mudança de fase, microporosidade, introdução de centros de cores, compactação e troca de composição química [1,2,4]. O aumento ou diminuição do índice de refração está relacionado com a forma de interação do íon com o material do substrato.

A partícula quando incide na superfície do substrato, troca de direção como resultado de uma colisão nuclear binária e se move em um caminho livre médio até a próxima colisão. A perda total de energia é o resultado da perda de energia nuclear e eletrônica.

A dificuldade no tratamento teórico consiste em aproximar a integral clássica de espalhamento para um potencial interatômico real. A eficiência no tratamento teórico aumenta com a introdução da dependência da energia com o livre caminho médio.

O livre caminho médio é maior para íons mais energéticos, e vai diminuindo a medida que vão aumentando o número de choques e consequentemente havendo perda de energia pelo íon.

A perda de energia por freamento nuclear e eletrônico são considerados independentes. Uma partícula acelerada perde energia em quantidades discretas nas colisões nucleares, e perde energia continuamente devido à interação eletrônica.

O espalhamento nuclear é um fator importante para a determinação da distribuição espacial das trajetórias das partículas. A colisão nuclear é uma colisão binária e elástica, que causa uma deflexão angular nos íons.

A interação dos íons com os elétrons do alvo provoca uma perda de energia que pode ser descrita através de uma função de distribuição de perda de energia eletrônica.

As curvas de distribuição dos íons dentro do material-alvo, podem ser aproximadas pela distribuição de Pearson-IV, baseada na equação diferencial:

$$\frac{dh(x)}{dx} = \frac{(x' - a)h(x')}{b_2 x'^2 + b_1 x' + b_0} \quad (2.1)$$

Onde: $x' \equiv x - R_p$. A variável $h(x)$ é a função de distribuição normalizada

As constantes a , b_0 , b_1 e b_2 são determinadas em função dos quatro momentos da distribuição:

1)- O alcance médio (*mean range*) μ_1 é definido como:

$$R_p = \int_{-\infty}^{+\infty} xh(x)dx \quad (2.2)$$

2)- O desvio padrão (*straggle*) μ_2 pode ser escrito como:

$$\Delta R_p = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - R_p)^2 h(x)dx \quad (2.3)$$

3)- A assimetria normalizada (*normalized skewness*):

$$\gamma_1 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (x - R_p)^3 h(x)dx}{\Delta R_p^3} \quad (2.4)$$

4)- O achatamento da distribuição (*Normalized kurtosis*):

$$\beta = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (x - R_p)^4 h(x)dx}{\Delta R_p^4} \quad (2.5)$$

O parâmetro *kurtosis* está relacionado com o prolongamento da curva de distribuição.

Considerando um feixe de íons com número atômico Z_i , massa M_s , e energia E é dirigido a uma superfície plana de um alvo monoatômico ao longo da direção $\hat{e}$, fazendo um ângulo θ com a superfície normal n , como mostra a figura.

O objetivo final da simulação, é determinar a probabilidade $F dx$ de que o íon seja freado, até ficar com energia zero em uma camada de espessura dx com uma profundidade x abaixo da superfície.

A incidência normal neste caso, não oferece nenhuma simplificação significativa no tratamento teórico.

Considerando a seguinte distribuição $F(E,\hat{e},x)dx$ para uma direção geral $\hat{e}$. A colisão binária elástica com os átomos do alvo, são descritas pela seção de choque $d\sigma_n(E,T_n,\hat{e},\hat{e}')$ para a troca de estado iônico de $(E,\hat{e})$ para $(E-T_n,\hat{e}')$, onde T_n é a energia transferida ao átomo recuado sendo $\hat{e}'$ a direção do movimento do íon espalhado.

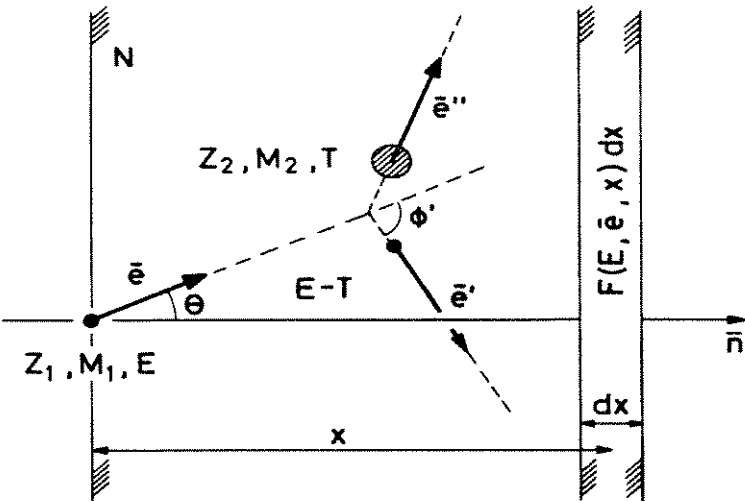


Fig.2.2)- Desenho esquemático da formação de átomos recuados por colisão elástica em uma fatia de material-substrato de espessura dx a uma profundidade x [3]

O contínuo freamento devido às interações eletrônicas, é caracterizado pela seção de choque $d\sigma_n(E,T_e)$. Esta interação não afeta a direção dos íons.

Usando a transformação de invariância do substrato e a completa separabilidade entre $d\sigma_n$ e $d\sigma_e$, é possível obter a equação linearizada de Boltzmann:

$$-\cos\theta \frac{\partial h(E, \bar{e}, x)}{\partial x} = \quad (2.6)$$

$$N \int d\sigma_n \{h(E, \bar{e}, x) - h(E - T_n, \bar{e}', x)\} + N \int d\sigma_e \{h(E, \bar{e}, x) - h(E - T_e, \bar{e}, x)\}$$

Onde $\cos\theta = \bar{e} \bullet \bar{n}$

Esta equação é resolvida para diversas condições de freamentos nucleares e eletrônicos. Para íons altamente energéticos, é necessário conhecer as interações eletrônicas que assumem uma maior importância nesta faixa de energia.

Para calcular o alcance e a distribuição dos íons em materiais compostos são utilizadas vários tratamentos teóricos. Existem duas formas simples de obter o alcance dos íons em materiais compostos. Uma delas é através da determinação do alcance do íon para cada um dos elementos presentes no composto, e depois fazer uma média dos valores de alcance obtidos.

Um segundo método é a utilização do valor médio do número atômico e massa do composto.[3,6]

Para o caso do SiO₂ o número atômico médio é $Z_2 = 10$ e o número de massa médio é $M_2 = 20$. Este modelo só é válido para sólidos amorfos.

Capítulo III

Estrutura dos silicatos

3.1)- Sílica vítrea

A sílica vítrea ou quartzo fundido é um material amorfo. Possui excelentes propriedades térmicas, ópticas, dielétricas e mecânicas. Também apresenta várias modificações polimórficas que envolvem mudança de volume, índice de refração e coeficiente de expansão térmica.

A estrutura se caracteriza por uma estrutura tetraédrica com um átomo de silício no centro e quatro átomos de oxigênio nos vértices. As células unitárias rígidas, são arranjadas como estruturas abertas, como as formas cristalinas do SiO_2 .

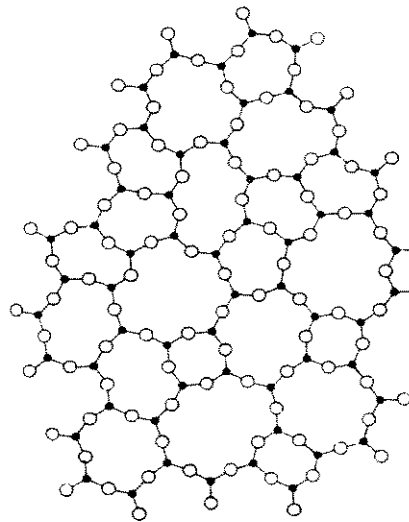


Fig.3.1) Rede estrutural da sílica vítrea projetada em um plano. Círculo fechado representa o átomo de silício e círculo aberto os átomos de oxigênio.[11]

As ligações entre o silício e o oxigênio formam tetraedros que são conectados entre si através de ligações Si-O-Si.

Os tetraedros são girados um em relação ao outro ao longo do eixo que desvia o ângulo de ligação O-Si-O do tetraedro de 106° para 117° . O ângulo Si-O-Si varia entre 120° e 180° , sendo que o valor mais frequente é em torno de 144° . O ângulo β define a distorção da rede de ligação Si-O.

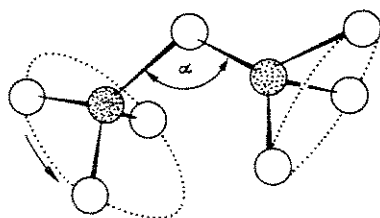


Fig.3.2)- Ângulo de ligação α entre os tetraedros de SiO_2

É um material de altíssima importância tecnológica. Pode ser utilizada na fabricação de fibras ópticas, substratos pouco deformáveis para microeletrônica, bulbos de lâmpadas de arco e tungstênio-halogênio entre outras aplicações.

Por causa do alto grau de pureza conseguido atualmente, aliado a uma certa organização na solidificação, a sílica fundida normalmente tem um maior grau de ordenação que os vidros.

O processo de fabricação envolve a utilização de areia pura ou lascas de quartzo brasileiro. O material é fundido a vácuo ou uma atmosfera controlada, em uma temperatura de aproximadamente 2000°C . Pode também ser produzido pelo processo plasma-spray [10,14]

Muitas vezes é obtido através da hidrólise ou oxidação de SiCl_4 em chamas. Este material formado, apresenta uma grande quantidade de água como também uma forte presença de grupos OH^- .

3.1.1)- Modelos estruturais

Um dos modelo estruturais da sílica vítrea é desenvolvido a partir da teoria de microparacristais. Este modelo é baseado na análise de espectros vibracionais da β -cristobalita. Este modelo foi proposto inicialmente por Phillips [15]. Para a construção deste modelo são utilizadas tanto a estrutura amorfa quanto a cristalina.

No modelo microparacristalino, a estrutura da sílica vítrea é descrita como microparacristais com o tamanho de quatro planos cristalinos, formando uma célula unitária octaédrica com aproximadamente 1,25 nm de tamanho [15,20,21].

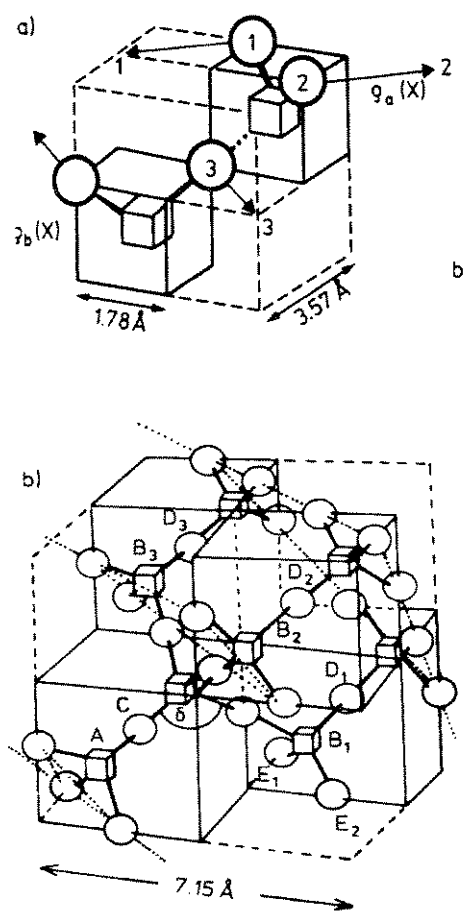


Fig.3.3)- Visualização gráfica de um dos modelos estruturais da sílica vítrea [15]. a)- modelo baseado em dois átomos de oxigênio (círculos) e um átomo de silício (quadrado) compondo um tetraedro. b)- ligação entre os tetraedros.

O modelo de rede contínua é proposto por Zachariasen. Baseados em dados de metrologia óptica para a determinação das coordenadas dos átomos, foram desenvolvidas modelos físicos com até 614 átomos de silício e oxigênio [15].

Outros modelos como o modelo quasi-cristalino são baseados na rede topológica de formas cristalinas de SiO_2 . Estas pequenas regiões ordenadas lembram em alguns casos a estrutura da tridimita e são fortemente ligadas umas às outras de forma análoga a ligação entre os cristais gêmeos, no caso de germinações. Isto é um defeito muito comum que ocorre em cristais de quartzo.

O espalhamento de radiação é o experimento usual para a obtenção de funções estruturais PDF (pair distribution functions) ou RDF (radial distribution function) de um sólido amorfo [20,21]. A função de distribuição espacial é obtida da transformada de Fourier do espalhamento coerente de intensidade $I(s)$, sendo que $s = 4\pi/\lambda \sin\theta$.

Equação empírica de dispersão da sílica vítrea (14):

$$n^2 - 1 = \frac{0,6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0,0684043^2} + \frac{0,4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0,1162414^2} + \frac{0,8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9,896161^2} \quad (3.1)$$

Onde λ é dado em microns.

Foi medido o índice de refração $n = 1,4582$ para a amostra de sílica vítrea utilizada neste experimento. Esta medida foi feita utilizando o refratômetro de Abbé, com o comprimento de onda $\lambda = 589,3 \text{ nm}$, da lâmpada de sódio.

3.2)- Quartzo cristalino

A palavra francesa quartz, derivou do alemão quarz, termo utilizado por mineiros alemães há muito tempo. Existe a hipótese que a palavra tenha se originado da tcheco-eslovaquia do termo tv'rdy que significa duro [10].

O cristal de quartzo possui o eixo z, que é denominado o eixo óptico. O eixo x é denominado eixo elétrico e o eixo y o eixo mecânico, devido às propriedades existentes em cada uma destas direções.

O quartzo cristaliza na classe trigonal trapezoidal [41] do subsistema romboédrico. O tipo de rede é hexagonal. A classe trigonal trapezoidal é caracterizado por um eixo de simetria tripla, e três eixos de simetria dupla perpendiculares ao primeiro, e com ângulos de 120° entre si.

O quartzo é a forma estável da sílica para temperaturas abaixo de 573°C , também chamado α -quartzo. Troca para a fase β -quartzo acima de 573°C . Em 870°C passa para a fase β -tridimida e a 1157°C para β -cristobalita.

O ângulo de ligação α do oxigênio é 143° no α -quartzo. Para o caso da α -cristobalita este ângulo é igual a 150° e na β -cristobalita 152° .

Para o uso do quartzo como oscilador, é necessário a utilização de quartzo muito puro e livre de defeitos. Até a primeira metade do século era usado o cristal natural hialino sem defeitos inclusões e germinação. Atualmente são utilizados os cristais crescidos artificialmente em laboratório, pelo processo de recristalização hidrotérmico [10,14] obtendo cristais de alta qualidade e uniformidade.

No processo hidrotérmico lascas de quartzo com níveis de impurezas menor que 50 ppm são colocadas em uma solução de água com hidróxido ou carbonato de cálcio e aquecidas à temperatura de 350 e 400°C para cada uma das câmaras, e pressão de 2000 atm em autoclaves verticais. O vapor formado encontra sementes de quartzo em formato de lâminas com 1 mm de espessura. Ocorrerá a cristalização sobre esta lâmina. Em um mês o cristal cresce aproximadamente 30 mm de espessura. O processo de crescimento do cristal se estende por aproximadamente 45 dias [10].

3.2.1)- Propriedades do quartzo cristalino

O quartzo quando submetido à tensões mecânicas ao longo de certas orientações, apresenta cargas na superfície. Quando um campo elétrico é aplicado, uma tensão mecânica surge no cristal. Compressão ao longo do eixo a produz cargas negativas no final do eixo x entre as faces x e s , e cargas positivas no lado oposto.

O efeito piezoelétrico também é produzido por esforço mecânico de flexão e torsão. Este efeito não é observado quando uma tensão mecânica ou elétrica é aplicada ao longo do eixo c .

As propriedades elásticas e piezoelétricas do quartzo usualmente são descritas com referência aos sistema de eixos ortogonais XYZ , com X coincidindo com o eixo a , Z coincidindo com o eixo c , e o eixo Y perpendicular a X e Y , coincidente com o plano $[10\bar{1}0]$.

As propriedades piezoelétricas do quartzo têm importância fundamental em dispositivos geradores, retardadores e selecionadores de frequências utilizados em equipamentos eletrônicos, aplicados às mais diversas áreas. Para o uso como osciladores, uma lâmina de quartzo é cortada em uma orientação particular, com dimensões determinadas, fazendo com que frequência natural de vibração do cristal coincida com a frequência de oscilação do circuito.

O fenômeno de Piroeletricidade também é observado. O quartzo gera cargas elétricas superficiais quando sofre uma mudança de temperatura. Este efeito é devido às tensões internas formadas pelos gradientes de temperatura no interior do cristal. Este fenômeno pode ser observado pulverizando partículas magnéticas sobre a superfície do cristal.

Quando o cristal é resfriado, as cargas superficiais formadas são idênticas ao sinal obtido quando o cristal sofre compressão no mesmo sentido. O cristal normalmente livre de tensões, apresenta a linha divisória entre as faces s e x , negativamente carregadas. No lado oposto do cristal aparecem cargas positivas. Com o calor este efeito é revertido.

O cristal de quartzo apresenta também a propriedade denominada enantioformismo, que consiste na formação de estruturas iguais mas de simetrias opostas, como se estivessem sendo observadas por um espelho. A mudança estrutural que leva a esta formação, é o arranjo helicoidal do tetraedro SiO_4 ou dos átomos de silício ao longo do eixo triplo.

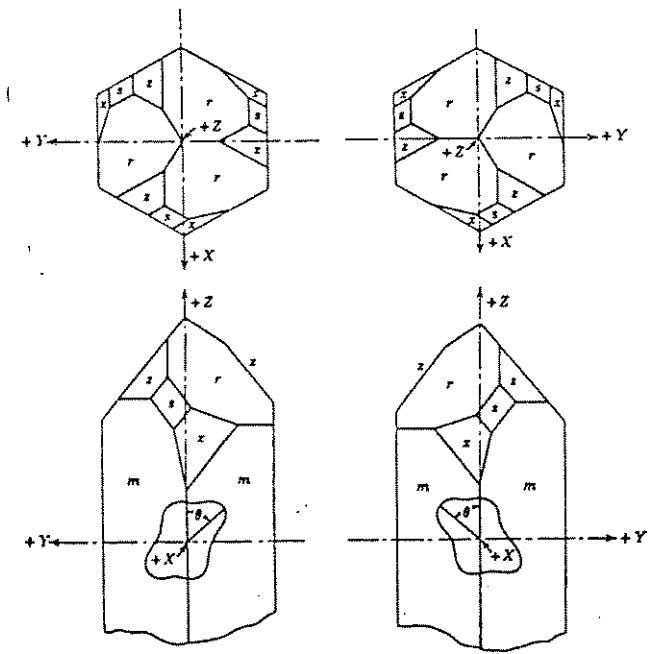


Fig.3.4)- Faces do cristal de quartzo direito e esquerdo [41]

O quartzo é uma substância uniaxial, opticamente positivo. Uma variação significativa de refratividade é encontrado em diferentes partes de um único cristal. Este resultado influencia muito a precisão das medidas de índice de refração.

O índice de refração pode ser calculado através das equações abaixo que são válidas para a região do espectro entre o ultravioleta e o infravermelho.

Para o raio ordinário o índice de refração pode ser calculado [41] pela seguinte relação empírica:

$$n^2 = 3,53445 + \frac{0,008067}{\lambda^2 - 0,0127493} + \frac{0,002682}{\lambda^2 - 0,000974} + \frac{127,2}{\lambda^2 - 108} \tag{3.2}$$

Para o raio extraordinário, o índice de refração pode ser calculado por:

$$n^2 = 3,5612557 + \frac{0,00844614}{\lambda^2 - 0,0127493} + \frac{0,00276113}{\lambda^2 - 0,0000974} + \frac{127,2}{\lambda^2 - 108} \quad (3.3)$$

Sendo que o comprimento de onda λ das equações acima, é dado em microns.

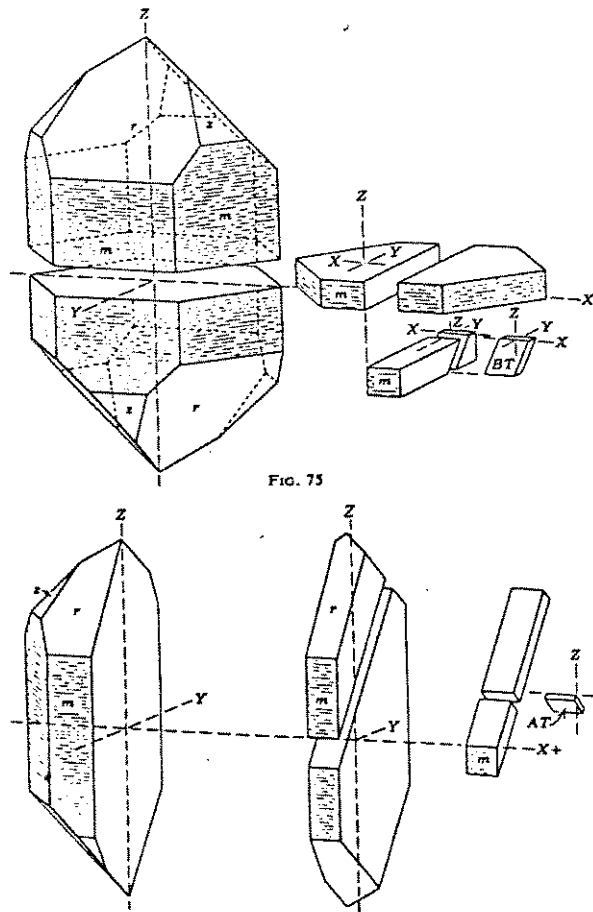


Fig.3.5)- Esquema de corte de lâminas de quartzo orientadas [41]

O índice de refração das amostras de quartzo cristalino fornecidos pela empresa *ABC-cristais* foram medidos com o refratômetro de Abbé, com uma precisão de $\pm 0,0005$. Para medir o índice ordinário e o extraordinário, foi colocado um polarizador depois da lâmpada, para selecionar as respectivas polarizações.

$$\begin{cases} n_o = 1,5435 \\ n_e = 1,5530 \end{cases}$$

Para a amostra **quartzo 1**, com corte perpendicular ao eixo Y , foi medido apenas um índice de refração independente da polarização, que corresponde ao índice de refração ordinário.

A amostra **quartzo 2**, com corte perpendicular ao eixo Z apresentava linhas bem definidas para cada um dos índices e o índice de refração ordinário com o valor ligeiramente maior: $n_o = 1,5440$.

A birrefringência do quartzo diminui com o aumento do comprimento de onda. Com o aumento da temperatura acima de 573°C , a birrefringência decai [40].

O quartzo é ligeiramente birrefringente na direção do eixo óptico. Uma luz plano-polarizada, viajando na direção do eixo óptico, é separada em dois feixes circularmente polarizados de sinais opostos e com diferentes velocidades. Quando estes dois feixes se juntam, eles formam um feixe plano polarizado girado em relação ao feixe original.

O quartzo direito, gira o plano de polarização da luz no sentido horário e o quartzo esquerdo gira no sentido anti-horário. Porém o quartzo é opticamente inativo na direção inclinada em $56^{\circ} 10'$ em relação ao eixo c .

A rotação da polarização da luz existe para compensar o arranjo helicoidal dos tetraedros SiO_4 ao longo da direção $[0001]$ da estrutura do quartzo.

Ao cortarmos uma lâmina de quartzo perpendicularmente ao eixo z , ela causa uma rotação da polarização do feixe de luz. Em outras direções da propagação da luz, o feixe é dividido em dois devido à birrefringência.

Por estas propriedades de polarização e a alta estabilidade dimensional, o quartzo cristalino é muito utilizado na fabricação de compensadores (Soleil e Babinet), lâminas de onda e filtros de banda passante estreita (Lyot e Sölc) [10,17].

3.3)- Implantação de He⁺ nos silicatos

O perfil de danos provocado no quartzo pela implantação dos íons, define uma barreira de índice de refração mais baixo, separando a região do guia óptico do restante do cristal. Portanto a luz fica confinada entre a superfície do substrato e a barreira de menor índice de refração provocada pelo estrago dos íons implantados e uma consequente amorfização na rede cristalina.

Em muitos cristais o efeito de stress na rede cristalina, são suficientes para inibir uma total amorfização. Os materiais que existem em ambas as fases amorfa e cristalina, são materiais que são capazes de reter uma troca de índice de refração estável, desde que a formação de uma fase amorfa estável, não provoque uma reação termodinâmica quando é feito o recozimento. Nos materiais compostos, as várias subredes revertem a uma estrutura perfeita para diferentes temperaturas [1,4,13,18].

Uma alta dose de implantação poderá induzir a formação de novas fases, tanto no material amorfo quanto no cristalino. Pequenas concentrações de impurezas iônicas são capazes de gerar nucleações de desordem em grandes volumes, como também novas fases.

Em uma dose muito alta, ocorre um alargamento da barreira. Isto sugere uma troca do mecanismo de estrago. Este fenômeno pode ser atribuído à interação entre o estrago nuclear e a excitação eletrônica [2,19].

A implantação à baixas temperaturas provoca uma retenção maior de deslocamentos, pela inibição da recombinação entre pares de vacâncias e intertícios, apesar do material estar em um estado excitado. O recozimento a médias temperaturas removem basicamente defeitos isolados.

No caso do quartzo cristalino, os danos provocados na estrutura cristalina, são totalmente removidos com o recozimento, desde que a nova estrutura formada esteja praticamente toda amorfizada. A nova estrutura formada é estável, mas para uma variedade de sílica menos densa, a estrutura apresenta um relaxamento.

Vários defeitos são encontrados na sílica vítrea. A implantação de íons leves, induzem a formação de alguns destes defeitos.

- Oxigênios não ligados NBOC (Non Bridging Oxygen Center)
- Grupos silanol (Si-OH)
- Ligações (Si-H)
- Podem existir vacâncias de silício ou oxigênio e ligações intersticiais de mesma espécie Si-Si e O-O (Homobonds)

As moléculas de água presentes no ambiente, se difundem na estrutura da sílica. Com a implantação iônica, estas moléculas são empurradas para dentro da estrutura, ao mesmo tempo que reagem com a sílica. Estas ligações são indesejáveis, pois introduzem bandas de absorção no sólido. Para aplicações em dispositivos ópticos, este efeito tem que ser evitado, pois introduz perdas significativas de potência óptica.

Podem existir também defeitos diamagnéticos e paramagnéticos. Todos os defeitos paramagnéticos estáveis estão associados às bandas de absorção óptica, uma vez que os níveis de energia parcialmente ocupados, estão localizados no meio da banda óptica, permitindo transições de lacunas para a banda de valência e elétrons para a banda de condução.

Os defeitos diamagnéticos também podem apresentar bandas de absorção na região UV associadas às transições de elétrons para a banda de condução.

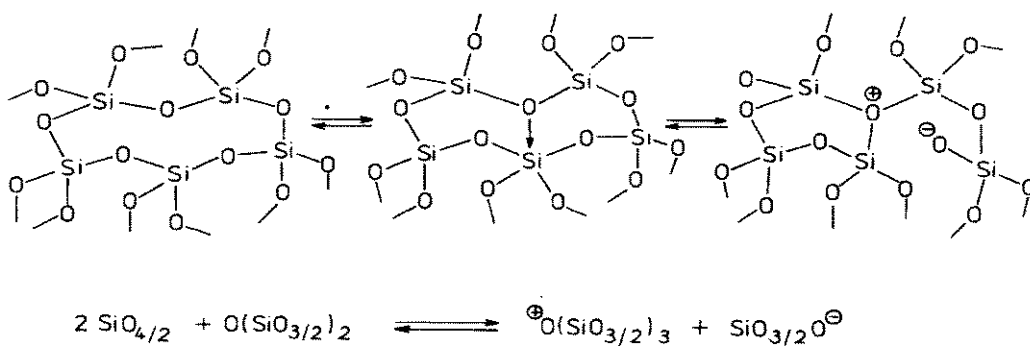


Fig.3.6)- Defeitos estruturais comuns na sílica vítrea [11]

Uma das consequências da deposição de energia pelos íons implantados, é a excitação dos elétrons para um nível de energia mais alto. Os elétrons excitados, são aprisionados em estados que estão entre a banda de condução e a banda de valência .

Em muitos casos estes estados são paramagnéticos. Um material é denominado paramagnético, quando ao receber um campo magnético, se torna magnetizado paralelamente ao eixo.

A influência direta de um íon de gás nobre no valor de saturação $\Delta n/n_s$ é desprezível. Portanto a troca de índice de refração é atribuída à troca de densidade e de polarizabilidade da sílica vítrea.

A estimativa teórica para a troca de índice de refração através da implantação de um íon inerte como no caso do hélio, implantado em sílica vítrea [13], é obtida da relação de Lorentz-Lorenz para o índice de refração:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{1}{3\epsilon_0} \sum n_j \alpha_j \quad (3.4)$$

A compactação de volume $\Delta V/V$ é determinada através da medida do stress relativo, utilizando técnicas interferométricas [18]. A compactação volumétrica satura com o aumento da dose implantada, sendo que o valor de saturação $\Delta V/V = -2,7 \times 10^{-2}$ é independente do tipo de íon implantado.

A alta proporção de espaços desocupados na estrutura da sílica vítrea, leva a alta mobilidade de átomos na solução sólida. A solubilidade do He ou Ne pode ser determinados experimentalmente de acordo com a concentração de buracos na rede que é de $2,34 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ na β -cristobalita [11].

É possível determinar a quantidade de íons implantados por unidade de volume, utilizando os dados fornecidos pelo programa TRIM (transport ion material) [3,6]. Este programa simula a distribuição dos íons graficamente em relação à profundidade.

A unidade usada para a concentração dos íons, é dada por:

$$C(\text{íons/cm}^3) = [(\text{íons/cm}^3) / (\text{íons/cm}^2)] \times \Phi. \quad (3.5)$$

É possível obter o valor da concentração dos íons por cm^3 , multiplicando o valor da dose por este valor. Portanto para um valor de dose $\Phi = 2,0 \times 10^{16} \text{ íon/cm}^2$ e para um valor obtido da simulação TRIM, $C = 4,8 \times 10^4$ para íons de He^+ implantados em sílica vítrea. (Apêndice 1)

Portanto o número de íons na rede é $9,6 \times 10^{20} \text{ íons/cm}^3$, ou seja 24,3 vezes menor que o número de buracos na rede da β -cristobalita.

A mudança de índice de refração para a sílica vítrea é dado pela relação[5]:

$$n = 1,4582 + 2,1 \times 10^{-21} N_i \quad (3.6)$$

Onde N_i é o número de íons.

No caso da sílica vítrea, as mudanças nas propriedades físicas são devidas às quebras de ligações e compactação da estrutura. O perfil de índice de refração modificado pela implantação dos íons de hélio na sílica vítrea de acordo com Heibel e Voges [13] pode ser dado por:

$$\begin{aligned} n(x) &= \left\{ (n_s + c) + (\Delta n - c) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - L}{\sigma_1} \right)^2 \right] \right\} p / x \leq L \\ n(x) &= \left\{ n_s + \Delta n \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - L}{\sigma_2} \right)^2 \right] \right\} p / x \geq L \end{aligned} \quad (3.7)$$

Onde a equação acima é a função gaussiana assimétrica com centro em $x = L$. O parâmetro c é definido como o acréscimo de índice na superfície. σ_1 e σ_2 é a largura da distribuição do lado direito e esquerdo de L respectivamente.

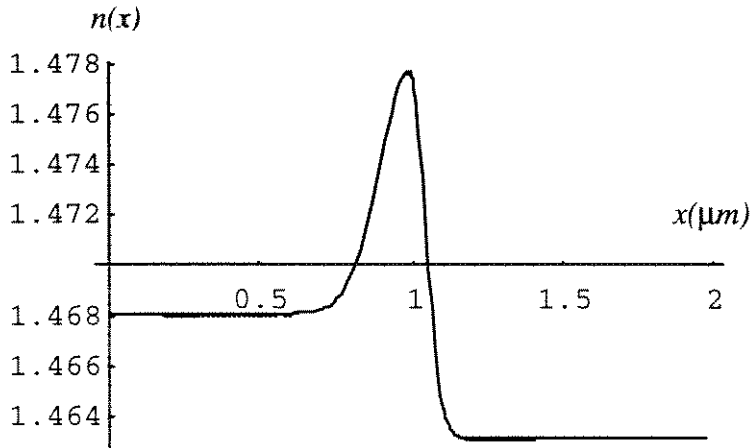


Fig. 3.6)- Perfil de índice de refração típico da distribuição gaussiana da equação acima.

Os pontos de retorno $n(x_i) = N_m = \beta/k$ para esta distribuição podem ser calculados por:

$$\begin{aligned} x_1 &= L - \sigma_1 \sqrt{-2 \ln \left[\frac{N_m - (n_s + c)}{\Delta n - c} \right]} \\ x_2 &= L + \sigma_2 \sqrt{-2 \ln \left[\frac{N_m - n_s}{\Delta n} \right]} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Os pontos de retorno são definidos como sendo os pontos na direção z , que definem a região na qual a solução da equação de onda campo é puramente real, da região onde a solução é imaginária. Os campos ficam confinados nesta região, como no núcleo de uma fibra óptica, apresentando condições particulares de propagação.

Utilizando as condições de guiamento, pode-se utilizar a aproximação WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) [29,30] para a distribuição do campo modal em um guia de onda com perfil de índice de refração gradual.

Em um guia de onda com perfil de índice de refração degrau, a luz que se propaga no guia de onda tem uma mudança de fase total, com um valor múltiplo de 2π , que é a condição de ressonância lateral.

$$2kd(n_1^2 - n_m^2)^{1/2} - 2\phi_{1/2} - 2\phi_{1/3} = 2m\pi \quad (3.9)$$

Onde:

m é um número inteiro

M é o número de modos propagantes

k é o vetor de onda no vácuo

d é a largura do guia de onda

n_m é o índice de refração do modo efetivo que se propaga no guia de onda.

n_1 é o índice de refração do guia de onda

Assumindo uma troca de índice abrupta nas interfaces, com mudanças de fase $\phi_{1/2} = \phi_{1/3} = \pi/2$, a equação acima se transforma em:

$$n_m^2 = n_1^2 - \frac{\lambda^2}{4d^2}(m+1)^2 \quad (3.10)$$

Observe que n_m^2 é uma função linear de $(m+1)^2$.

Em um guia de onda com perfil de índice de refração gradual, que corresponde aos guias de onda formados pela implantação de íons, a aproximação WKB será dada na forma:

$$2 \int_{x1}^{x2} [k^2 n^2(z) - \beta^2]^{1/2} dx - 2\phi_{1/2} - 2\phi_{1/3} = 2m\pi \quad (3.11)$$

onde $\beta = kn_m$, é a constante de propagação do modo guiado.

As mudanças de fase em cada interface, consideradas para o caso de guias de onda produzidos por implantação iônica, são $\phi_{1/2} = \pi/2$ e $\phi_{1/3} = \pi/4$.

Diversas funções podem ser aproximadas ao perfil de índice de refração real existentes nos materiais implantados.

Mathey e outros [47], afirmam que o perfil de índice de refração, produzido por implantação iônica, pode ser aproximado pela função de Fermi:

$$n^2(x) = n_d^2 + \frac{\Delta^2}{1 + \exp\left(\frac{x - h_f}{a}\right)} \quad (3.12)$$

$$n(x) = (n_d - \sqrt{n_d^2 + \Delta^2}) \exp\left[-\frac{(x - h_b)^2}{\gamma}\right] + \sqrt{n_d^2 + \Delta^2} \quad (3.13)$$

Onde h_b e h_f são relacionados pela equação abaixo, assegurando a continuidade:

$$h_b = h_f + a \ln\left(\frac{\Delta^2 10^3}{2n_d^2} - 1\right) \quad (3.14)$$

Nesta equação x é a coordenada de profundidade, h_f a profundidade, a e γ são as larguras da curva dois dois lados da distribuição e n_d o máximo índice de refração.

A influência do prisma de acoplamento no valor efetivo do índice de refração é significativa, como veremos nos próximos capítulos.

Capítulo IV

Caracterização da camada modificada

4.1)- Acoplamento através de prisma

4.1.1)- Introdução

Uma das formas de se conseguir o acoplamento de um feixe luminoso em um filme dielétrico planar, é através de um prisma. O método de acoplamento por prisma utiliza um prisma de índice de refração bem mais alto que o índice do substrato, para excitar um modo guiado dentro do guia de onda formado no filme [23,24].

O acoplamento de luz em um guia de onda planar através de um prisma foi feito após o desenvolvimento dos primeiros guias de onda com baixa perda de potência luminosa. O primeiro experimento em laboratório utilizando esta técnica, que se tem notícia foi feito por Osterberg e Smith em 1964 utilizando um único prisma [32].

Uma onda plana pode sofrer reflexão total interna, se o ângulo de incidência θ satisfizer a condição:

$$\theta \leq \theta_c = \text{sen}^{-1}(n_a / n_p) \quad (4.1)$$

Sendo θ_c o ângulo crítico da reflexão total interna.

A superposição da onda incidente com o feixe totalmente refletido, gera uma onda estacionária na direção x . Abaixo da interface, o campo decai exponencialmente na direção x . O feixe se propaga na direção z , paralelamente à interfaces.

Os modos de propagação da luz em um guia de onda dielétrico são as soluções da equação de propagação de maxwell:

$$\nabla^2 E(r) + k^2 n^2(r) E(r) = 0 \quad (4.2)$$

Na forma:

$$\begin{aligned} E(x, y, z) &= E_v(x, y) \exp(-j\beta_v z) \\ H(x, y, z) &= H_v(x, y) \exp(-j\beta_v z) \end{aligned} \quad (4.3)$$

A equação de onda é dada por:

$$\partial^2 E_y / \partial x^2 = (\beta^2 - n^2 k^2) E_y \quad (4.4)$$

Para as ondas TE, as componentes do campo são E_y , H_x , e H_z . Para as ondas TM, H_y , E_x e E_z são as componentes do campo. As duas equações rotacionais Para os modos TE e TM são dadas por:

$$\begin{aligned} H_x &= (i / k) (\partial / \partial z) E_y \\ H_z &= -(i / k) (\partial / \partial x) E_y \\ E_x &= -(i / k n_j^2) (\partial / \partial z) H_y \\ E_z &= (i / k n_j^2) (\partial / \partial x) H_y \end{aligned} \quad (4.5)$$

Como consequência destas equações, é necessário considerar somente o campo E_y para os campos TE e H_y para os campos TM.

O índice de refração $n(r)$ está relacionado com a constante dielétrica $\epsilon(r)$ através da relação:

$$n^2(r) = \epsilon(r) / \epsilon_0 \quad (4.6)$$

Um prisma com índice de refração n_p , é colocado em contato com o guia de onda com uma fina camada de ar, com índice de refração n_c . Para uma maior eficiência de acoplamento, a velocidade de fase da luz tem que ser igualada ao modo guiado.

A constante de propagação β , ao longo do guia de onda plano, de um feixe de luz incidente de um lado do prisma por um ângulo θ , é dado por:

$$\beta = n_p k \sin \theta \quad (4.7)$$

Onde $k = 2\pi/\lambda$.

De acordo com o valor da constante de propagação β a natureza dos modos guiados são determinados. Modos do substrato, modos guiados ou modos irradiados [27].

Portanto a excitação do modo guiado depende do casamento de fase do feixe incidente, ou seja, um modo guiado p , se propagando com uma constante de propagação $(Kz)_p$, corresponde a um ângulo do feixe incidente θ' que é excitado.

O cálculo dos índices dos modos N_m é feito através da relação:

$$N_m = \sin \alpha \cos \epsilon + (n_p^2 - \sin^2 \alpha) \sin \epsilon \quad (4.8)$$

Este método depende tanto da qualidade do feixe luminoso de entrada, como também da estabilidade do modo TEM_{00} do laser utilizado.

Não existindo guia de onda sob o prisma, o feixe incidente θ será totalmente refletido na base do prisma e penetra no meio de índice n_c , como onda evanescente. Quando β iguala ao valor da constante de propagação do modo guiado, o guia de onda é excitado através do acoplamento distribuído, resultante do casamento de fase entre a onda evanescente e o modo guiado.

Através da determinação dos ângulos de acoplamento, é possível determinar experimentalmente as constantes características de propagação destes modos guiados.

$$N_m = c / v_m = n_p \sin \theta_m \quad (4.9)$$

Através do ajuste do ângulo α os modos guiados são excitados. Esta montagem não é muito crítica, desde que o feixe apresente um deslocamento angular necessário

para excitar mais de um modo.

Os modos são então desacoplados e aparecem na forma de linhas claras no campo visual mais escuro. A melhor observação das linhas ocorre fazendo um ajuste de pressão do guia sobre o prisma através de um micrômetro que controla a força, regulando assim a tensão de acoplamento.

Este ajuste visual é importante para a precisão da medida. A linha será reta e clara somente se o guia apresentar uma espessura constante na região guiada e o acoplamento entre o prisma e o guia de onda for bem feito.

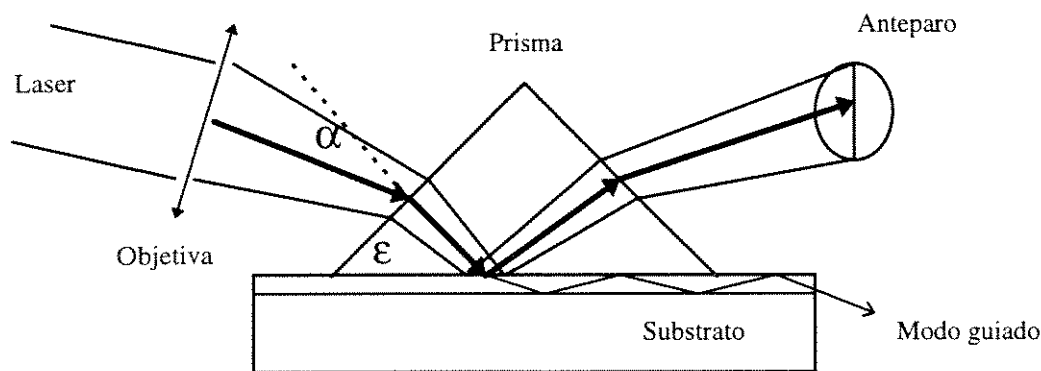


Fig. 4.1)- Método *Dark modes* de acoplamento para determinação dos índices N_m

Para identificar os modos TE e TM, um polarizador é inserido no campo ocular. Girando o polarizador em 90° , é possível observar os modos TE ou TM de acordo com as condições de polarização. Nos modos TE o campo elétrico oscila paralelamente à interface de entrada do dispositivo, enquanto que nos modos TM a direção do campo elétrico é perpendicular à interface.

A excitação dos modos guiados é uma medida importante para a caracterização dos guias de onda. Através do acoplamento, é possível medir os números de modos guiados, a constante de propagação entre outros parâmetros fundamentais do guia de onda, tais como o índice de refração e a profundidade do guia de onda formado.

4.1.2)- Acoplamento entre o guia de onda e o prisma

Com o desenvolvimento da óptica integrada aplicada a sistemas de comunicação, desenvolve também a possibilidade do guiamento de feixes laser em filmes finos e a possibilidade de processamento do sinal óptico por modulação, chaveamento, conversão de frequência, etc.

Com a minituarização, a densidade de potência nos guias de ondas se torna muito grande, abrindo possibilidade para aplicação em dispositivos eletroópticos e dispositivos ópticos não lineares.

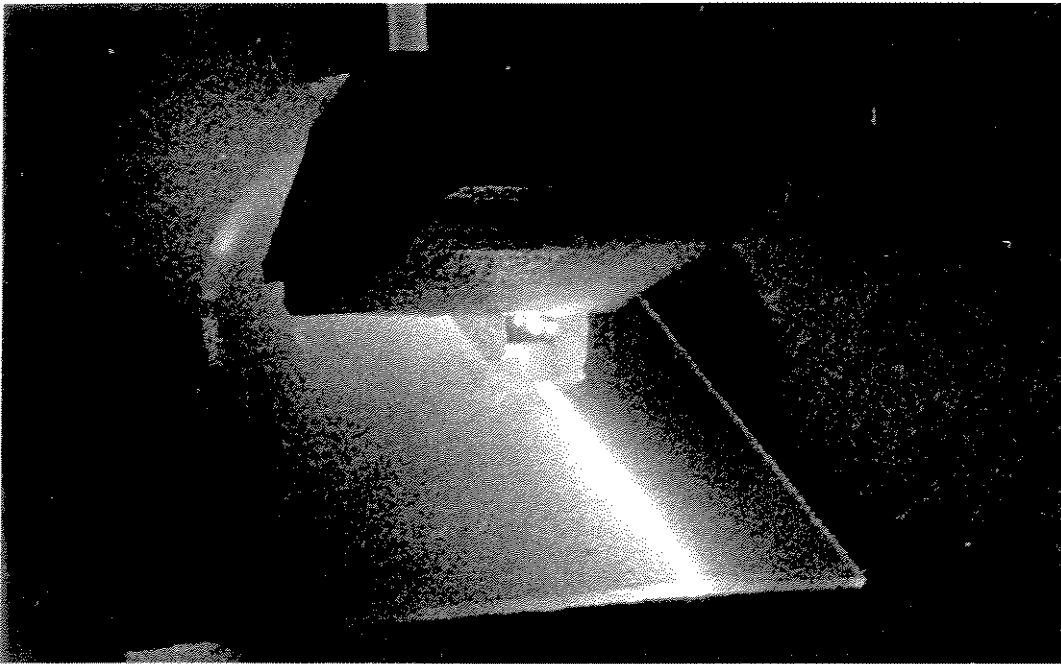


Fig.4.2)- Feixe laser acoplado em uma lâmina de sílica vítrea implantada com He^+ .

As ondas planas se interferem construtivamente para formar o modo propagante. O filme fino tem índice de refração n_f e espessura W . O filme está envolvido por dois índices de refração n_0 e n_s . Assumindo $n_f < n_0 < n_s$.

Considerando uma onda plana A_1 , se propagando no filme com ângulo de incidência θ_i em relação à normal às interfaces. Se θ_i é maior que o ângulo crítico, a onda A_1 é totalmente refletida na interface.

As ondas A_1 e A_1' têm o mesmo fator de propagação:

$$\exp(-i\omega t - ibz + i\beta x) \quad (4.10)$$

onde;

$$b_1 = kn_1 \cos \theta_1$$

$$\beta = kn_1 \sin \theta_1$$

Similarmente B_1 tem um fator de propagação dado por:

$$\exp(i\omega t + ib_1 z + i\beta x) \quad (4.11)$$

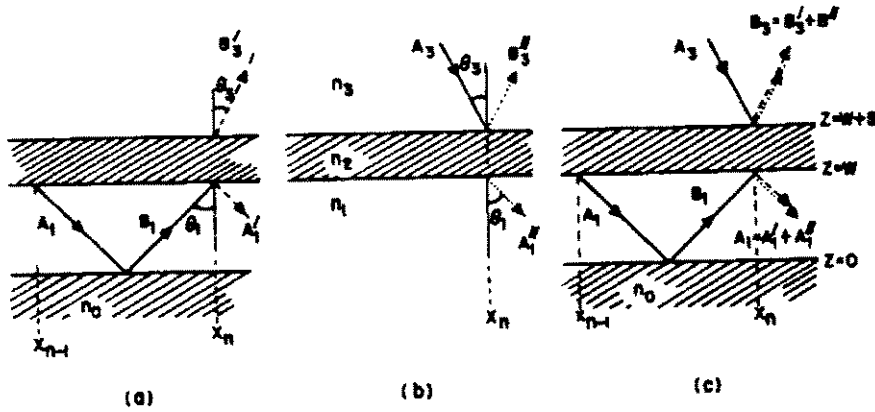


Fig. 4.3)- (a)- Acoplamento do filme fino n_1 no meio semi-infinito n_3 através do gap S . (b)- Dois meios semi-infinitos acoplados através do gap S . (c)- Ondas no acoplador prisma-filme.

Todas as ondas A_j tem a forma de onda $\exp(-ib_j z)$ e $B_j \exp(+ib_j z)$, onde $j=1$ denota a região do filme e $j=3$ denota a região do prisma. Por exemplo,

As letras C_j e D_j denotam os campos no substrato e no gap onde os índices têm valor $j=0$ e 2 .

Para as ondas A_1

$$E_y = A_1 e^{-ib_1 z} \quad (4.12)$$

$$H_x = n_1 \cos \theta_1 A_1 e^{-ib_1 z} \quad (4.13)$$

Para as ondas B_1

$$E_y = B_1 e^{ib_1 z} \quad (4.14)$$

$$H_x = n_1 \cos \theta_1 B_1 e^{ib_1 z} \quad (4.15)$$

onde $0 < z < W$.

Por causa da reflexão total interna, os campos nos meios de índice de refração n_0 e n_2 são funções que decaem exponencialmente. No substrato de índice n_0 , nós temos;

$$E_y = C_0 e^{p_0 z}; \quad (4.16)$$

$$H_x = \frac{ip_0}{k} C_0 e^{p_0 z}; \quad z < 0, \quad (4.17)$$

Na região do gap de índice n_2 ,

$$E_y = D_2 e^{-p_2(z-W)} \quad (4.18)$$

$$H_x = \frac{ip_2}{k} D_2 e^{-p_2(z-W)}; \quad z > W \quad (4.19)$$

Substituindo (4)-(7) na equação de onda

$$\partial^2 E / \partial x^2 + \partial^2 E / \partial z^2 = -(kn_j)^2 E \quad (4.20)$$

para $j = 0, 1, 2$ ou 3 ,

onde n_j é o índice de refração do meio j .

$$\begin{aligned}
\beta &= kn_1 \sin \theta_1; \quad b_1 = kn_1 \cos \theta_1 \\
b_1^2 &= (kn_1)^2 - \beta^2, \\
p_0^2 &= \beta^2 - (kn_0)^2, \\
p_2^2 &= \beta^2 - (kn_2)^2
\end{aligned} \tag{4.21}$$

Estas quantidades das equações acima, são sempre positivas e reais

Aplicando as condições de contorno em $z = 0$;

$$B_1 / A_1 = e^{-i2\phi_{10}} \tag{4.22}$$

Aplicando de forma similar as condições de contorno em $z = -W$, encontramos:

$$A_1' / B_1 = e^{-i2\phi_{10}} \tag{4.23}$$

Onde:

$$\tan \phi_{10} = (n_1/n_2)^2 p_0/b_1 \quad \text{e} \quad \tan \phi_{12} = (n_1/n_2)^2 p_2/b_1 \tag{4.24}$$

Ambas as soluções de ϕ_{10} e ϕ_{12} são válidas para o intervalo $0 \leq \phi \leq \pi/2$.

A onda A_1 sofre uma mudança de fase $-2\phi_{10}$ ao refletir na interface ar-guia. Da mesma forma que a onda B_1 sofre uma mudança de fase $-2\phi_{12}$ durante a reflexão total na interface guia-substrato. Isto tem um importante efeito devido a distribuição de campo no interior do guia de onda.

Por exemplo, quando $\beta \rightarrow kn_1$, então $2\phi_{12} \rightarrow \pi$. As ondas incidentes estão defasadas de π em relação às ondas refletidas. Este efeito se cancela no contorno $Z=W$. Por isto, p_2 é grande e o campo penetra pouco na região de índice n_2 .

Quando $\Delta = 2m\pi$ sendo m inteiro, os feixes se interferem construtivamente.

A fase da onda A_1 em $x=x_c$ e $z=0$ é:

$$-wt + \beta x_c \tag{4.25}$$

A fase da onda A_1^+ em $x=x_a$ e $z=0$, é dada por:

$$-wt + \beta x_a + \beta (x_c - x_a) + 2b_l W - 2\phi_{l0} - 2\phi_{l2} \quad (4.26)$$

A diferença de fase entre as duas equações é $\Delta = 2m\pi$. Portanto:

$$2b_l W - 2\phi_{l0} - 2\phi_{l2} = 2m\pi. \quad (4.27)$$

Como $b_l W$ é positivo, ϕ_{l0} e ϕ_{l2} são menores que $\pi/2$, m nunca poderá ser negativo. Esta equação é válida tanto para os modos TE como também para os modos TM. O valor de m especifica a ordem dos modos.

O valor de β varia desde o valor kn_0 até o valor kn_l .

No limite superior quando $\beta \rightarrow kn_l$, teremos $b_l \rightarrow 0$. Neste caso as frentes de onda se propagam paralelamente ao eixo x . Portanto os contornos do filme teriam de ser $z = \pm\infty$.

No limite inferior, $\beta \rightarrow kn_0$ nós teremos,

$$b_l \rightarrow kn_l, \quad p_0 \rightarrow 0, \quad \phi_{l0} \rightarrow 0,$$

$$p_2 \rightarrow k(n_0^2 - n_2^2)^{1/2}$$

A espessura do filme de perfil tipo degrau, é calculada por:

$$W_{min} = \frac{1}{k} \left[m\pi + \tan^{-1} \left(\frac{n_0^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_0^2} \right)^{1/2} \right] / (n_1^2 - n_0^2)^{1/2} \quad (4.28)$$

Um feixe de luz monocromática A_3 , entra no prisma de índice de refração n_3 e se propaga com ângulo de incidência θ_3 . A onda é considerada plana, com amplitude constante de $x=0$ até L na base do prisma.

O filme é separado do prisma pela camada de índice de refração n_2 e espaçamento S . O espaçamento é considerado uniforme e todas as interfaces são paralelas ao plano xy .

O campo evanescente no substrato permanece o mesmo. No gap temos agora dois termos:

$$\begin{aligned} E_y &= C_2 e^{p_2(z-W)} + D_2 e^{-p_2(z-W)} \\ H_x &= (ip_2/k) (-C_2 e^{p_2(z-W)} + D_2 e^{-p_2(z-W)}) \end{aligned} \quad (4.29)$$

onde $W \leq z \leq W+S$

Para satisfazer a equação de onda podemos definir:

$$\begin{aligned} \beta &= kn_3 \sin \theta_3 \\ b_3 &= kn_3 \cos \theta_3 \\ b_3^2 &= (kn_3)^2 - \beta^2 \end{aligned}$$

É importante definir também para as ondas TE;

$$\tan \phi_{32} = p_2 / b_3 \quad (4.30)$$

Para as ondas TM;

$$\tan \phi_{32} = (n_3/n_2)^2 p_2 / b_3, \quad (4.31)$$

na condição $\phi_{32} \leq \pi/2$

Após manipular os termos;

$$\begin{aligned} A_1' / B_1 &= R_I \\ (n_3 \cos \theta_3)^{1/2} B_3' / (n_1 \cos \theta_1)^{1/2} B_1 &= T \\ R_I &= r_I e^{-i2\Phi_{02}'} = \frac{\tan \phi_{32} - \tan \phi_{12} - i(\tanh p_2 S)(1 + \tan \phi_{32} \tan \phi_{12})}{\tan \phi_{32} + \tan \phi_{12} - i(\tanh p_2 S)(1 - \tan \phi_{32} \tan \phi_{12})} \end{aligned} \quad (4.32)$$

$$T = \frac{1}{\cosh p_3 S} \cdot \frac{2(\tan \phi_{32} \tan \phi_{12})^{1/2}}{\tan \phi_{32} + \tan \phi_{12} - i(\tanh p_2 S)(1 - \tan \phi_{32} \tan \phi_{12})} \quad (4.33)$$

Onde R_I e T são números complexos.

A distribuição de amplitude ao longo da direção z da onda guiada e do feixe de saída pode ser escrito por

$$g(z) = \exp(-\alpha_r z) \quad (z \geq 0) \quad (4.34)$$

A transmissividade para uma onda plana na região do prisma é dado por:

$$\tau = 4 \exp(-2\gamma_c S) \sin 2\phi_c' \sin 2\phi_c \quad (4.35)$$

onde S é a espessura do gap.

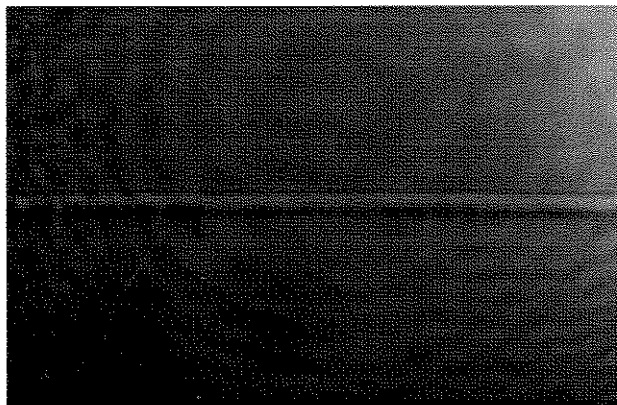


Fig.4.4)- Linha observada através de acoplamento por prisma usando o método “dark modes” .

A taxa de atenuação por unidade de comprimento é dado por $2\alpha_r |g(z)|^2$. Esta taxa esta relacionada com a atenuação da transmissividade de um modo guiado de período $P = 2 d_{\text{eff}} \tan \theta_f$.

A espessura efetiva do guia de onda, é a espessura na qual a luz realmente fica confinada:

$$T_{ef} = T + \frac{1}{\gamma_s} + \frac{1}{\gamma_c} \quad (4.36)$$

Sendo que:

$$\gamma_c = k_o \sqrt{N^2 - n_c^2}$$

$$\gamma_s = k_o \sqrt{N^2 - n_s^2}$$

O deslocamento lateral devido à reflexão total interna, é chamado deslocamento de *Gooth-Hänchen*, e será exposto na seção 5.3.1. [32,45,46]

Considerando um filme de índice degrau e um gap S entre o prisma e o filme, R_I e T_I são a refletância e a transmitância da onda plana através da interface ar-filme. R_3 é a refletância da onda incidente na base do prisma.

Quando o gap S tende a zero, as equações podem ser aproximadas por:

$$\begin{aligned} R_1 &\rightarrow \frac{(n_1 \cos \theta_1 - n_3 \cos \theta_3)}{(n_1 \cos \theta_1 + n_3 \cos \theta_3)} \\ R_3 &\rightarrow \frac{(n_3 \cos \theta_3 - n_1 \cos \theta_1)}{(n_1 \cos \theta_1 + n_3 \cos \theta_3)} \\ T &\rightarrow \frac{[2(n_1 n_3 \cos \theta_1 \cos \theta_3)^{\frac{1}{2}}]}{(n_1 \cos \theta_1 + n_3 \cos \theta_3)} \end{aligned} \quad (4.38)$$

Que são as equações de Fresnel para refletância e transmitância entre dois meios.

O acoplamento entre filme e prisma pode ser considerado uma forma modificada do interferômetro de Lummer-Gehrke de placas paralelas [24].

4.1.3)- Interferômetro de Lummer-Gehrke

O interferômetro de Lummer-Gehrke consiste basicamente de uma placa de faces paralelas de vidro ou quartzo cristalino. Um feixe de luz ilumina a placa após atravessar um prisma fixo em um dos lados da lâmina, com um ângulo menor que o ângulo crítico.

Os vários feixes que emergem da placa com ângulo razantes são coletados por uma lente e projetados em um anteparo, formando um padrão de interferência no plano focal.

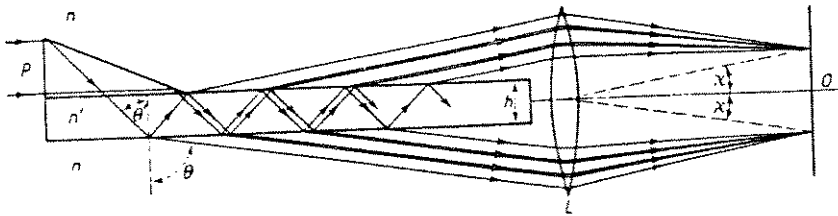


Fig. 4.5)- Interferômetro Lummer-Gehrke

O coeficiente de reflexão se aproxima de um quando o ângulo de incidência no meio menos denso se aproxima do ângulo crítico. Este efeito é usado no interferômetro de Lummer-Gehrke [51].

Para um feixe de luz monocromático de comprimento de onda λ_0 , e diferença de fase δ entre os feixes sucessivos é dado por:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} n' h \cos \theta' = \frac{4\pi h}{\lambda_0} \sqrt{n'^2 - n^2 \sin^2 \theta} \quad (4.39)$$

Onde h e n' são respectivamente a espessura e o índice de refração da placa.

θ' é o ângulo de reflexão dentro da lâmina e θ é o ângulo emergente.

A ordem de interferência correspondente é:

$$m = \frac{\delta}{2\pi} = \frac{2h}{\lambda_0} \sqrt{n'^2 - n^2 \sin^2 \theta} \quad (4.40)$$

As franjas correspondentes a θ constante, formam uma família de hipérboles. Perto do centro do padrão formam linhas finas paralelas à superfície da placa.

A ordem de interferência no centro do padrão em $\theta = \pi/2$ é:

$$m_o = \frac{2h}{\lambda_0} \sqrt{n'^2 - n^2} \quad (4.41)$$

4.1.4)- Medida do índice de refração do prisma

O conhecimento do valor preciso do índice de refração do prisma de acoplamento, no comprimento de onda utilizado, é um fator importante para a determinação do índice de refração dos modos N_m com precisão.

O índice de refração do prisma foi medido para o comprimento de onda $\lambda = 488,0$ nm, utilizando a medida do ângulo de desvio mínimo.

O índice de refração varia linearmente com o inverso do quadrado do comprimento de onda ($1/\lambda^2$). Utilizando esta relação, é possível determinar o valor do índice de refração do prisma para qualquer comprimento de onda.

A técnica de medida do índice de refração que mais oferece precisão, é a medida do ângulo de desvio mínimo. As características dispersivas do prisma são utilizadas para a determinação do índice de refração com uma alta precisão.

Foi utilizado nesta etapa um goniômetro Zeiss-Jena modelo S 60 1.1, que oferece uma precisão na medida angular de 1" de arco.

4.1.4.1)- Procedimentos para a medida do ângulo de desvio mínimo

- 1)- O prisma é colocado sobre a base do goniômetro.
- 2)- A luz de uma lâmpada de mercúrio após passar por uma fenda, incide em uma das arestas do prisma.
- 3)- A escala é calibrada em relação à fenda.
- 4)- Girando a base do prisma e observando o feixe de saída, há um ângulo para o qual uma das linhas da lâmpada não acompanha a rotação do prisma. O ângulo θ_D que vinha aumentando de valor de acordo com a rotação do prisma, passa a decrescer para o mesmo sentido de rotação do prisma. Este é o ângulo de desvio mínimo.
- 5)- São feitas leituras para vários comprimentos de onda da lâmpada utilizada.

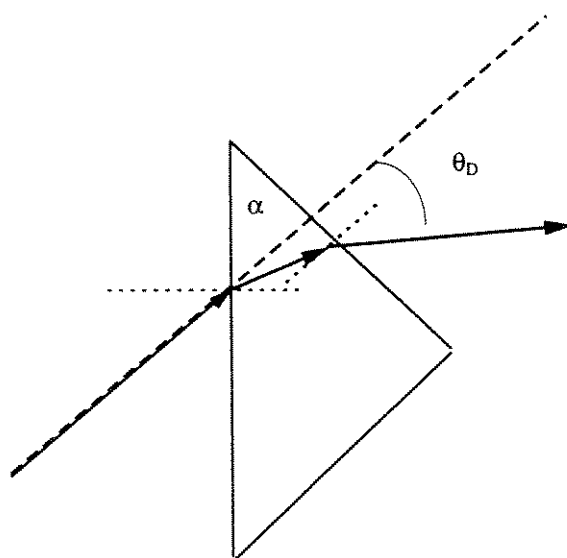


Fig. 4.6)- Ângulo de desvio mínimo de um prisma.

4.1.4.2)- Determinação do índice de refração do prisma

Foram obtidos os valores dos ângulos θ_D obtidos para os comprimentos de onda da lâmpada de mercúrio na Tabela 1.

Tabela 1- Valores do ângulo de desvio mínimo medidos para os comprimentos de onda da lâmpada de mercúrio

Comprimento de onda	Ângulo θ_D
$\lambda_1 = 404,60 \text{ nm}$	$55^0 39' 12''$
$\lambda_2 = 435,84 \text{ nm}$	$54^0 47' 45''$
$\lambda_3 = 546,07 \text{ nm}$	$53^0 01' 17''$
$\lambda_4 = 576,96 \text{ nm}$	$52^0 43' 59''$
$\lambda_5 = 579,07 \text{ nm}$	$52^0 42' 53''$

Os índices de refração para cada um dos comprimentos de onda, relacionados com o ângulo de desvio mínimo, são determinados pela relação abaixo:

$$n = \frac{\text{sen}\left(\frac{\alpha + \theta d}{2}\right)}{\text{sen}\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \tag{4.42}$$

Este prisma tem o ângulo entre as faces, $\alpha = 45^0$. A precisão no valor deste ângulo tem uma influência significativa no resultado final. A medida do ângulo entre as faces do prisma não foram realizadas neste trabalho de tese.

Para uma medida mais sistemática seria necessário inserir a precisão da medida do ângulo entre as faces do prisma. Os fabricantes de dispositivos ópticos garantem uma precisão determinada. Como não existe especificação do prisma que foi utilizado no experimento, foi necessário determinar a curva de dispersão do prisma considerando $\alpha = 45^\circ$.

Os valores da tabela-1 são inseridos na equação 4.15, sendo possível obter os valores dos índices de refração para cada um dos comprimentos de onda. Levantando a reta $n \times (1/\lambda^2)$, e fazendo uma regressão linear, obtemos o valor do índice de refração do prisma no comprimento de onda $\lambda = 488,0 \text{ nm}$.

$$n_p = 1,9844$$

Tabela 2)- Medidas experimentais para a medida do índice de refração do prisma através do ângulo de desvio mínimo

Comprimento de onda	Índice de refração	$1/\lambda^2 \text{ (x } 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{)}$
$\lambda_1 = 404,60$	2,0113	6,1086
$\lambda_2 = 435,84$	1,9987	5,2643
$\lambda_3 = 546,07$	1,9724	3,3535
$\lambda_4 = 576,96$	1,9681	3,0040
$\lambda_5 = 579,07$	1,9678	2,9822

A equação da reta e os parâmetros determinados são dados por:

$$Y = mX + b$$

$$\begin{cases} m = 0,0139 \\ b = 1,9263 \end{cases}$$

com o coeficiente de correlação 0,9998.

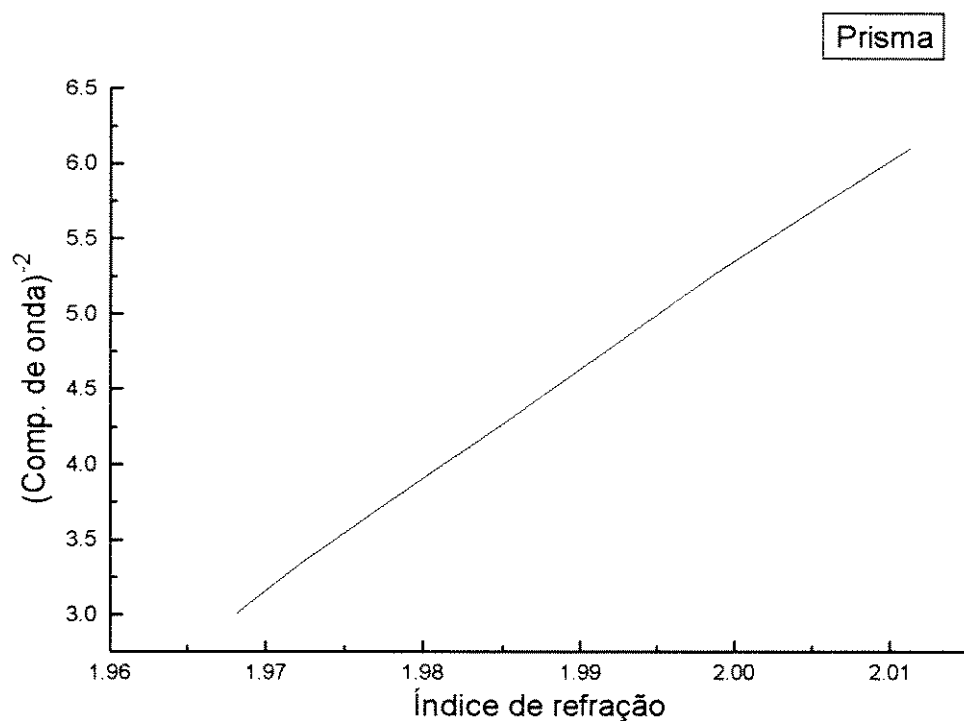


Fig. 4.7)- Curva do índice de refração pelo inverso do comprimento de onda para o prisma de acoplamento medido pelo ângulo de desvio mínimo. Através desta curva foi determinado o índice de refração $n_p = 1.9844$ para o comprimento de onda $\lambda = 488,0$ nm.

Medindo os ângulos de desvio mínimo para cada uma das cinco linhas espectrais de uma lâmpada de mercúrio, foi possível determinar com precisão o índice de refração do prisma para o comprimento de onda utilizado na caracterização. Com este valor de índice de refração foram determinados o valor dos índices N_m na tabela abaixo:

4.1.5)- Medida dos índices dos modos de propagação TE e TM

4.1.5.1- Sílica vítrea implantada

Medidas dos índices N_m dos modos de propagação de um feixe laser $Ar^+ \lambda = 488,0$ nm em lâmina de sílica vítrea implantada com feixe de He^+ . Estas medidas foram feitas utilizando o método *Dark modes* de medida.

Tabela 3

Amostra sílica 1

Energia = 190 keV

Dose = 2,5 E 16 ions/cm²

TE		TM	
α	N_m	α	N_m
4° 42'	1,4599	5° 18'	1,4670
4° 34'	1,4583		

Tabela 4

Amostra sílica 2

Energia = 190, 110, 50 e 30 keV

Dose* = 1,0 E 16 íons/cm²

TE		TM	
α	N_m	α	N_m
5 ° 34'	1,4701	5 ° 10'	1,4654
5 ° 44'	1,4720		

Tabela 5

Amostra sílica 3

Energia = 190 keV

Dose = 2,0 E 16 ions/cm²

Recozimento = 800°C - 1h

TE		TM	
α	N_m	α	N_m
4 ° 23'	1,4562	5 ° 09'	1,4652

Tabela 6

Amostra sílica 4

Energia = 190, 110, 50 e 30 keV

Dose* = 1,0 E 16 íons/cm²

Recozimento = 800°C - 1h

TE		TM	
α	N_m	α	N_m
4 ° 22'	1,4560	5 ° 20'	1,4674
4 ° 27'	1,4570		
4 ° 32'	1,4580		

*Para cada um dos valores de energia foi implantada esta dose

4.1.5.2- Quartzo cristalino implantado

Medidas dos modos TE de uma laser $\lambda = 488,0$ nm acoplado em lâminas de quartzo cristalino implantado com He^+ , todas as amostras implantadas com energia 190 keV e dose 2×10^{16} íons/ cm^2 .

Tabela 7

Amostra quartzo 1

Orientação: Corte no plano XZ, perpendicular a Y

α	N_m
5° 58'	1,4747
11° 55'	1,5415

Tabela 8

Amostra quartzo 2

Orientação: Corte no plano XY, perpendicular a Z

α	N_m
10° 34'	1,5268

Tabela 9

Amostra quartzo 3

Orientação: Corte no plano YZ, perpendicular a eixo X

α	N_m
10° 22'	1,5246

Tabela 10

Amostra quartzo 4

Orientação: Corte no plano YZ, perpendicular a Z

Recozimento: 1h/800° C

α	N_m
9° 14'	1,5120

4.2)- Acoplamento Holográfico

4.2.1)- Introdução

O acoplamento holográfico tem a mesma função do acoplamento por prisma. Oferece a vantagem de permitir o acoplamento utilizando a tecnologia planar, compatível com toda a tecnologia utilizada em microeletrônica.

Neste trabalho foi feito uma gravação de um dispositivo holográfico sobre um substrato de sílica vítrea modificado pela implantação de íons de hélio. Este procedimento não teve o intuito de utilizar o acoplamento holográfico para realizar uma medida dos índices dos modos com uma alta precisão, mas de avaliar a aplicabilidade deste tipo de acoplamento em guias de onda. Já foram realizados acoplamentos de luz em lâminas de sílica vítrea utilizando acoplamento holográfico, com um resultado bastante satisfatório (fig.4.7).

O tratamento teórico envolvido é similar ao caso de acoplamento por prisma. A camada de ar que é considerada no acoplamento por prisma, para o caso do acoplamento holográfico é levada em conta a espessura da camada do filme de fotorresiste.

A onda superficial que se propaga no filme fino, vem acompanhada por harmônicos gerados pela rede. Os harmônicos têm fatores de propagação longitudinais dados por:

$$\beta_h = \beta_o + (2\nu\pi/\Lambda) \quad (4.43)$$

A maior desvantagem do acoplamento através de dispositivos holográficos, é que grande parte da energia luminosa é perdida no substrato, se a razão Λ/λ_a não for suficientemente pequena, a energia é perdida pelos feixes de mais alta ordem de difração porque neste tipo de acoplamento, o dispositivo não opera em regime de reflexão total interna como no caso de acoplamento por prisma.

Dependendo da forma como foi gravada e revelada a rede de difração no fotorresiste, o perfil da rede de difração pode ser senoidal, triangular ou assimétrico.

O perfil ideal para este tipo de dispositivo de acoplamento, é o perfil tipo *Blazed* [29] triangular, que privilegia uma ordem de difração pré-determinada.

4.2.2)- Gravação e leitura do elemento ópto-holográfico

Uma rede de difração é um dispositivo óptico que consiste de uma estrutura periódica formada por variação de índice de refração ou ranhuras. Estas estruturas podem estar gravadas no próprio substrato, ou como no nosso caso, gravadas sobre o fotorresiste. A modulação de índice de refração necessária para ocorrer a difração, pode ser obtido de diversas maneiras. Uma das maneiras é através da revelação do fotorresiste, retirando o material exposto no caso de fotorresiste positivo, ou fixando como no caso do resiste negativo. Uma outra forma de se obter estas estruturas é através de mudanças de propriedades fotorrefrativas dos materiais

A rede de difração é formada por dois feixes luminosos que se interferem no plano xy, onde $\Delta\epsilon$ é a variação da permissividade dielétrica relativa que pode ser escrito através da expansão de Fourier:

$$\Delta\epsilon(x, y, z) = \sum_q \Delta\epsilon(k) \exp(-jqK \cdot r) \quad (4.44)$$

Para a gravação da grade, dois feixes são projetados sobre a superfície do substrato com um ângulo 2θ entre eles. Foi utilizando o comprimento de onda $\lambda_g = 457,9$ nm do laser de Ar^+ nesta etapa.

Este processo é chamado litografia holográfica. A rede de difração gravada é obtida da mesma forma que um holograma. As frentes de onda se interferem e a superposição dos campos elétricos geram um perfil de intensidade sob o substrato. Este perfil de intensidade é senoidal para o caso da superposição de duas frentes de ondas planas.

Esta técnica permite gravar no fotorresiste a estrutura gravada e posteriormente fazer a transferência para o substrato.

A litografia holográfica permite também o registro e a reconstrução de frentes de onda de sistemas ópticos, como frentes de onda curvas e elípticas. Esta técnica

permite a obtenção de lentes e acopladores integrados, compatíveis com a tecnologia planar [26,30,32].

A relação entre o ângulo de incidência dos feixes, o comprimento de onda e o período Λ da estrutura gravada, pode ser dado por:

$$\lambda_g = 2 \Lambda \sin (\theta_1 + \theta_2) \quad (4.45)$$

Considerando o valor do ângulo $\theta_1 + \theta_2 = \theta$, a equação acima pode ser escrita como:

$$\lambda_g = 2 \Lambda \sin \theta \quad (4.46)$$

A equação de difração para a primeira ordem é dada por:

$$\lambda = \Lambda \sin \theta \quad (4.47)$$

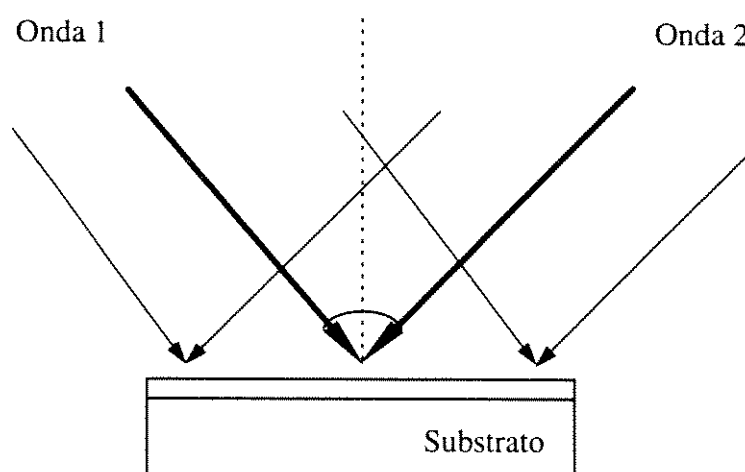


Fig. 4.8)- Esquema de mistura de duas ondas para a gravação de uma estrutura difrativa

Esta equação é válida para a interface entre a rede de difração e o ar. Portanto para determinar o ângulo da luz dentro do vidro, após um feixe de comprimento de onda λ atravessar uma rede de difração com período Λ , é necessário substituir a relação de Snell para a interface vidro-ar, na equação (4.47).

$$\sin \theta = n_s \sin \theta_s \quad (4.48)$$

Que leva à equação:

$$\lambda_i = \Lambda n_s \sin \theta_s \quad (4.49)$$



Fig.4.9)- Acoplamento holográfico em lâmina de sílica vítrea. Componente gravado com os seguintes parâmetros experimentais: $\theta = 63^\circ$, $\lambda_i = 514,5 \text{ nm}$, $\lambda_g = 457,9 \text{ nm}$, $h = 1,65 \text{ nm}$, $n_v = 1,51$, .

Substituindo esta relação na equação (4.19), é possível obter uma relação entre o ângulo e o comprimento de onda de gravação e leitura.

$$\lambda_l / \lambda_g = n_s \sin \theta_s / 2 \sin \theta_g \quad (4.50)$$

Foram gravados alguns dispositivos de acoplamento holográficos preliminares. Efeitos de acoplamento variando o ângulo de entrada do feixe foram observados. Mas nenhuma conclusão pode ser tirada, sem um estudo mais preciso deste tipo de técnica.

O valor do deslocamento lateral do feixe x , para cada reflexão na interface ar-vidro, é dado por:

$$x = 2h \tan \left\{ \sin^{-1} \left[\frac{2\lambda_l \sin(\theta / 2)}{\lambda_g n_v} \right] \right\} \quad (4.51)$$

As estruturas difrativas foram gravadas sobre substrato de sílica vítrea sem implantação, como mostra a fotografia acima. A luz foi guiada entre as faces de um substrato de sílica com uma espessura de 1mm. A luz se propaga até encontrar uma outra estrutura difrativa por onde a luz é desacoplada. Este dispositivo foi gravado antes deste trabalho de tese [9].

Para a gravação de dispositivos holográficos de acoplamento em guias de onda produzidos por implantação iônica, seria necessário a refazer uma montagem feita anteriormente [9], que permite gravar frequências espaciais mais altas. Esta montagem está desativada por causa de uma reforma recente nas instalações do laboratório.

Capítulo V

Espectroscopia Infravermelho, Visível e Ultravioleta

5.1) Introdução

Em 1800 Hershell descobriu as radiações infravermelho, ondas eletromagnéticas com comprimentos de onda entre 0,75 e 1000 μm , utilizando uma montagem com um prisma e um termômetro como detetor.

Em 1881 Abney e Festings mediram o primeiro espectro de absorção de moléculas orgânicas entre 0,7 e 1,2 μm . A partir de 1892 a espectroscopia infravermelho foi usada como técnica de caracterização química estrutural.

A técnica de espectroscopia infravermelho por transmissão é a mais utilizada para caracterização de materiais orgânicos e inorgânicos. Este tipo de espectroscopia é mais simples de ser analisada porque fornece diretamente o valor de absorção do material.

Para o caso de análise feita por espectroscopia infravermelho por transmissão em filmes produzidas por implantação de íons, levaria em conta toda uma camada que não foi implantada, desprezando a camada que recebeu o tratamento que é cerca de 1000 vezes menor do que a espessura do substrato, como neste caso. As análises envolvidas na espectroscopia por reflexão são bastante diferentes da espectroscopia por transmissão.

No caso de guias de onda, onde uma fina camada modificada do material é usada para conduzir luz, o ideal seria utilizar o método de espectroscopia de reflexão total interna, descrito na norma E-573 da ASTM (American Society of Test Materials) que descreve a espectroscopia de reflexão total interna.

Esta técnica não foi utilizada neste trabalho de tese porque o acessório de reflexão total interna apresentou um problema que impossibilitou a sua utilização. Ele não conseguia transmitir a luz por mais de 1% de intensidade relativa ao feixe de entrada.

Um dos espectrofotômetros utilizados neste trabalho foi o FTIR (Fourier Transform Infrared). Este espectrômetro utiliza o princípio de interferência entre dois feixes para fazer a varredura. Quando dois feixes ópticos se interferem, a figura de interferência formada é uma senóide, que é a transformada de Fourier de uma função delta. Se for feito o caminho inverso a transformada de Fourier da senóide, é obtida a função delta novamente. O procedimento usado no espectrômetro FTIR, é detetar o sinal do interferômetro de Michelson, e fazer uma transformada de Fourier do sinal de entrada. Este método tem a vantagem de diminuir o tempo de análise necessário para a leitura do espectro e não utilização de diferentes fendas para plotar o espectro em diferentes frequências.

O método de espectroscopia mais utilizado para caracterizar os materiais que sofreram implantação iônica, é a espectroscopia infravermelho por reflexão (IRS).

5.2)- Espectroscopia dos silicatos

Os sólidos cristalinos geralmente têm um espectro vibracional quase contínuo determinado pela periodicidade da rede e simetria cristalina.

O espectro de vibração dos vidros, são formados pela distribuição de modos localizados, que leva a formação de perfis aproximadamente gaussianos, que são devidos a um grau de coerência espacial. O espectro vibracional dos vidros leva em conta tanto a teoria de redes para sólidos cristalinos como também a teoria baseada em modelos moleculares.

Os silicatos geralmente apresentam uma banda de infravermelho muito forte na região de 1100 cm^{-1} . Esta banda corresponde as ligações do grupo siloxil, e pode ser interpretado como a vibração do oxigênio entre dois silícios de grupos de SiO_4 .

É interessante observar como estes modos vibracionais variam de uma estrutura amorfa para uma estrutura cristalina, como também entre as várias formas cristalinas existentes.

No caso da sílica vítrea, o espectro infravermelho apresenta pelo menos 3 bandas localizadas por volta de 1000, 800 e 450 cm^{-1} que são próprias da estrutura da sílica vítrea. Para o tetraedro SiO_4 , a vibração em 1100 cm^{-1} corresponde ao modo ν_3 de estiramento (stretching), enquanto o modo vibracional em 800 cm^{-1} corresponde ao modo ν_4 de flexão (bending). A vibração em 480 cm^{-1} corresponde ao modo de rotação (rocking).

Na rede vítrea da sílica, todos os oxigênios estão ligados a dois tetraedros. O modo vibracional de 800 cm^{-1} , envolve o movimento vibracional dos oxigênios ligados à direção perpendicular ao eixo Si-Si e no plano da ligação Si-O-Si. O modo em 450 cm^{-1} é um movimento com a direção normal ao plano.

Em uma aproximação considerando forças elásticas, o movimento do átomo na rede cristalina é descrito como a superposição de ondas que não são mutuamente acopladas.

Dois tipos diferentes de vibração são importantes de serem distinguidos: Vibrações de rede de alta frequência e vibração a baixas frequências da rede cristalina.

- As vibrações compreendidas entre 550-750 cm^{-1} são devidas às ligações em anel entre os tetraedros.

- Vibrações em baixa frequência em uma faixa abaixo de 400 cm^{-1} são devido às vibrações da rede cristalina.

As regras de seleção que restringem as excitações vibracionais perto das frequências limitantes são devidas a simetria de translação da rede. Removendo esta simetria de forma que todas as vibrações que forem conectadas com a troca do momento de dipolo, tornam-se ópticamente ativas. A extensão das bandas de absorção na sílica vítrea é consequência destes efeitos.

5.2.1- Espectroscopia por reflexão

Atualmente o interesse na espectroscopia por reflexão tem aumentado devido a sua utilização de sistemas mais compactos, utilizando fibra óptica para guiar a luz até a superfície a ser analisada, como se fossem endoscópios conectados ao espectrofotômetro. Estes equipamentos seriam utilizados para análise de materiais em locais de difícil acesso.

O espectro de reflexão é a combinação da variação dos índices de absorção e de refração. Este tipo de espectroscopia não fornece diretamente o espectro de vibração. Uma alta potência de reflexão por exemplo, pode indicar um alto valor do índice de absorção k ou um valor de índice de refração bem alto.

Os valores de n e k podem ser obtidos através da medida da potência refletida em dois diferentes ângulos de incidência. Simon e McMahon [8], mediram o espectro infravermelho por reflexão em sílica vítrea e quartzo, com dois diferentes ângulos de incidência 20° e 70° e também com diferentes polarizações s e p . Desta forma eles determinaram a curva do índice de refração e do índice de absorção possibilitando uma análise mais quantitativa da estrutura da sílica vítrea e do quartzo cristalino.

Conseguindo obter o produto n^2k ponto a ponto e multiplicando esta quantidade pelo fator $3/(n^2+2)$, pode-se obter:

$$\epsilon'' = 3n^2k/(n^2+2) \quad (5.1)$$

Este valor é a parte imaginária da constante dielétrica complexa. O valor de ϵ'' plotado em relação ao número de onda, fornece exatamente a frequência de ressonância das bandas de vibração.

Uma outra forma de obter n e k , seria através do método de impedância. Neste método, é necessário utilizar a incidência normal.

Outra forma de obter os valores dos coeficientes n e k do espectro infravermelho por reflexão, seria através das relações de Kramers-Kronig para incidência normal [37,38].

O coeficiente de absorção infravermelho é definido como:

$$K = 4\pi k\omega \quad (5.2)$$

sendo que;

$$I/I_0 = e^{-kx} \quad (5.3)$$

A quantidade x representa a espessura da amostra. O coeficiente de extinção é representado por K , e ω o número de onda. A equação anterior pode ser reescrita na forma:

$$K = 2\pi \epsilon'' / n \quad (5.4)$$

Onde ϵ representa a função dielétrica complexa.

$$\epsilon = \epsilon' - i\epsilon'' \quad (5.5)$$

Onde: $\epsilon'' = 2nk$ e $\epsilon' = n^2 - k^2$

Os coeficientes de Fresnel de reflexão e transmissão, para as ondas s são respectivamente:

$$r_{12}^s = \frac{n_1 \cos\theta_1 - n_2 \cos\theta_2}{n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2} \quad (5.6)$$

$$t_{12}^s = \frac{2n_1 \cos\theta_1}{n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2} \quad (5.7)$$

Para as ondas p nas quais o campo magnéticos são perpendiculares ao plano de incidência, as relações acima podem ser escritas como:

$$r_{12}^p = \frac{n_1 \cos\theta_2 - n_2 \cos\theta_1}{n_1 \cos\theta_2 + n_2 \cos\theta_1} \quad (5.8)$$

$$t_{12}^p = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \quad (5.9)$$

Os coeficientes de Fresnel podem ser positivos ou negativos. O coeficiente $r_{12} < 0$ significa mudança de fase do campo elétrico na interface. Os coeficientes de Fresnel podem também ser complexos como no caso da reflexão total interna.

Para incidência normal as relações pode ser identificadas como:

$$R = \frac{n_1^2 + n_2^2 - 2n_1 n_2}{n_1^2 + n_2^2 + 2n_1 n_2} \quad (5.10)$$

$$T = \frac{4n_1 n_2}{n_1^2 + n_2^2 + 2n_1 n_2} \quad (5.11)$$

Medidas quantitativas das amplitudes relativas são muito difíceis, enquanto que as posições relativas dos picos das bandas são muito precisas com este método.

A relação dos coeficientes de Fresnel com a refletância e transmitância, é dado pelas relações abaixo. A refletância e a transmitância podem ser definidas como a média temporal das componentes dos vetores de Poynting, normal à interface, em relação à componente normal do vetor de Poynting incidente.

Existem outras definições para os módulos dos vetores de Poynting ao invés da razão das componentes normais como foi considerado para estas relações. Esta diferença não muda R, mas remove o fator $(\cos \theta_2 / \cos \theta_1)$ de T

$$R_s = (r_{12}^s)^2$$

$$R_p = (r_{12}^p)^2 \quad (5.12)$$

$$T_s = \frac{n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1} (t_{12}^s)^2$$

$$T_p = \frac{n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1} (t_{12}^p)^2$$

Sendo que a relação abaixo se mantém para meios não condutores.

$$R_s + T_s = 1 \quad (5.13)$$

$$R_p + T_p = 1 \quad (5.14)$$

5.3)- Reflexão total interna

Para o caso de reflexão total interna, quando o ângulo de incidência atingir o valor $\pi/2$, sendo denominado ângulo limite:

$$\text{sen}\theta_L = n_2/n_1 \quad (5.15)$$

Substituindo os valores deduzidos da lei de refração de Snell, pode-se obter os coeficientes de fresnel para o caso de reflexão total interna.

$$= \frac{n_1 \cos\theta_1 - in_2 \left[\left(n_1 / n_2 \right)^2 \text{sen}^2 \theta_1 - 1 \right]^{1/2}}{n_1 \cos\theta_1 + in_2 \left[\left(n_1 / n_2 \right)^2 \text{sen}^2 \theta_1 - 1 \right]^{1/2}} \quad (5.16)$$

$$= \frac{-n_2 \cos\theta_1 + in_1 \left[\left(n_1 / n_2 \right)^2 \text{sen}^2 \theta_1 - 1 \right]^{1/2}}{n_2 \cos\theta_1 + in_1 \left[\left(n_1 / n_2 \right)^2 \text{sen}^2 \theta_1 - 1 \right]^{1/2}} \quad (5.17)$$

$$= \frac{2n_1 \cos\theta_1}{n_1 \cos\theta_1 + in_2 \left[\left(n_1 / n_2 \right)^2 \text{sen}^2 \theta_1 - 1 \right]^{1/2}} \quad (5.18)$$

As equações de Fresnel são separadas para n e k , em parte real e imaginária resultando em:

$$n = \frac{1 - R}{1 + R - 2\sqrt{R \cos \theta}} \quad (5.19)$$

$$k = \frac{-2\sqrt{R \sin \theta}}{1 + R - 2\sqrt{R \sin \theta}} \quad (5.20)$$

A profundidade de penetração de uma radiação em um meio pode ser calculada através da seguinte relação:

$$dp = \frac{\lambda_1}{2\pi(\sin^2 \theta - n_{2i}^2)^{1/2}} \quad (5.21)$$

onde $\lambda = \frac{\lambda}{n_1}$ é o comprimento de onda da radiação no meio.

A profundidade de penetração aumenta enquanto o ângulo de incidência diminui e se torna muito alta quando θ se aproxima do ângulo crítico.

Quando o meio absorve a luz, o índice de refração n_2 é trocado por $\hat{n}_2$ nas equações de Fresnel.

$$\hat{n}_2 = n_2(1 + ik_2) \quad (5.22)$$

O índice de atenuação k está relacionado com o coeficiente de absorção α , através da lei de Bouguer-Beer:

$$nk = \alpha c_o / 4\pi\nu \quad (5.23)$$

$$P/P_o = e^{-\alpha b} \quad (5.24)$$

Onde P_o é a potência inicial e P a potência final.

A refletividade R perto da incidência normal é relacionada à função dielétrica através da equação de fresnel para a incidência normal.

$$R = \left| (\sqrt{\epsilon} - 1)(\sqrt{\epsilon} + 1) \right|^2 \quad (5.25)$$

As energias médias refletidas e transmitidas por unidade de tempo e por unidade de área, em relação à energia incidente na interface, são definidas como a relação entre as componentes dos respectivos vetores de Poynting, e são denominadas refletância e transmitância.

5.3.1)- Deslocamento na reflexão total interna - Efeito *Gooss-Hänchen*

O deslocamento lateral D , denominado deslocamento de Goos-Hänchen, ocorre quando o feixe de luz incide em uma interface com o ângulo θ maior que o ângulo crítico da reflexão total interna.

O deslocamento D é basicamente proporcional a $(\theta - \theta_c)^{-1/2}$, se θ é próximo de θ_c .

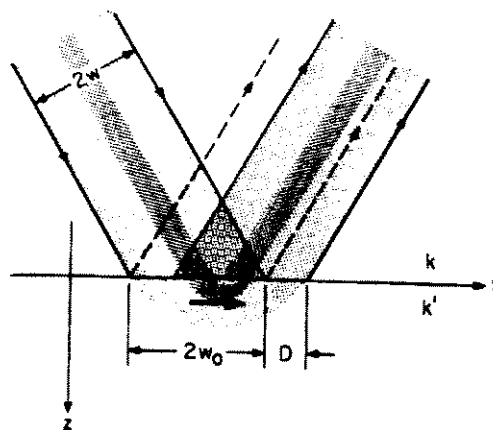


Fig. 5.1)- Feixe refletido em uma interface mostrando o efeito de Gooss-Hanchen

Se a variação em D estivesse contida no limite $\theta=\theta_c$ o deslocamento do feixe seria infinitamente grande e o feixe refletido tenderia a desaparecer. Isto não ocorre, e o deslocamento $D=D_c$ em $\theta=\theta_c$ é bem conhecido nesta vizinhança (45).

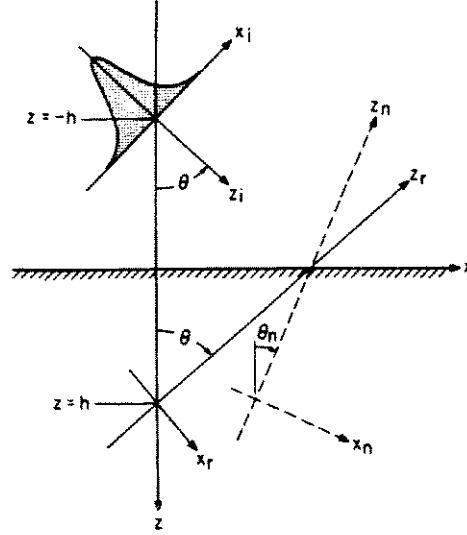


Fig. 5.2)- Sistema de coordenadas dos feixes incidentes e refletidos na interface

As coordenadas da interface são designadas por: (x, z) ; as coordenadas do feixe incidente são dadas por: (x_i, z_i) e as coordenadas do espelho refletor são: (x_r, z_r)

$$D \equiv \frac{A(\theta)}{2^{5/4} \cos \theta} \operatorname{Re} \left[\left(\frac{\omega}{k} \right)^{1/2} \frac{e^{i\pi/4} \exp(\gamma_0^2/4) D_{-\frac{1}{2}}(\gamma_0)}{1 + A(\theta) \left[(-\delta)^{1/2} - \left(2^{1/4} e^{i\pi/4} / (k\omega)^{1/2} \right) \exp(\gamma_0^2/4) D_{\frac{1}{2}}(\gamma_0) \right]} \right] \quad (5.26)$$

Onde:

$$A(\theta) = 4m \cos^2 \theta_c \times \frac{\sin \theta}{\cos^{1/2} \theta (\sin \theta + \sin \theta_c)^{1/2} [\cos^2 \theta + m^2 (\sin^2 \theta - \sin^2 \theta_c)]} \quad (5.27)$$

$$\gamma = 2^{\frac{1}{2}} \left(\frac{ik\omega_r \delta}{2} - \frac{x_r}{\omega_r} \right) \quad (5.28)$$

$$\delta = (\sin\theta - \sin\theta_c) \sec\theta \equiv \theta - \theta_c \quad (5.29)$$

$$\gamma_0 = \gamma|_{x_r/\omega=0} = ik\omega\delta/\sqrt{2} \quad (5.30)$$

Desprezando os termos menores no denominador, pode ser obtida uma equação mais simplificada para o deslocamento lateral de Goos-Hänchen.

$$D \equiv \frac{A(\theta)}{2^{5/4} \cos\theta} \operatorname{Re} \left[\left(\frac{\omega}{k} \right)^{\frac{1}{2}} e^{i\pi/4} \exp(\gamma_0^2/4) D_{-\frac{1}{2}}(\gamma_0) \right] \quad (5.31)$$

O feixe de luz, ao ser refletido por uma estrutura de multicamadas ou por uma estrutura periódica, como uma rede de difração por exemplo, apresenta um deslocamento lateral que pode ser utilizado em dispositivos ópticos com o objetivo de compensar o efeito de deslocamento lateral de Goos-Hänchen. (45,46)

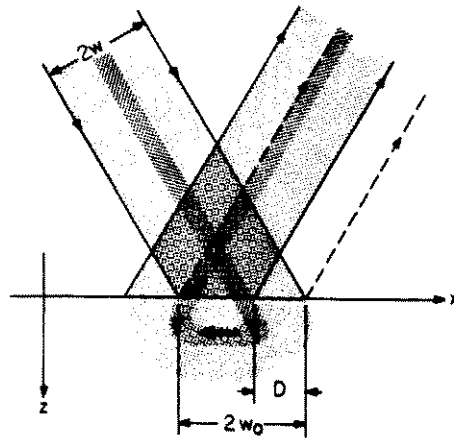


Fig. 5.3)- Deslocamento do feixe refletido por uma estruturas multicamadas ou periódicas

As componentes difrativas possuem um fator de fase ao longo de x que pode ser dado por:

$$k \sin \theta + 2n\pi/d = k \sin \theta_n \quad 5.32)$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2$$

Onde θ_n indica a orientação da componente da ordem de difração.

5.4)- Espectros de infravermelho por reflexão.

Equipamento *Jasco IR-700* com incidência normal.

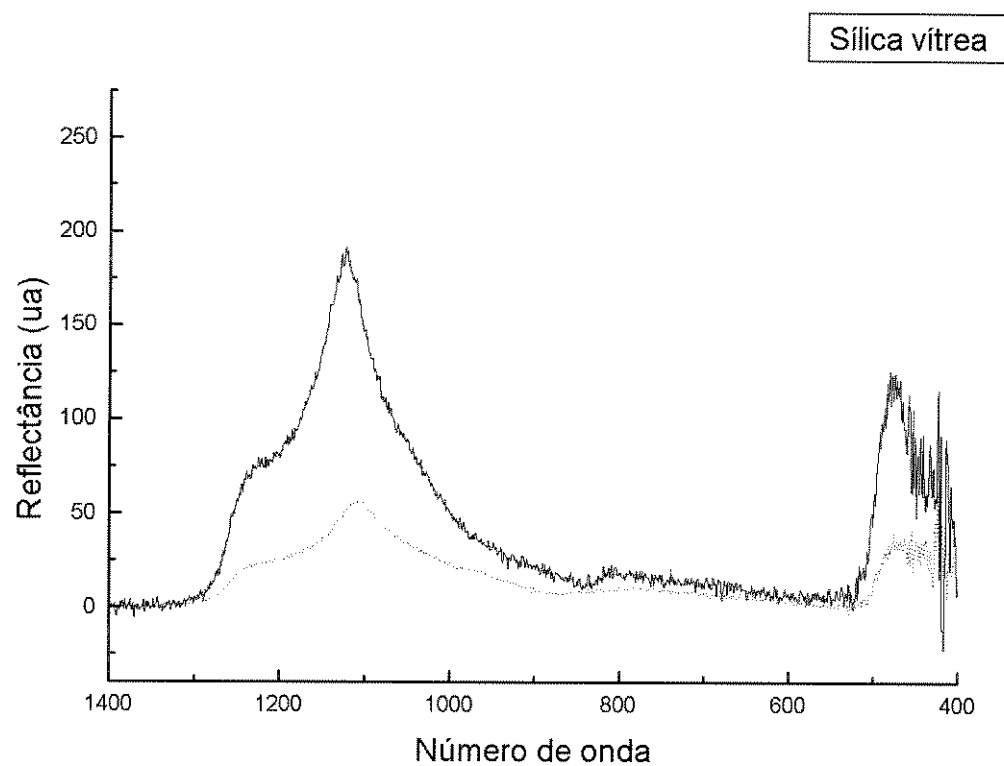


Fig. 5.4)- Espectro tracejado lâmina de sílica vítrea implantada com íons de He⁺ com energia de 190 keV e dose de $2,0 \times 10^{16}$ íons/cm². A linha contínua representa o espectro da mesma lâmina sem receber implantação de íons.

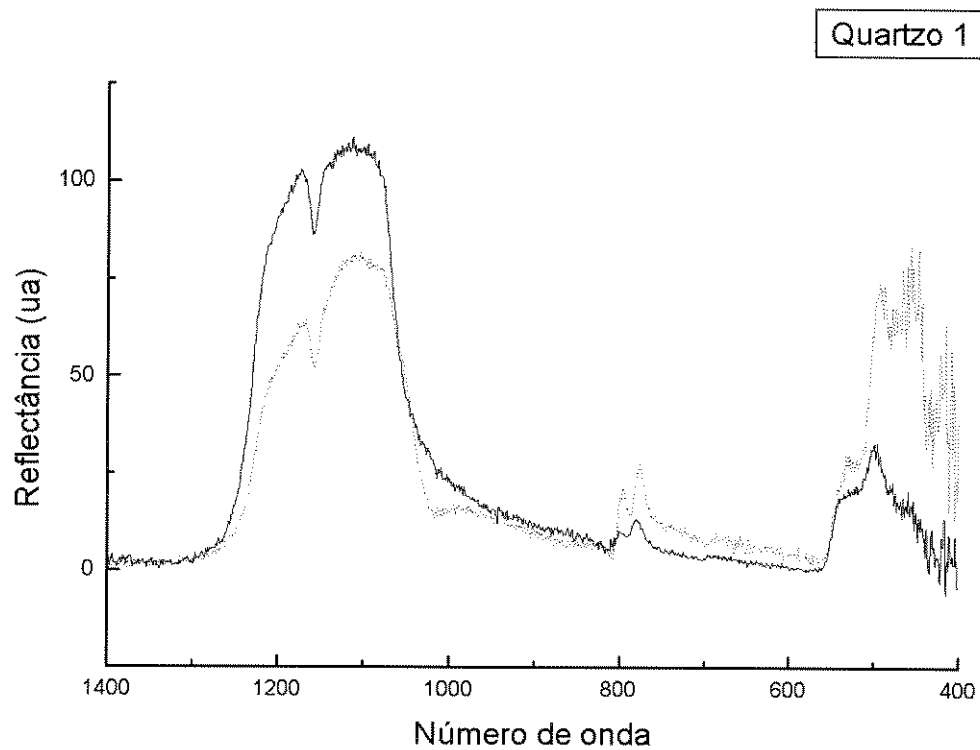


Fig. 5.5)- Espectro infravermelho por reflexão: Linha tracejada lâmina de quartzo cortado na direção perpendicular ao eixo Y , implantada com íons de He^+ com energia de 190 keV e dose de $2,0 \times 10^{16}$ íons/cm². A linha contínua e mais forte, indica a mesma lâmina sem receber implantação.

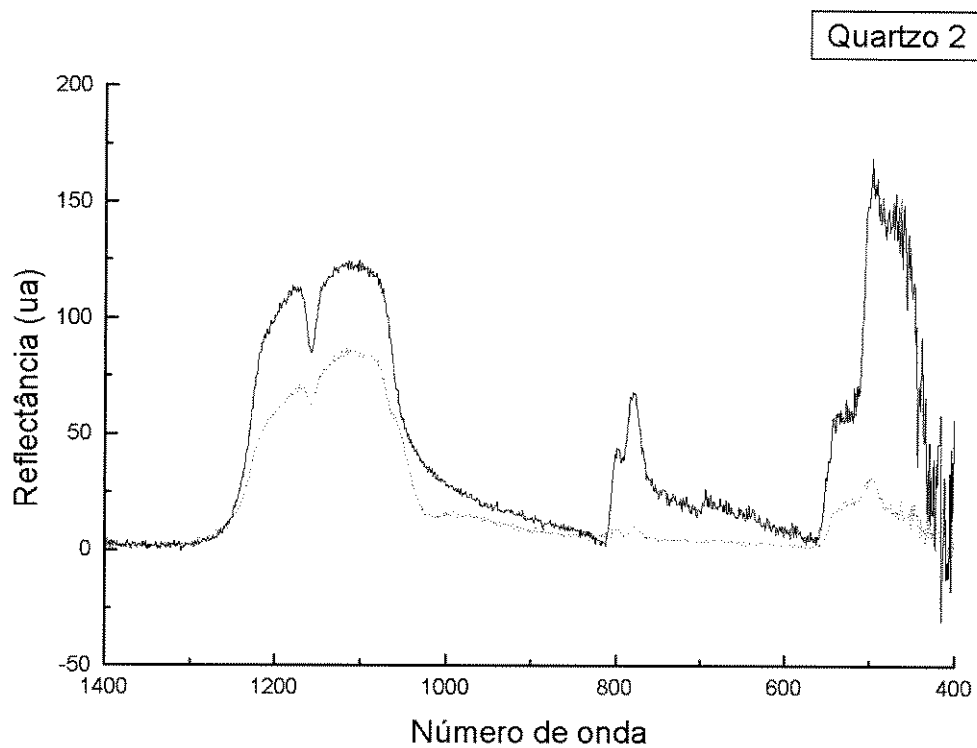


Fig. 5.6)- Espectro tracejado lâmina de quartzo cristalino, com corte perpendicular ao eixo Z, implantada com íon de He^+ com energia de 190 keV e dose de $2,0 \times 10^{16}$ íons/ cm^2 . A linha contínua e mais forte, indica o espectro da mesma lâmina de quartzo sem receber implantação.

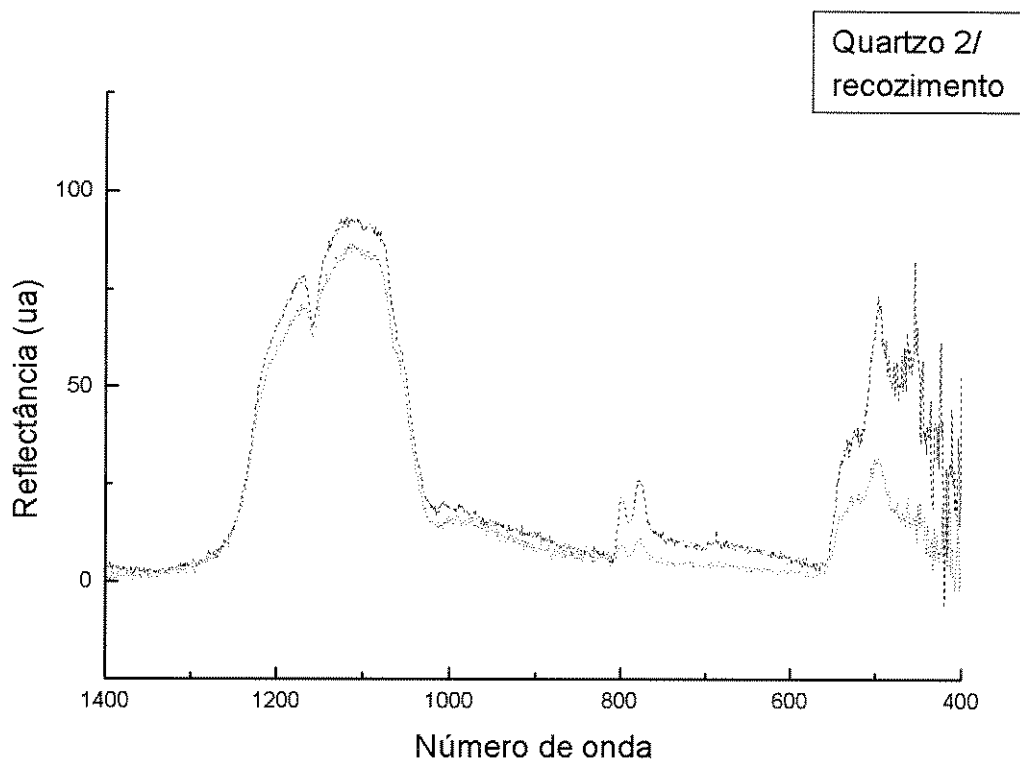


Fig. 5.7)- Espectro infravermelho por reflexão com incidência normal de uma lâmina de quartzo com corte perpendicular ao plano Z , implantada com íons de He^+ , com uma energia de 190 keV e uma dose de $2,0 \text{ E}16 \text{ íons/cm}^2$. O traço mais forte é para a mesma lâmina com recozimento a 800°C por 1 hora, indicando que o recozimento induz a uma recristalização.

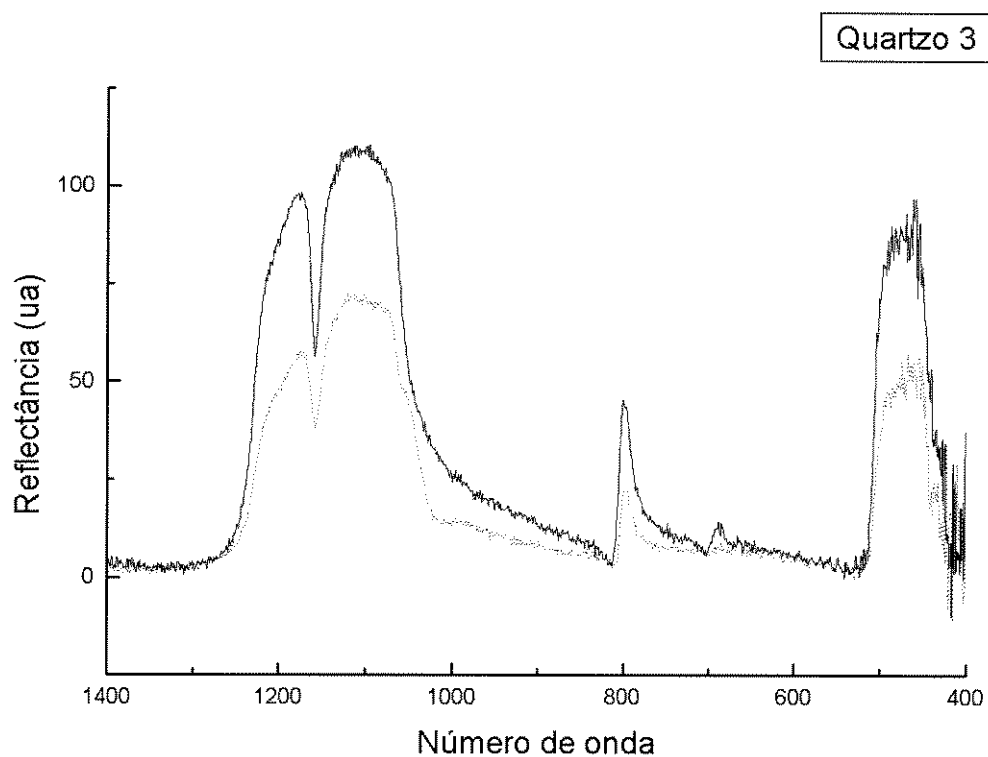


Fig. 5.8)- Espectro infravermelho por reflexão com incidência normal de uma lâmina de quartzo com corte perpendicular ao eixo X . Linha tracejada representa a lâmina implantada com íons de He^+ com energia de 190 keV e dose $2,0 \text{ E}16 \text{ íons/cm}^2$. A linha contínua é o espectro da lâmina sem receber a implantação de íons.

5.4)-Espectros UV-VIS-IR por reflexão, incidência normal

Equipamento *Lambda 9* Perkin Elmer

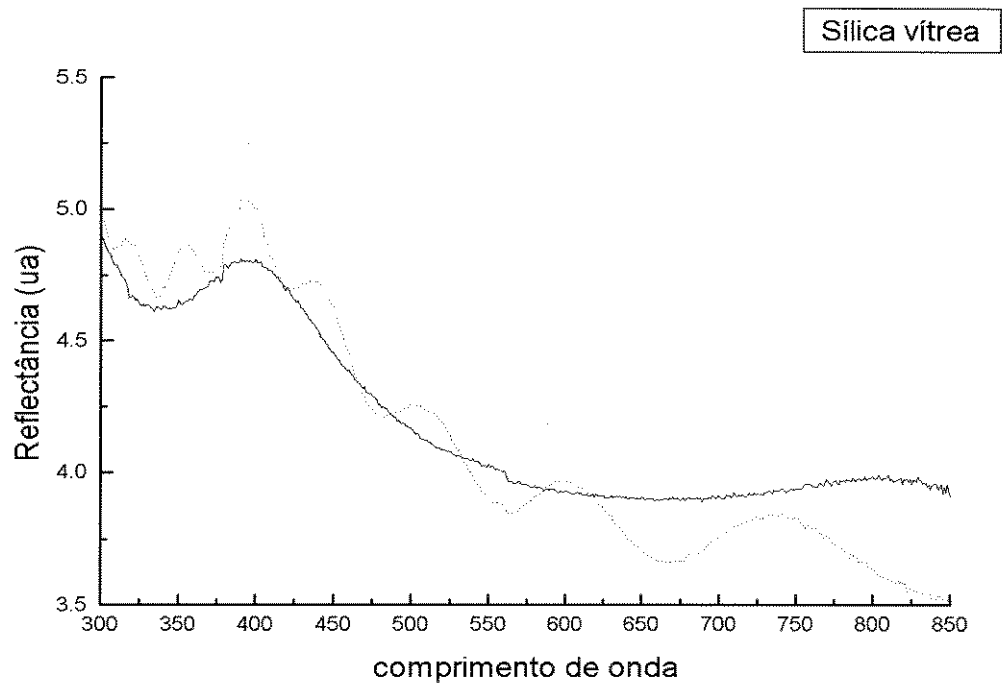


Fig. 5.9)- Espectroscopia na faixa de comprimento de onda variando entre a região do ultravioleta e o visível do espectro, por reflexão, com incidência normal, para lâmina de sílica vítrea. Traço contínuo representa a amostra não implantada, enquanto a linha pontilhada representa a amostra implantada com íons de He⁺ com energia de 190 keV e dose de $2,0 \times 10^{16}$ íons/cm².

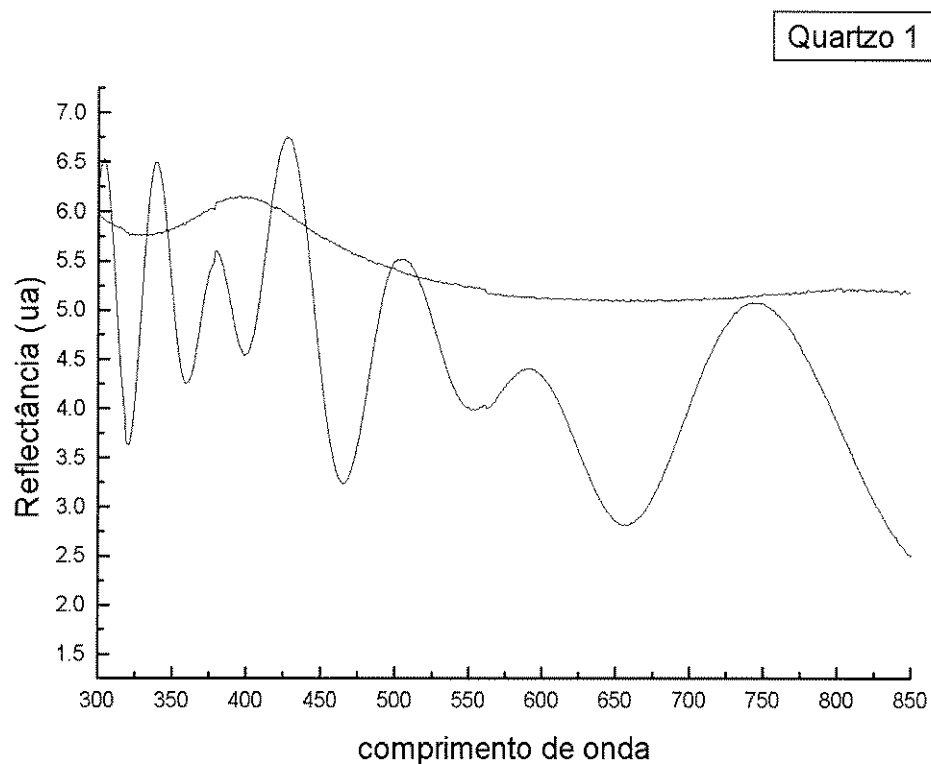


Fig. 5.10)- Espectro na faixa do ultravioleta, visível e infravermelho por reflexão normal de lâmina de quartzo cortada perpendicularmente ao eixo Y , implantada com íons de He^+ com energia de 190 keV e dose $2,0 \times 10^{16}$ íons/cm². A oscilação da refletância em relação ao comprimento de onda, indica a presença de filme fino. A linha contínua representa o espectro da lâmina sem implantação.

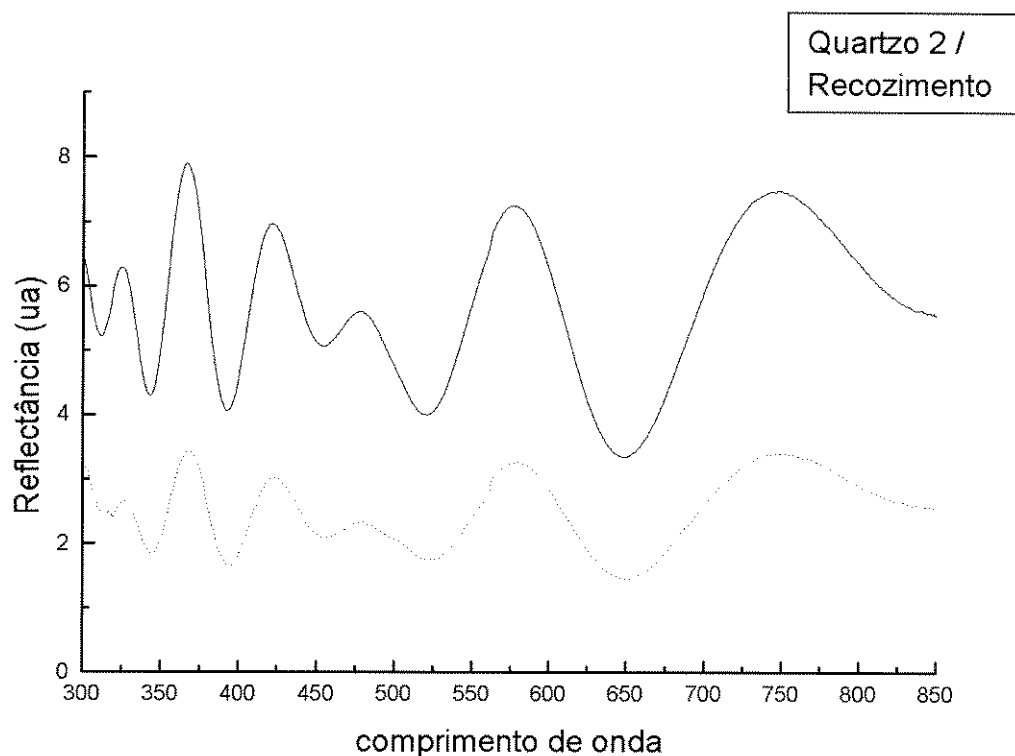


Fig. 5.11)- Espectro infravermelho por reflexão normal: Linha tracejada representa o espectro da lâmina de quartzo com corte perpendicular ao eixo Z, implantada com íons de He^+ com energia de 190 keV, dose de $2,0 \times 10^{16}$ íons/cm² e com recozimento à temperatura de 800⁰ C por 1 hora. Linha contínua representa o espectro da mesma lâmina, que somente recebeu implantação, sem recozimento.

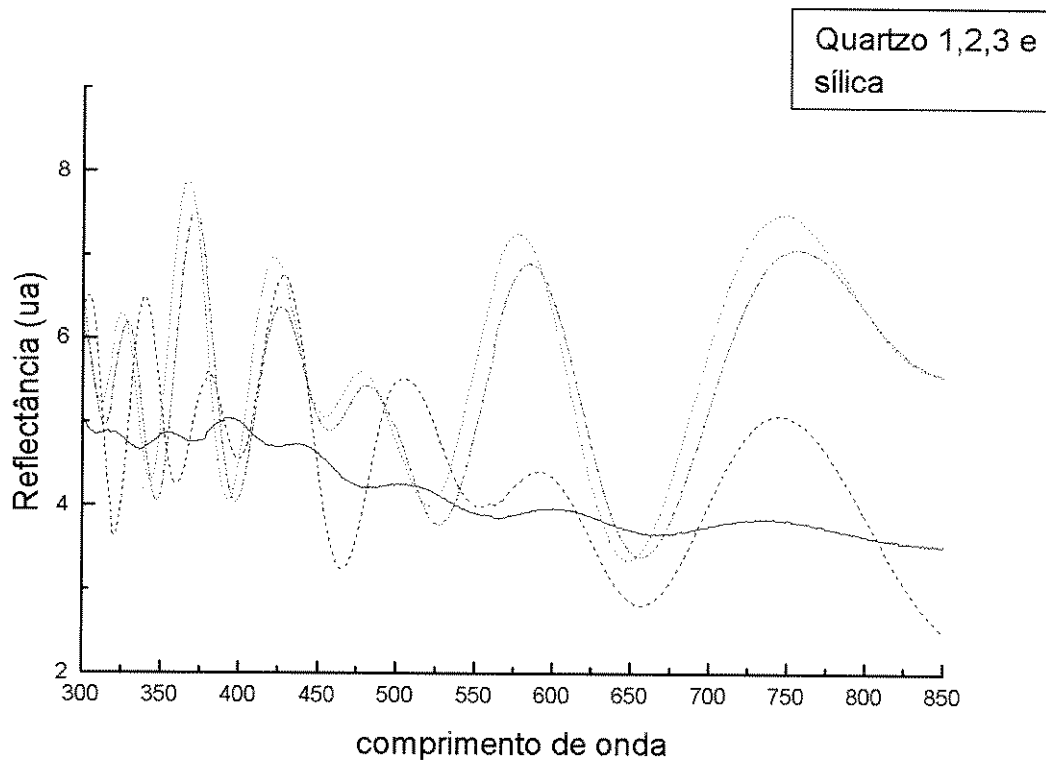


Fig. 5.12)- Linha contínua representa a lâmina de sílica vítrea. A linha pontilhada representa a lâmina de quartzo com corte perpendicular ao eixo Z , a linha tracejada quartzo com corte perpendicular ao eixo Y , e linha saltada quartzo cortada perpendicularmente ao eixo X . Todas as amostras foram implantadas com íons de He^+ com energia de 190 keV e dose $2,0 \times 10^{16}$ íons/cm².

O aumento da refletividade das amostras que sofreram recozimento, sugere a ocorrência de recristalização da amostra de quartzo á temperatura de 800° C. Possivelmente com o aumento do tempo de recozimento a refletividade da amostra aumente ainda mais, até se aproximar da refletividade da estrutura cristalina. Vale lembrar que a interação dos íons acelerados com o cristal de quartzo, provoca uma amorfização da estrutura cristalina.

A oscilação das curvas de reflexão em relação ao número de onda, sugere a formação de um filme fino, como acontece na realidade. O filme fino é considerado um caso especial do interferômetro de Fabry-Perot para baixas ordens.

Quando a espessura do filme é da ordem do comprimento de onda da luz, a diferença de caminho óptico introduzida é pequena comparada com o comprimento de coerência de algumas fontes monocromáticas. O deslocamento lateral $2t \tan\phi$, também é pequeno comparado com a largura do feixe. Portanto multiplas reflexões combinadas coerentemente formam o feixe refletido e transmitido.

Os números de onda correspondentes ao máximo e mínimo das curvas espectrométricas, dependem dos valores relativos de n_0 , n_1 e n_2 . No caso de filmes finos formados por implantação de íons, a camada modificada apresenta um perfil de índice de refração. O índice n_1 será substituído pelo índice efetivo do guia de onda n_{ef} .

A refletância máxima ocorre em:

$$R_{max} = \left(\frac{n_1^2 - n_0 n_2}{n_1^2 + n_0 n_2} \right)^2 \quad (5.33)$$

$$\sigma_{max} = \frac{(2m+1)}{4n_1 d_1} \quad (5.34)$$

E a refletância mínima,

$$R_{min} = \left(\frac{n_2 - n_0}{n_2 + n_0} \right) \quad (5.35)$$

$$\sigma_{min} = \frac{m}{2n_1 d_1} \quad (5.36)$$

Os máximos e mínimos podem se alternar, de acordo com os valores dos índices do substrato e do guia de onda.

Quando a dispersão é determinada, e a refletância R é função tanto de n_1 quanto da espessura de fase δ_1 da camada, então a variação total de R com σ (50), pode ser dado por:

$$\frac{dR}{d\sigma} = \frac{8n_0n_1n_2 \tan \delta_1 \csc^2 \delta_1}{\left[n_1^2(n_0 + n_2)^2 + (n_0n_2 + n_1^2)^2 \tan^2 \delta_1 \right]} \quad (5.37)$$

$$\left\{ (n_1^4 - n_0^2 n_2^2) \tan \delta_1 \frac{dn_1}{d\sigma} + (n_1^2 - n_2^2)(n_1^2 - n_0^2) \delta_1 \left(\frac{dn_1}{d\sigma} + \frac{n_1}{\sigma} \right) \right\}$$

Onde:

$\delta_1 = 2\pi\sigma n_1 d_1 \cos \varphi_1$, é a espessura de fase do filme

Quando a dispersão $dn_1/d\sigma$ é determinada, o valor de δ_1 correspondente aos pontos de máximo e mínimo, é dado por $dR/d\sigma = 0$.

No caso dos guias de onda produzidos por implantação de íons, o valor da dispersão dos silicatos modificados não está disponível. Esta medida exige um aparato sofisticado. Talvez este valor seja bem próximo do valor da dispersão da sílica vítrea e do quartzo sem implantação.

Os valores da dispersão da sílica vítrea e do quartzo cristalinos nas duas orientações, podem ser obtidos das equações de dispersão para estes materiais eqs. (3.1, 3.2, 3.3). Derivando estas equações empíricas em relação ao índice de refração, e depois substituindo o comprimento de onda utilizado nas medições, pode-se determinar o valor da dispersão para o material não modificado.

Efeitos anti-refletivos podem ser bastante explorados no mínimo interferencial das curvas de reflexão. Podem ser projetados dispositivos para não refletirem determinados comprimentos de onda, com aplicabilidade que vão desde filtros interferenciais até células solares e detetores.

5.5)- Espectros diferenciais por reflexão difusa

Equipamento Perkin-Elmer 1600, acessório de reflexão difusa, incidência 30°

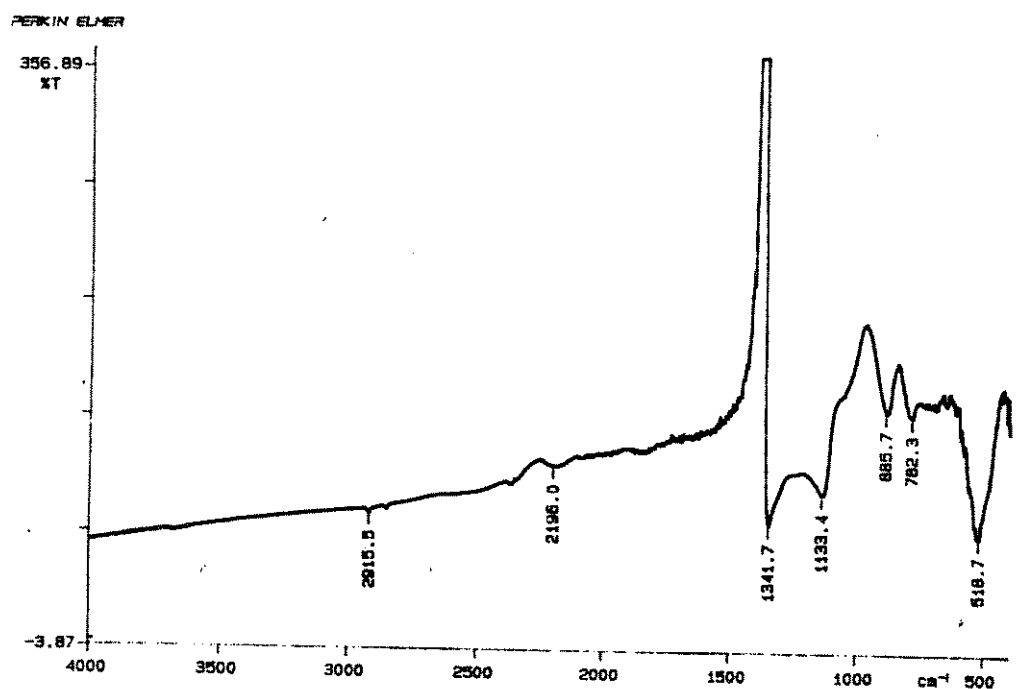


Fig. 5.13)- Espectros diferenciais utilizando o espectro da amostra de sílica vítrea sem implantação como fundo, subtraindo o espectro da amostra de sílica vítrea implantada com energias 30, 50, 110, 190 keV e dose de $1,0 \times 10^{16}$ íons/cm² para cada uma das energias implantadas.

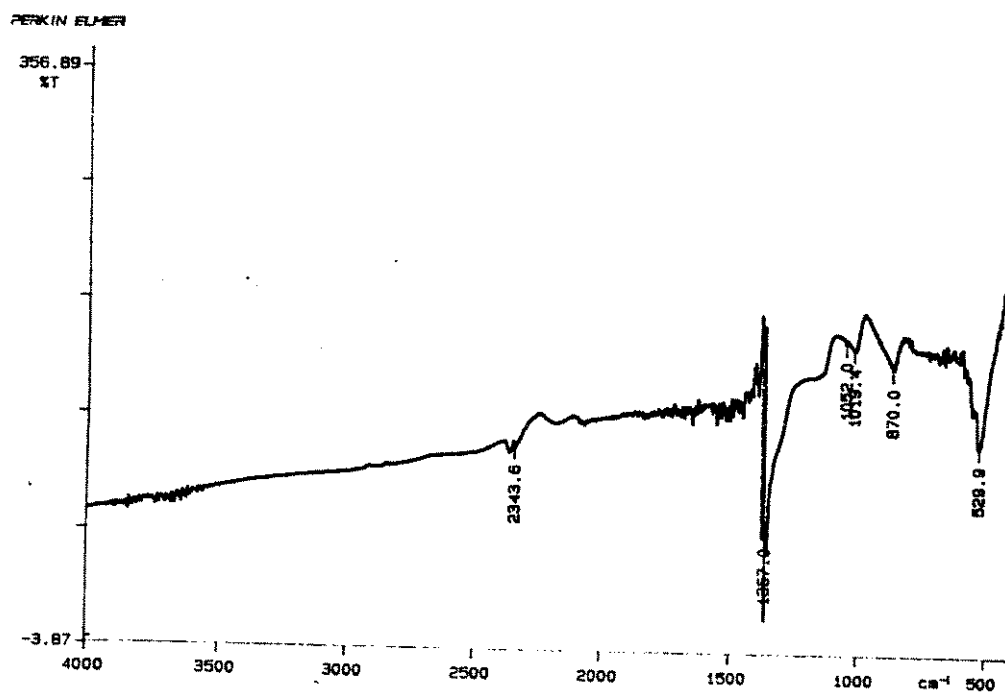


Fig. 5.14)- Espectros diferenciais utilizando o espectro da amostra de sílica sem implantação como fundo, subtraindo o espectro da amostra de sílica vítrea implantada com energias 30, 50, 110, 190 keV e doses de $1,0 \times 10^{16}$ para cada uma das energias implantadas, e com recozimento a 800°C por 1 hora. Observar que o recozimento retirou os picos que apareciam na figura anterior.

Capítulo VI

Difração de raio-X

6.1)- Introdução

Através da difração de raio-X é possível determinar as distâncias interplanares de um plano cristalino, através da difração de Bragg.

Este método será usado neste trabalho para prever inicialmente a estrutura das amostras de quartzo cristalino obtidas, como também a precisão e orientação do corte dos cristais. Esta análise estrutural pode ser estendida para a identificação das modificações introduzidas pela implantação dos íons no material cristalino.

O quartzo oferece um excelente espectro de raio-X. Alta intensidade, pouco ruído, linhas finas e bem resolvidas. Por isso ele é usado como padrão de calibração interna em muitos equipamentos de raio-X.

As dimensões da célula unitária do quartzo transparente e com elevado grau de pureza, pode ser dado por:

$$a_0 = 4,90290 \pm 0,0003, c_0 = 5,39365 \pm 0,0003 \text{ em unidades Kx a } 18^0 \text{ C.}$$

As amostras de quartzo foram fornecidas pela empresa ABC cristais microeletrônica. Foram cortadas lâminas em planos perpendiculares aos eixos x , y e z . A difração de raio-X, utilizando a linha $k\alpha$ do Cu com $\lambda = 1,54051 \text{ \AA}$, foi obtida para cada um dos cortes das amostras. Analisando os valores do ângulo 2θ , obtidos do difratograma, pode-se determinar os planos que difratam a radiação para cada um dos cortes do cristal de quartzo.

Os valores calculados do ângulo 2θ , são baseados em valores médios da dimensão da célula unitária (41), $a_0 = 4,91331$ e $c_0 = 5,40488$ a 25°C . Os comprimentos de onda mostrados são valores de Cauchois-Hulubei e para fazer a conversão de Kx para A, é necessário multiplicar por um fator 1,00202. Os dados obtidos são mostrados na tabela 1.

No caso do sistema hexagonal, a célula unitária tem dimensões a e c . O volume da célula unitária é dado por:

$$V = \frac{a^2 c \sqrt{3}}{2} \quad (6.1)$$

Os parâmetros de rede a e c são calculados por:

$$a = \sqrt{\frac{\frac{4}{3}(h_1^2 + h_1 k_1 + k_1^2)}{(\frac{1}{d_1^2} - \frac{l_1^2}{c^2})}} \quad (6.2)$$

$$c = \sqrt{\frac{\frac{l_2^2 - l_1^2 x}{1}{\frac{1}{d_2^2} - \frac{1}{d_1^2} x}}{x}} \quad (6.3)$$

O vetor H_{hkl} traçado da origem da rede recíproca, para algum ponto que têm coordenadas hkl e são perpendiculares ao plano da rede cristalina com índice de Miller hkl

$$H_{hkl} = hb_1 + kb_2 + lb_3 \quad (6.4)$$

onde b_1 , b_2 , b_3 são vetores da rede recíproca.

A intensidade de uma linha de raio-X [42], pode ser dado pela equação:

$$I = |F|^2 P \left(\frac{1 + \cos^2 2\theta}{\sin^2 \theta \cos \theta} \right) e^{-2M} \quad (6.5)$$

onde:

F é um fator estrutural

P é um fator multiplicativo

e^{-2M} é um fator de temperatura

A profundidade que a radiação X penetra na amostra pode ser dado pela relação:

$$dI_D = \frac{I_a ab}{\sin \gamma} e^{-\mu x \left(\frac{1}{\sin \gamma} + \frac{1}{\sin \beta} \right)} dx \quad (6.6)$$

Onde:

I_a - Intensidade do feixe incidente

γ - Ângulo de entrada do raio-X

β - Ângulo de saída do feixe

a e b são constantes

6.2)- Identificação dos planos de corte

Os espectros de difração de raio-x confirmam que as amostras foram cortadas com uma alta precisão pela empresa **ABC-cristais**, devido a determinação de apenas um pico correspondente a um plano, para cada um dos cortes das amostras de quartzo.

O espectro deste quartzo foi determinado para amostra em pó para determinar todos os planos possíveis para este quartzo. A amostra foi transformada em pó em um recipiente de ágata. O pó de quartzo é então colado com silicone em uma lâmina de vidro. Esta lâmina vai para o difratômetro e o resultado pode ser observado nos difratogramas nos Anexos de 1 a 6 .

Amostra quartzo 1

Corte no plano XZ, perpendicular ao eixo Y

Foi tirado o espectro desta amostra, que corresponde ao Anexo I. Os dados correspondentes a este plano são obtidos do difratograma de raio-X.

Este valor corresponde ao pico de difração, dado pela distância interplanar que satisfaz as condições de Bragg.

Através do ângulo 2θ , pode ser determinada a distância $d = 4,25505$. Esta distância corresponde ao plano $10\bar{1}0$.

Foram determinados outros picos, que são correspondentes aos mesmos planos subsequentes $20\bar{2}0, 30\bar{3}0, 40\bar{4}0$.

Amostra quartzo 2

Corte no planos XY perpendicular a Z.

O difratograma apresentado no Anexo 2, nos fornece um pico em $2\theta = 50,7$. Este ângulo corresponde ao plano 0003 do quartzo, com distância interplanar $d = 1,8016$ A.

Amostra quartzo 3

Corte no plano YZ perpendicular ao eixo X.

O difratograma apresentado no Anexo 3, forneceu o valor de $2\theta = 36,5^\circ$ que equivale ao valor tabelado de $36,545^\circ$. Este ângulo equivale a uma distância interplanar $d = 2,45666$ A, correspondente ao plano $11\bar{2}0$.

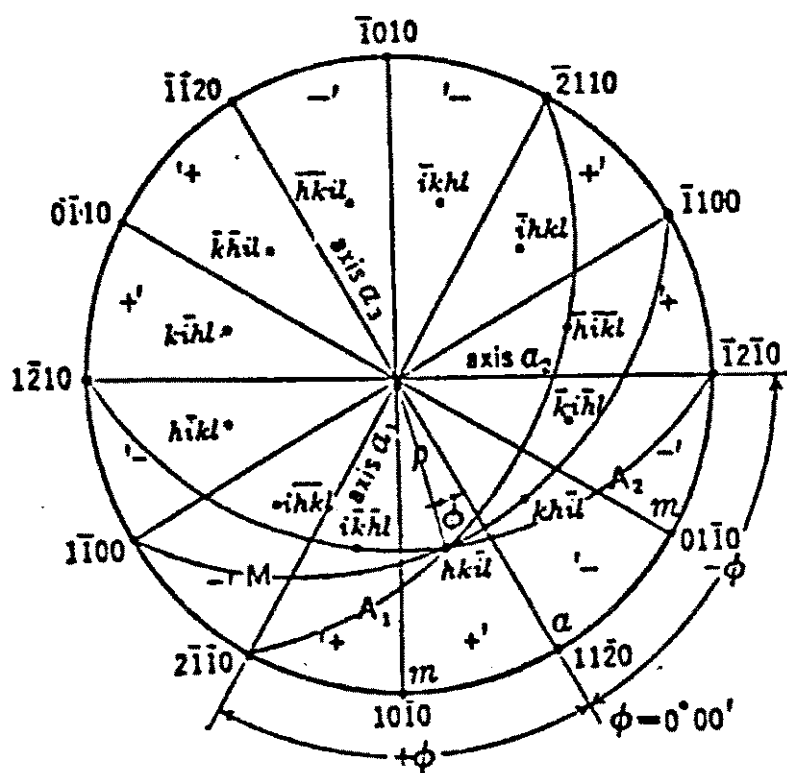


Fig.6.1) Projeção estereográfica do cristal de quartzo [41]

Tabela 11)- Ângulos das formas cristalinas do quartzo

<i>hkil</i>	<i>Miller</i>	ϕ	ρ	M	A_2	R	Z	Ocorrência
0001	111	---	0°	90°	90°	51°47'	51°47'	R
1010	211	30°	90°	60°	90°	38°12'	66°51'	VVC
1120	101	0°	90°	90°	60°	47°07'	47°07'	R

6.3)- Caracterização do quartzo implantado

Foram obtidos os gráficos de difração de raio-x para os cristais de quartzo cortados com direções perpendiculares aos eixos *X*, *Y* e *Z*. Dentre as amostras, algumas não estavam implantadas. Outras amostras com implantação de íons de hélio com energia de 190 keV e dose de $2,0 \times 10^{16}$ íons/cm².

A intensidade da linha correspondente ao plano $10\bar{1}0$, da respectiva amostra, diminuiu em relação ao plano $20\bar{2}0$, quando recebeu a implantação de íons de hélio. Este efeito sugere uma diminuição de ordem a curta distância. A implantação causou uma desordem que pôde ser observada pela radiação X, mais significativamente na distância interplanar do cristal de quartzo.

Uma das amostras, com corte perpendicular ao plano *Z*, foi levada ao forno por 1 hora a 800 °C, e passou a ser chamada de amostra quartzo 4. Foram observadas mudanças na intensidade relativa dos picos em alguns planos cristalinos. Porém é necessário refazer o recozimento para outras temperaturas e diferentes tempos.

A amostra *quartzo 2*, com corte perpendicular ao eixo *Z*, que sofreu recozimento a 800° C durante 1 hora, apresentou vários picos de difração que não existiam antes do recozimento, apresentando fortes indícios de que possa ter ocorrido uma policristalização. Isto pode ser observado fazendo uma comparação entre o difratograma de pó de quartzo (Anexo 1), que revela todos os planos cristalinos existentes para este quartzo, o difratograma da amostra implantada (Anexo 3) e o difratograma da lâmina implantada e recozida (Anexo 6).

Conclusão

O cristal de quartzo e a sílica vítrea, se mostraram eficientes para a formação de guias de onda através da implantação de íons de hélio.

O assunto é muito vasto, e qualquer um dos capítulos apresentam assuntos que podem ser extensamente estudados. Neste trabalho de tese muitas das medidas e técnicas de caracterização, necessitam de um estudo mais sistemático e preciso.

Por ser um assunto inédito nesta universidade, e esta tese pioneira na aplicação da tecnologia de implantação iônica para a produção de guias de onda e dispositivos ópticos, creio que o objetivo final tenha sido alcançado.

Uma técnica alternativa seria a utilização de fontes radioativas que emitem partículas α , já que o hélio duplamente ionizado corresponde à estas partículas. Foram pesquisadas algumas fontes que pudessem atender o número de íons por cm^2 necessário para causar uma mudança de índice de refração significativa. Uma fonte de partículas α de 1 *Curie*, emitindo em todas as direções, emite aproximadamente $7,5 \times 10^9$ partículas por segundo, através de um ângulo sólido.

Vale salientar e reprisar alguns pontos importantes para a continuação da linha de pesquisa de implantação iônica em materiais vítreos e cristalinos, aplicados à fabricação de dispositivos ópticos.

1- Seria necessário a utilização de um filme metálico sobre a sílica vítrea e o quartzo cristalino, para possibilitar o escoamento das cargas superficiais geradas pelo bombardeamento de íons positivamente carregados. através do terra do equipamento, de acordo com procedimentos de implantação de íons em materiais isolantes. Ocorre a formação de uma densidade superficial de carga que se opõe ao movimento dos íons que estão sendo implantados, formando uma espécie de barreira. As implantações de hélio, foram feitas sem o filme metálico. Portanto seria interessante ter feito a comparação entre os substratos implantados com o filme metálico e sem o filme para comparar o alcance médio dos íons com e sem o filme metálico.

2- As medidas dos modos de propagação do laser na camada modificada, podem ser mais precisas através de um alinhamento mais cuidadoso entre o prisma, a objetiva e o laser. A base de fixação do prisma necessita de estar centrada, fazendo com que o feixe laser não mude o ponto de incidência na face do prisma quando este é girado. As medidas dos modos TM para o quartzo não foram feitas, devido a limitação de tempo e necessidade de projetar uma base estável para permitir uma maior precisão neste tipo de medida.

3- Para as análises de espectroscopia infravermelho, seria necessário obter as curvas de índice de refração e absorção dos espectros de reflexão, através de uma operação matemática, medidas com dois ângulos de incidência, ou medidas com duas polarizações.

4- É necessário estudar o efeito do recozimento e recristalização, tanto na estrutura amorfa quanto na cristalina em função da temperatura, tempo e íon implantado.

5- Em conjunto com as medidas dos índices dos modos, seria interessante a simulação do perfil de índice de refração, de acordo com as medidas. Estes perfis chegaram a ser simulados no decorrer do trabalho experimental. Porém não foi possível medir alguns dos parâmetros utilizados nesta simulação, como o índice de refração da superfície da lâmina modificada, com uma boa precisão.

Devido às dificuldades técnicas normais de uma tese experimental, o tempo não foi suficiente para realizar as várias técnicas de caracterização abordadas aqui, de uma forma completa. Foram utilizados cinco laboratórios da Unicamp, além da estrutura oferecida pelo CCS para a implantação de íons. Duas empresas contribuíram com este trabalho de tese. A *ABC-Cristais Microeletrônica* através do fornecimento de amostras de quartzo cristalino sintético e corte de precisão destas amostras em formato de lâminas e a *Opto Optoeletrônica* através do polimento das amostras com alta planicidade.

Referências bibliográficas

1. P.D.Townsend, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B65 (1992)
2. P.J.Chandler, L.Zhang and P.D. Townsend, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B46 (1990)
3. Ziegler, Ion implantation, Science and Technology, second edition, academic press,inc.
4. Mazzoldi, Nuclear Instruments and Methods 209/210 (1983)
5. R. D. Stanley, W. M. Gibson and J. W. Rodgers, Applied Optics, v. 11, No. 6, June 1972.
6. P. Biersack, L. G. Haggmark, Nuclear Instruments and Methods 174 (1980)
7. C. P. Guerra and L. C. Kretly, He⁺ implantation into fused quartz for the formation of waveguides applied to optoelectronic devices, XI Conference of the brazilian microelectronics society, Águas de Lindóia, SP, 1996.
8. L. C. Kretly and J. E. C. de Queiroz, Medium current He⁺ beam extraction using auxiliary solid material in the ion source, XI Conference of the brazilian microelectronics society, Águas de Lindóia, SP, 1996.
9. C. P. Guerra e L. Cescato, Componentes holográficos para interconexões ópticas, Anais do XV Encontro de Física da Matéria Condensada, Ed. H. L. Fragnito, Caxambu, MG, 1992
10. Quartz: da magia às fibras ópticas Rogério C. Cerqueira Leite...[et al.], - São Paulo : Duas cidades, 1992.
11. Amorphous Inorganic Materials and Glasses, Feltz - Weinheim ; Basel (Switzerland) ; Cambridge ; New York, NY : VCH, 1993
12. Hosemann, M. P. Hentschel and U. Scheimeisser, Journal of Non-crystalline Solids 83 (1986) 223-234.
13. Heibei and E. Voges, Phys. stat. sol. (a) 57, 609 (1980)
14. Torikai D., Tese de Doutorado, publicação FEM 37/94;

15. Glasses and amorphous materials, Materials Science and Technology, Zarzycki; vol. 9 - Weinheim ; Basel (Switzerland) ; Cambridge ; New York, NY : VCH, 1991
16. G. W. Arnold, Radiation Effects, 1980, vol. 47
17. Handbook of Optics, Optical Society of America.
18. Mazzoldi, Journal of Non-crystalline Solids 120 (1990) North-Holland, A
19. G.W.Arnold, R. K. Brow and D. R. Myers Journal of Non-crystalline Solids 120 (1990) North-Holland, Amsterdam
20. R. Hosemann, M. P. Hentschel, U. Schmeisser, R. Bruckner, Journal of Non-crystalline Solids 83 (1986) North-Holland, Amsterdam
21. Th. Gerber and B. Himmel, Journal of Non-crystalline Solids 83 (1986) North-Holland, Amsterdam
22. Herrmann, Applied Optics, V.19, N.19, Oct. 1980
23. R. Ulrich, Journal of the Optical Society of America, V.60, N.10, Oct. 1970.
24. P. K. Tien and R. Ulrich, Journal of the Optical Society of America, V.60, N.10, Oct. 1970.
25. Optical Integrated Circuits, H.Nishihara, M. Haruna, T.Suhara, R.R. Donelley & Sons Company, 1989.
26. F. Taylor and A. Yariv, Proceedings of the IEEE, v. 62, no. 8, August 1974.
27. Burns, Applied Optics, 16, 113-118 (1977)
28. B. X. Chen, H. Hamanaka, K. Iwamura, J. Opt. Soc. Am. A, vol. 9, No. 8, August 1992
29. Eletromagnetic Principles of Integrated Optics, Donald Lee, John Wiley & Sons, Inc., 1986.
30. Optical Fiber Communications, Gerd Keiser, Second Edition, McGraw-Hill Inc., 1991.
31. Integrated Optics, Edited by Theodor Tamir, Springer-Verlag Berlim Heidelberg 1975
32. Standard Practices for Internal Reflection Spectroscopy, E 573 - 81, Annual Book of ASTM (American Society for Test of Materials) Standards, vol 1
33. Jorge Ivan Cisneros, Reflexão em meios não condutores-incidência oblíqua. Apostila do curso de eletromagnetismo II, IFGW, Unicamp.

34. I. Simon and H.O.McMahon, The Journal of Chemical Physics, V.21, Numero 1, jan. 1953.
35. Reflectance Espectroscopy, Gustav Kortüm, Springer-Verlag Berlim Heidelberg 1969.
36. Gervais et al. / Journal of non-cristalline Solids 89 (1987).
37. Yamamoto and H.Ishida, Vibrational Spectroscopy 8 (1994) 1-36.
38. Yamamoto and A. Masui, Applied Spectroscopy, v.49, n.5, 1995.
39. M. Handke and W. Mozgawa, Vibrational Spectroscopy, 5 (1993), Elsevir Science Publisher B. V., Amsterdam
40. The System of Mineralogy, V. III, Silica Minerals, J.D. Dana and E.S. Dana, seventh edition, Jonh Wiley & Sons, 1962.
41. Lascas de Limoeiro e Valadares, estudo por difração de raio - X, Fábio Matsui, Relatório do grupo Trainning in Mineral Processes - Tohoku University.
42. Elements of X-rays Diffraction, second edition, B. D. Cullity, Addison-Wesley Publishing Company, Inc.
43. T. Suhara and H. Nishihara, IEEE Journal of Quantum Eletronics, vol. QE-22, no. 6, June 1986.
44. J. P. Hugonin, R. Petit, J. Optics (Paris), 1977, vol. 8, n. 2
45. B. R. Horowitz and T. Tamir, Journal of Optic Society of America, vol. 61, n. 5, May 1971.
46. T. Tamir and H. L. Bertoni, Journal of Optic Society of America, vol. 61, n. 10, October 1971
47. P. Mathey, P. Jullien, and J. L. Bolzinger, Journal of Optic Society of America B, vol.12, n.9, September 1995
48. B. X. Chen, H. Hamanaka, and K. Iwamura, Journal of Optic Society of America A, vol.9, n. 8, August 1992.
49. J. M. White and P. F. Heidrich, Applied Optics, vol. 15, n.1, January 1976
50. O.S.Heavens, Optical constants of Thin Films, Physics of Thin Films, Ed. Georg Haas and R. E. Thun, 1964, Academic Press, N.Y.
51. Principles of Optics, Eletromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light, sixty edition, M. Born & E. Wolf, Pergamon Press, 1980.

Abstract

The purpose of this work was to study the technical application of ion implantation to modify the refraction index on vitreous and crystalline substrates, allowing the optical guidance. We have implanted He^+ ions with energies from 30 to 190 KeV and doses from 1.0×10^{16} to 2.5×10^{16} ions/cm² in vitreous silica and crystalline quartz substrates, with perpendicular cut to the X, Y and Z axis. To the optical characterization, it has been made refraction index measurements on Transversal Electric (TE) and Transversal Magnetic (TM) propagation modes of an argon ion laser beam, at $\lambda = 488,0$ nm, through the Dark Modes method. We have studied the dose variations, energy and annealing effects on the propagation modes in the modified layer. We have also used different techniques on the infrared spectroscopy to analyse the structural modifications on the silicates by the helium ions bombardment. Analysis by X-ray diffraction has also been used to analyze the single quartz crystal and modified by the ions implantation.

Lista de símbolos

A - Absorçância

A_j - Ondas refletidas na interface $Z=0$

a e c - São parâmetros de rede no sistema hexagonal

B_j - Ondas refletidas em $Z=W$

C_j - Ondas que se propagam no substrato

C - Concentração

c_0 - Velocidade da luz no vácuo

d - Distância interplanar

D_j - Ondas que se propagam no gap

$d\sigma_n$ - Seção de choque para colisões elásticas binárias

$d\sigma_e$ - Seção de choque para colisões eletrônicas

E - Energia

h - Espessura da lâmina

$h(x)$ - Função de distribuição normalizada

k - Índice de atenuação

k - Coeficiente de extinção

l - Caminho óptico

M - Número de modos

M_s - Massa do feixe iônico

n^* - Índice de refração complexo

n_0 - Índice de refração

n'' - Absorsividade

n_v - Índice de refração da lâmina

N_i - Número de íons

N_j - Densidade dos átomos do espécime em um material com J átomos

$\tilde{N}_m$ - Índice de refração do modo acoplado

n_p - Índice de refração do prisma

R_p - Alcance médio

T_n - Energia transferida ao átomo recuado

x - Espessura da amostra

x_i - Deslocamento do feixe no plano perpendicular ao plano de incidência, para cada reflexão.

x_c - Local onde a onda plana incide na interface

Z_i - Número atômico do feixe iônico

α - Ângulo de entrada do feixe luminoso em relação à normal

α - Coeficiente de absorção

β - Achatamento da distribuição (*Kurtosis*)

β_h - Constante de propagação devido ao acoplamento holográfico

β_o - Constante de propagação

ε - Ângulo da aresta do prisma

ν - Frequência

Λ - Período da estrutura difrativa gravada

Φ - Dose de implantação

ΔR_p - Desvio da distribuição (*straggle*)

γ - Assimetria da distribuição (*skewness*)

λ_l - Comprimento de onda de leitura do dispositivo

λ_g - Comprimento de onda de gravação do dispositivo

$\phi_{1/2}$ - Mudança de fase na interface guia de onda-ar.

$\phi_{1/3}$ - Mudança de fase no contorno na interface guia de onda-substrato.

$\phi_{p/2}$ - Mudança de fase na interface prisma-ar

θ_1 - Ângulo de reflexão

ϕ_{10} - Diferença de fase em reflexão na interface ar-guia

ϕ_{12} - Diferença de fase em reflexão na interface guia substrato

ν_3 - Modo vibracional de estiramento

ν_4 - Modo vibracional de flexão da sílica

ω - Número de onda

Apêndice 1

Simulador TRIM - Transport of Ion in Matter

O programa TRIM codificado em Fortran, simula em um computador pessoal a interação do feixe de íons com o alvo, para os mais variados tipos de íons e substratos. Este programa é baseado no método Monte Carlo [6].

As análises das equações envolvidas nesta simulação são bastante complicadas, e distancia do objetivo proposto inicialmente por este texto.

A saída deste programa é uma tela gráfica que mostra a distribuição espacial dos íons no material implantado. Analisando o formato da distribuição de íons, é possível ter uma idéia do perfil de índice de refração do material modificado pela implantação de íons, mas não há uma equivalência linear entre estas duas curvas.

Como resultado da simulação, é apresentado o valor do alcance médio, desvio padrão, achatamento e assimetria da distribuição dos íons implantados, previamente descrito no capítulo II. Este programa fornece também a formação de fônons, átomos recuados, entre outras informações.

Entre os parâmetros que podem ser modificados para cada material considerado como substrato está a densidade, energia de ligação e perda de energia por colisão. Existe um banco de dados com os valores destes parâmetros para os principais materiais existentes.

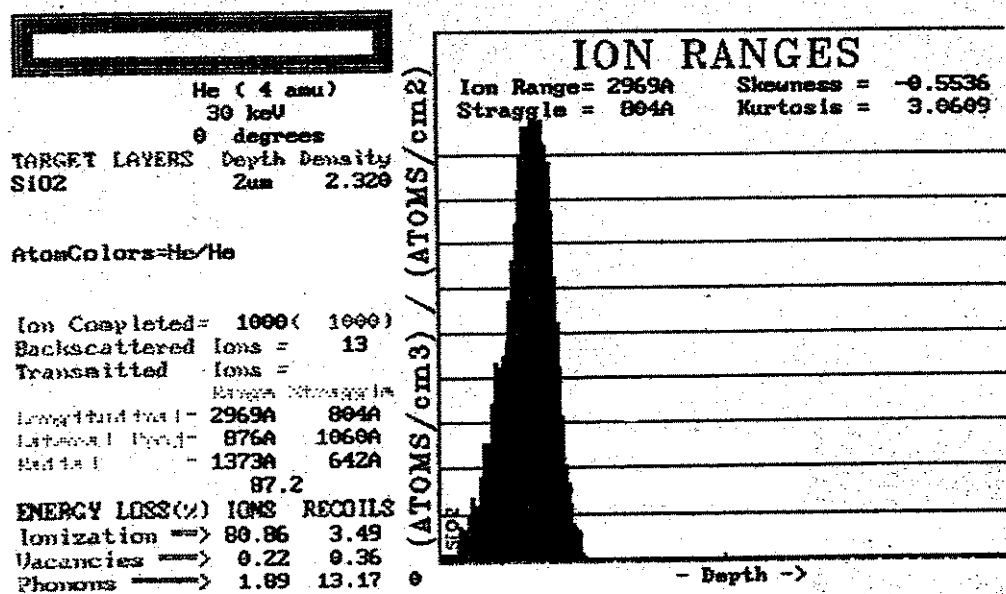


Fig. A.1)- Tela gráfica de saída do simulador TRIM para íons de hélio implantados em SiO₂ com energia de 30 keV

Energia = 30 keV
Números de íons = 1000
Alcance médio dos íons = 0.2969 µm
Densidade do substrato = 2.320 g/cm³

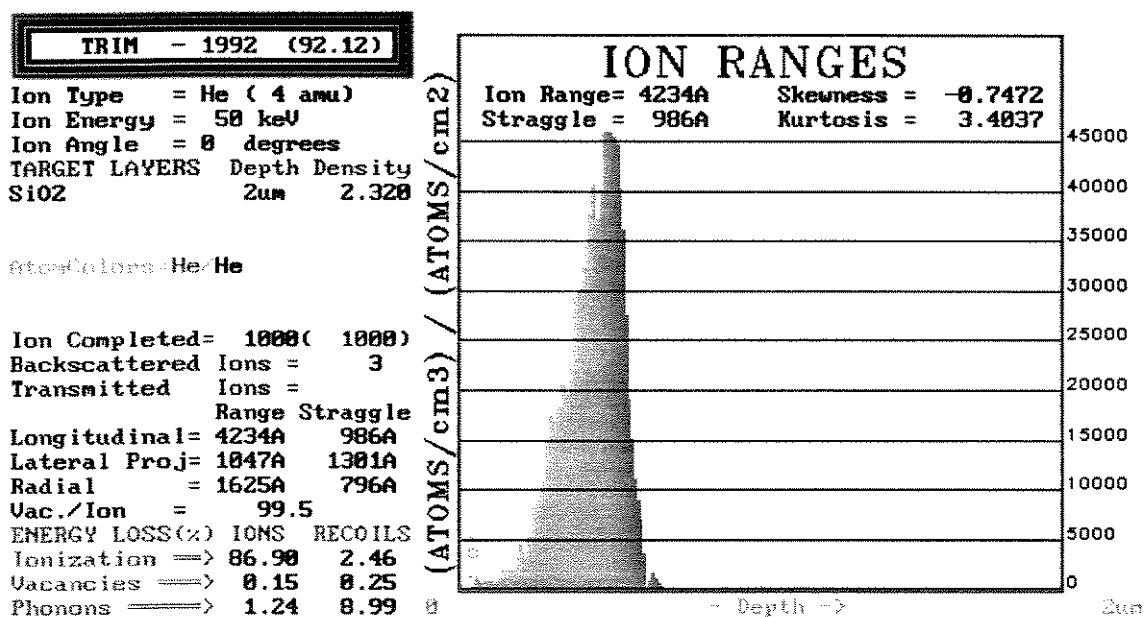


Fig. A.2)- Simulação TRIM para íons de hélio implantados em SiO₂
com energia de 50 keV

Energia = 50 keV
 Números de íons = 1000
 Alcance médio dos íons = 0.4234 μm
 Densidade do substrato = 2.320 g/cm³

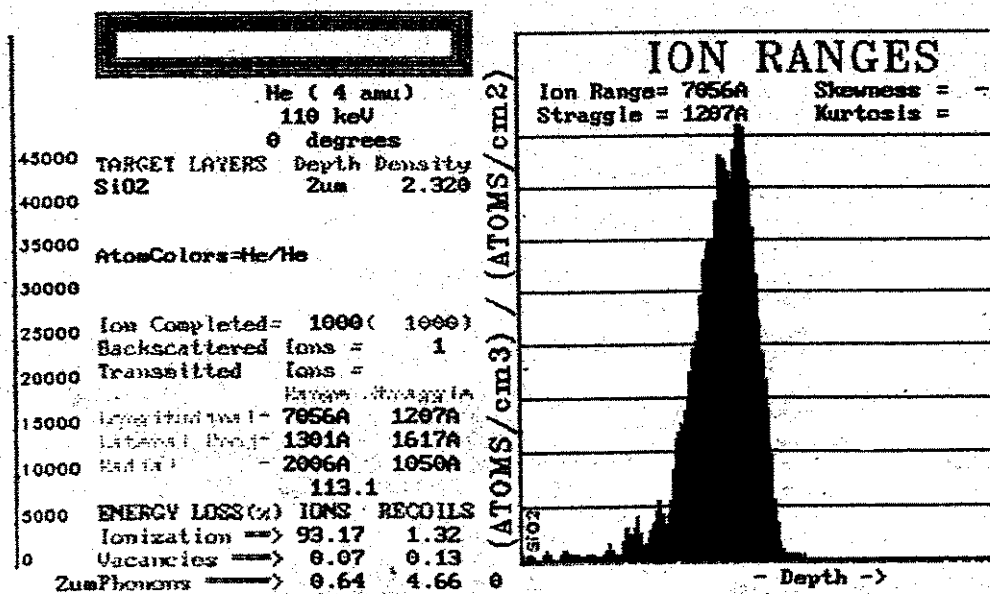


Fig. A.3)- Tela gráfica de saída do simulador TRIM para íons de hélio implantados em SiO₂ com energia de 110 keV

Energia = 110 keV

Números de íons = 1000

Alcance médio dos íons = 0.7056 μm

Densidade do substrato = 2.320 g/cm^3

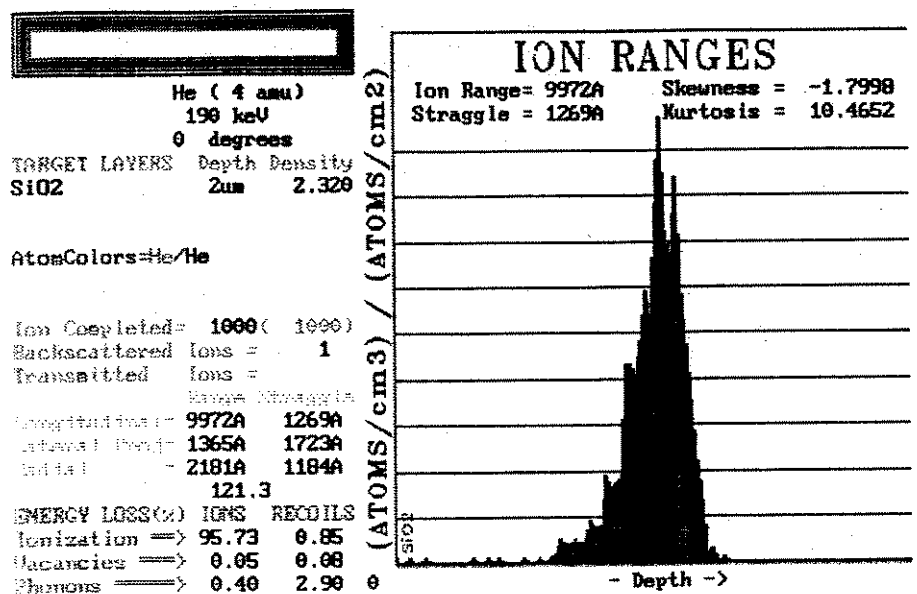


Fig.A.4)- Tela gráfica de saída do simulador TRIM. Simulação da implantação de hélio com energia de 190 keV em SiO₂.

Energia = 190 keV
Números de íons = 1000
Alcance médio dos íons = 0.9972 µm
Densidade do substrato = 2.320 g/cm³

Apêndice 2

Parâmetros físicos da sílica vítrea e do quartzo cristalino

[10,15,40].

A.3.1)- Sílica Vítrea

As propriedades físicas e ópticas mais importantes da sílica vítrea, são definidas abaixo e poderão apresentar variação de acordo com a qualidade do quartzo:

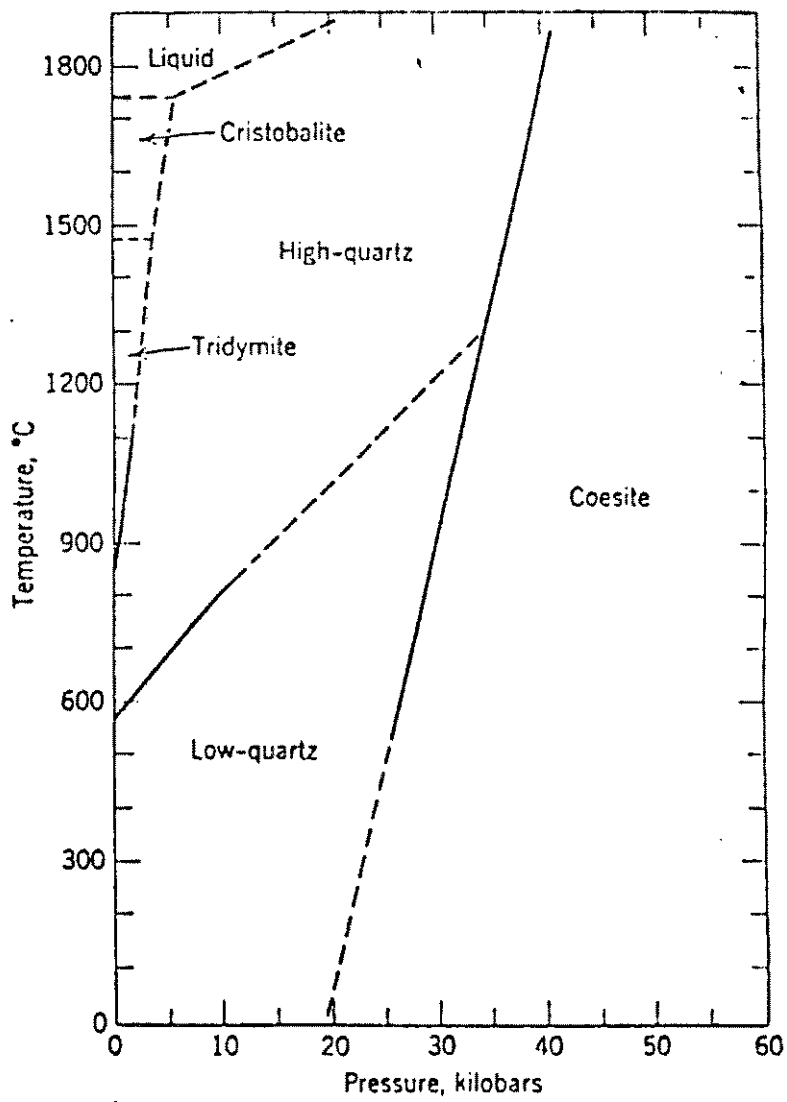
Temperatura de amolecimento	1535 ⁰ C
Dureza	5 MOHS
Coefficiente de expansão	0,50 x 10 ⁻⁶ /C
Transmissão espectral no UV	0,18 m
Índice de refração (medido)	1,4582@589,3 nm
Densidade	2,20 a 2,22 g/cm ³
Número de Abbé	67,8

A.3.2)- Quartzo cristalino

Coefficiente de dilatação térmica	7,10 x 10 ⁻⁶ a 13,24 x 10 ⁻⁶
Dureza	7 MHOS
Ponto de fusão	entre 1719 ⁰ C e 1756 ⁰ C
Rotação específica	21,8 ⁰ /mm
Índice de refração para os dois raios ordinário e extraordinário:	
n _o	1,5442
n _e	1,5533
Birrefringência (n _e -n _o)	0,0091
Densidade do quartzo	2,65 g.cm ⁻³
Densidade da cristobalita	2,32 g.cm ⁻³
Densidade da Sistovita	4,35 g.cm ⁻³

Apêndice 3

Diagrama de pressão temperatura para o quartzo [41].



Apêndice 4

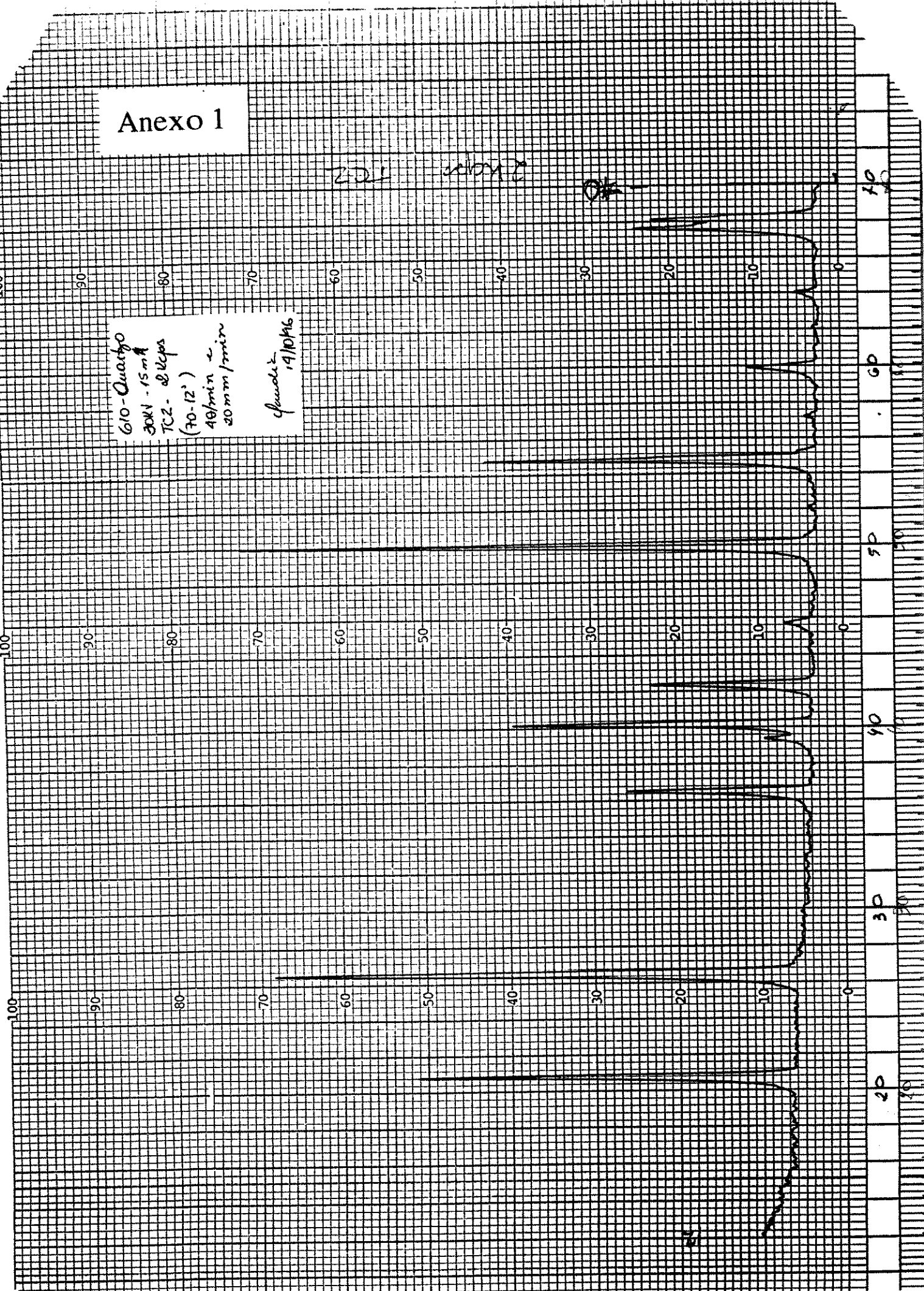
Relação de equipamentos utilizados neste trabalho de tese

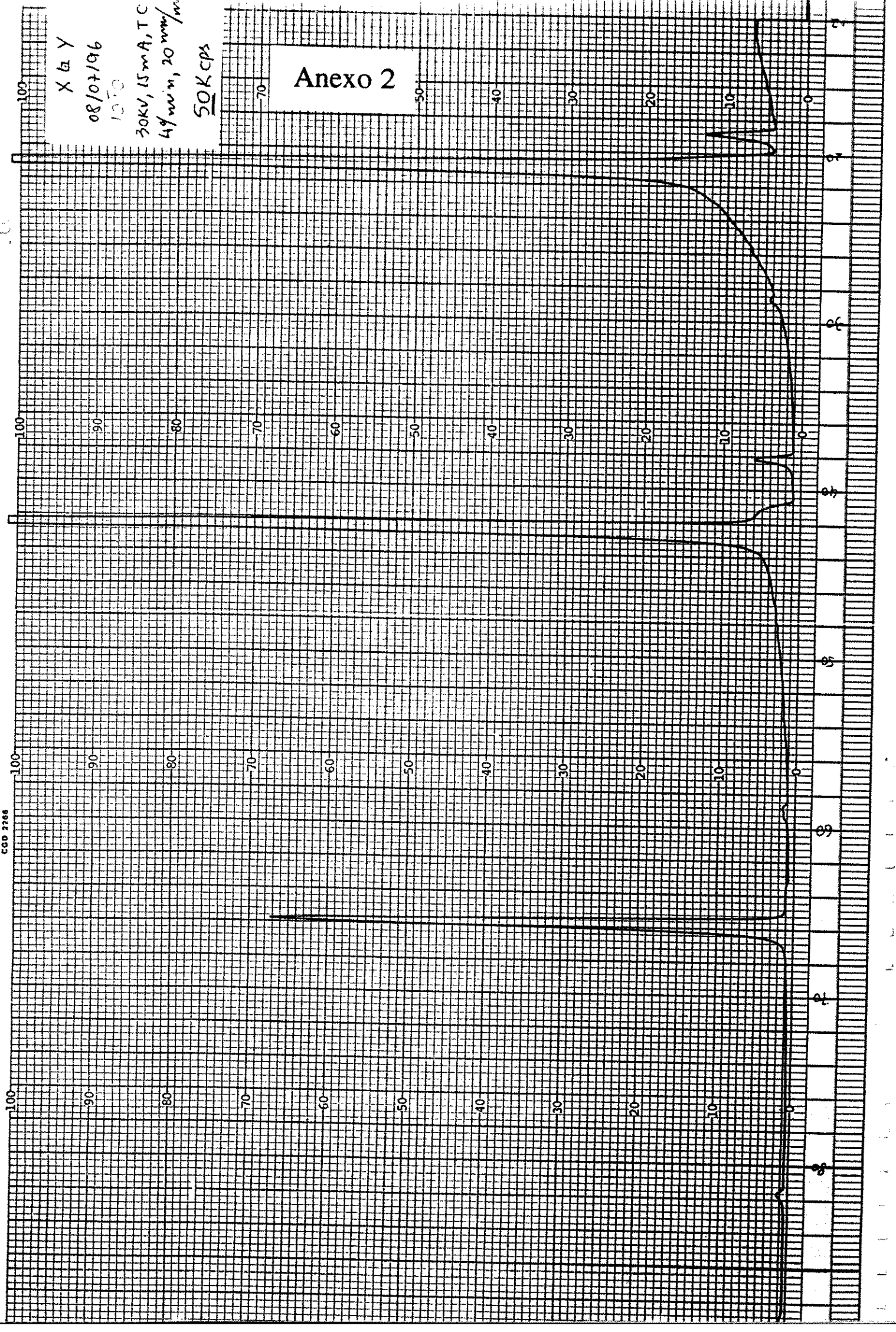
- 1- Implantador de íons *Eaton GA- 4208*
CCS/Unicamp
- 2- Laser de Argônio Ar^+ *Spectra-Physics* modelo *Stabilité 2016*
Labto. de óptica/IFGW/Unicamp
- 4- Goniômetro *Zeiss-Jena* modelo *S 60 1.1*
Labto ensino de óptica/IFGW/Unicamp
- 5- Goniômetro de bancada *Microcontrole*
Labto óptica/IFGW/Unicamp
- 6- Refratômetro de Abbé, *Zeiss-Jena*
Labto óptica/IFGW/Unicamp
- 7- Espectrofotômetro FTIR *Perkin-Elmer* modelo *1600*
Laboratório de espectrometria/IQ/Unicamp
- 8- Espectrofotômetro UV-VIS-IR *Perkin-Elmer* modelo *Lambda 9*
Laboratório de espectrometria/IFGW/Unicamp
- 9- Espectrofotômetro Infravermelho *Jasco* modelo *IR-700*
Laboratório de espectrometria / IFGW / Unicamp
- 10- Difrator de raio-X *Rigaku* modelo *Geigerflex 2013*
Labto. de Raio-X / DEMA / FEM / Unicamp

Anexo 1

610 - Quercus
 30kV - 15 mA
 TC2 - 2 kcps
 (70-12')
 40/min
 20 mm/min
 Quercus
 14/10/16

TC2 2 kcps





0003

CGO 2268

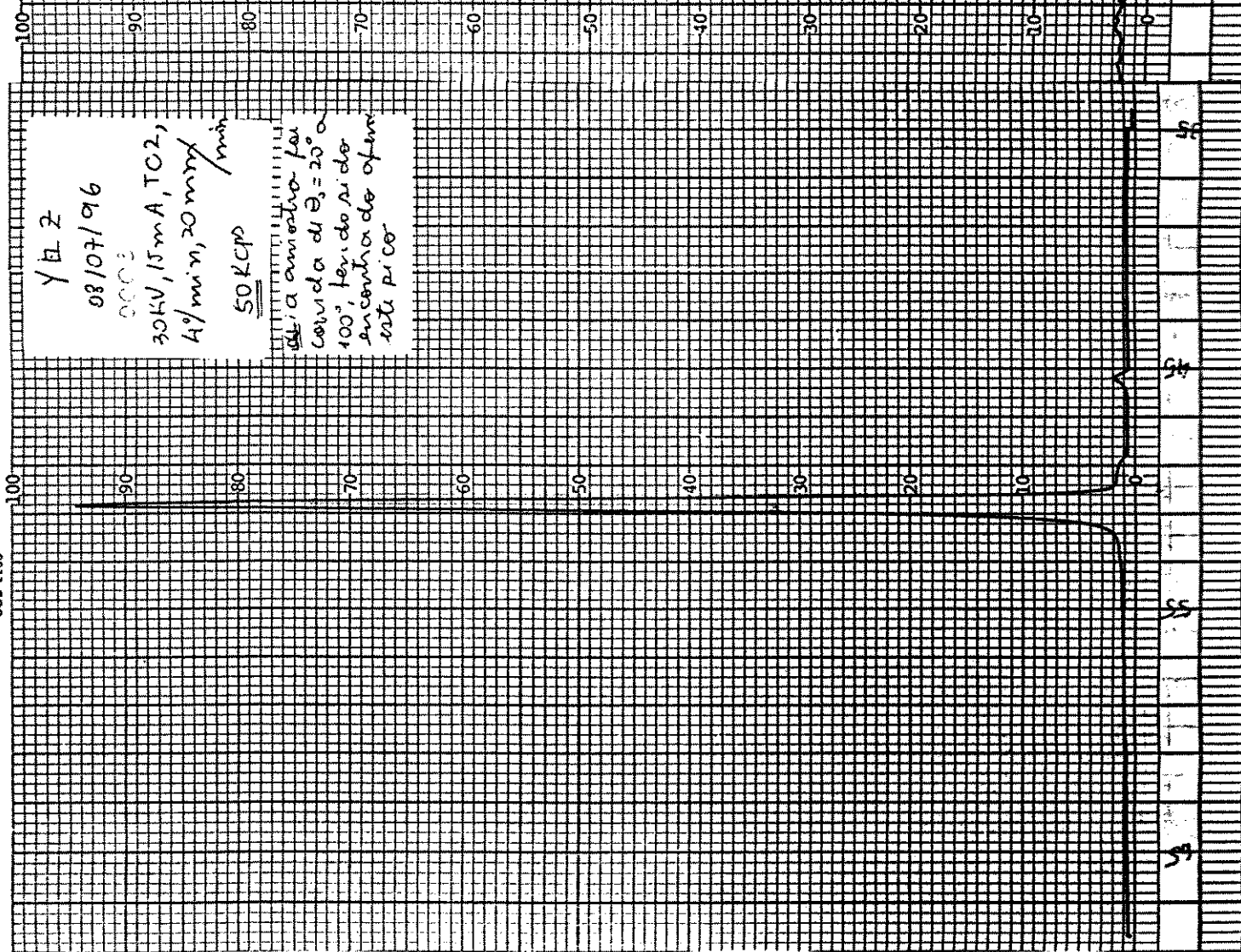
YB 2
08/07/96

0003

30KV, 15mA, TC2,
4°/min, 20mm/min

50 Kcps

deixa amostra por
cerca de $\theta_3 = 20^\circ$
100°, tendo sido
encontrado de fato
este pico



59

55

54

47

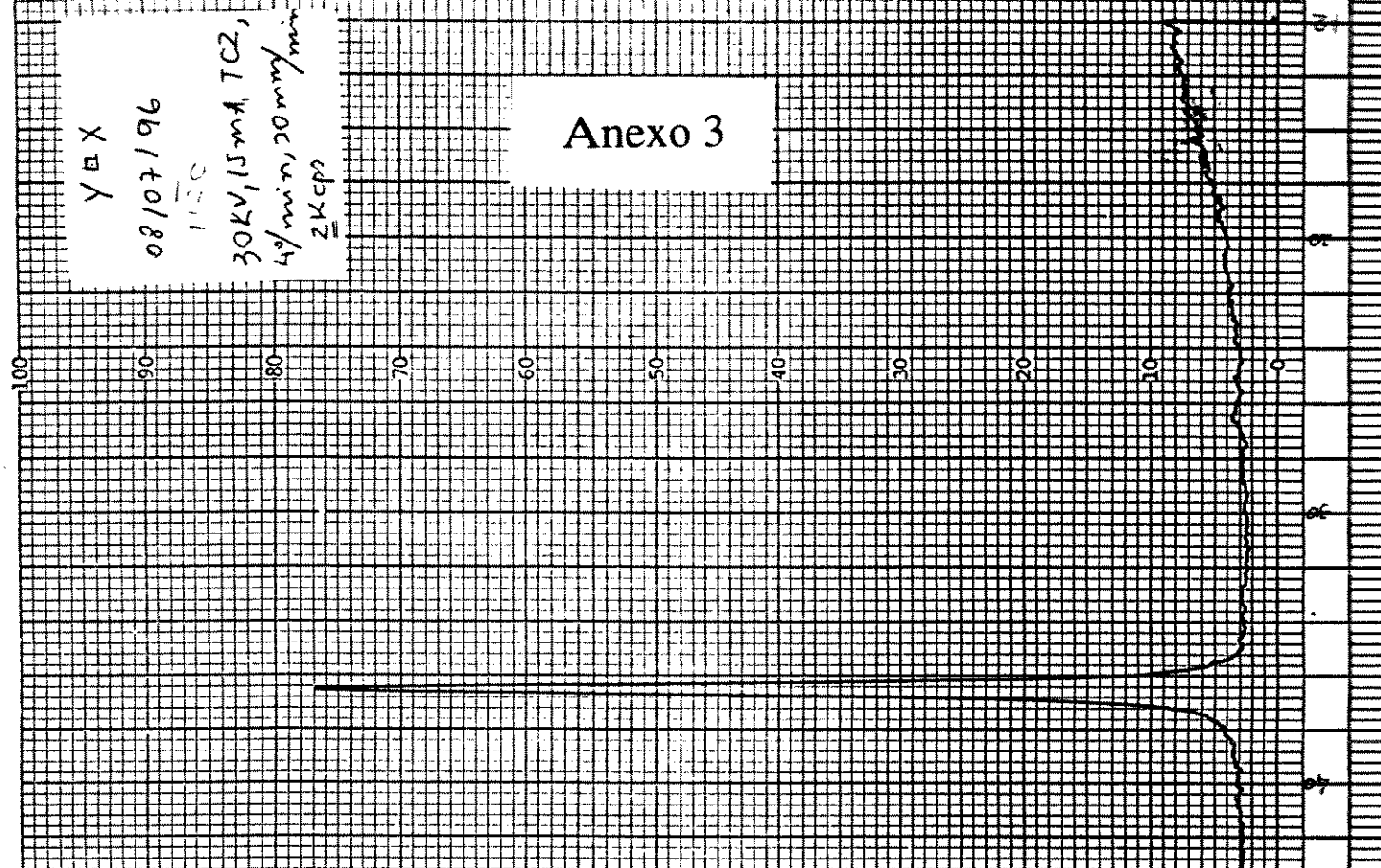
YBX

08/07/96

1120

30KV, 15mA, TC2,
4°/min, 20mm/min
2 Kcps

Anexo 3



57

56

51

51

Anexo 4

602 - Lluvia LA
300V-15 mA TC
20 kcps (15-60°)
10/min - 1 cm/min
Lluvia - 26/07/56

20

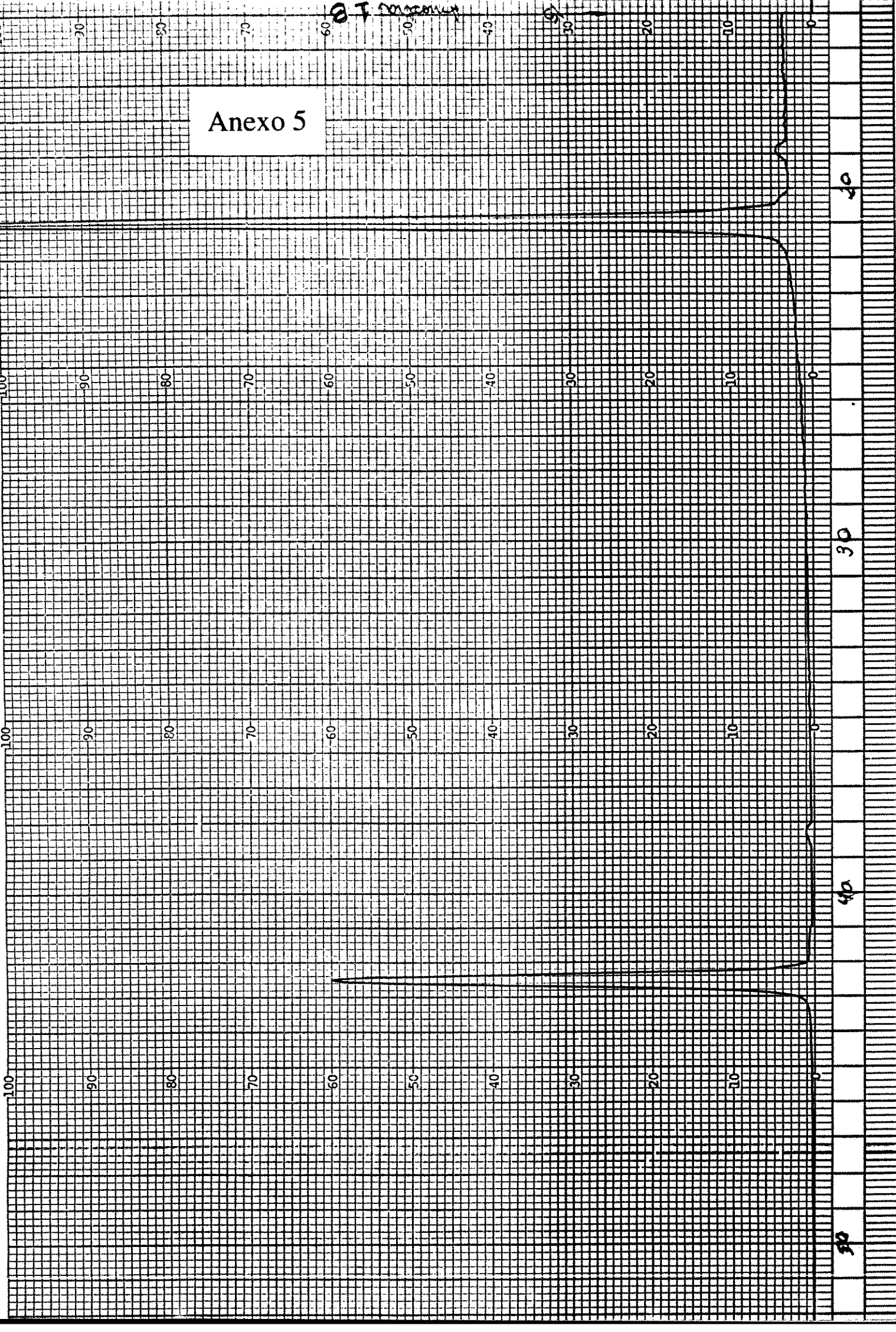
20

30

40

50

Anexo 5



605 - Ametec 4A
30KV-15 mA - TC1
1 Kcps (15A70)
channel 28/05

Anexo 6

