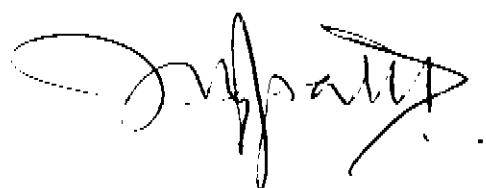


Este exemplar corresponde a redação final da tese defendida pelo aluno Martín Muñoz Uribe e aprovada pela comissão julgadora.

Data: 6 de Janeiro, 1997.



# **Interações Paramétricas em Guias de Ondas de Semicondutores $\overline{43m}$ Crescidos Epitaxialmente**

**Martín Muñoz Uribe**

**Orientador: Prof. Dr. Navin B. Patel**

Tese apresentada no Instituto de Física  
“Gleb Wataghin”, Universidade  
Estadual de Campinas - UNICAMP,  
como parte dos requisitos para a  
obtenção do título de Doutor em Física

Campinas, Dezembro, 1996

M

UNIDADE	IFGW
N.º CHAMADA	IF/10591
	17 UNICAMP
V.	17-05-97
T. 10	29916
F. 00	281197
C	<input type="checkbox"/> 0 <input checked="" type="checkbox"/> X
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	29/04/97
N.º CPDL	M.66097697-9

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

M926i      Muñoz Uribe, Martín  
Interações paramétricas em guias de ondas  
de semicondutores 43m crescidos epitaxialmen-  
te / Martín Muñoz Uribe. -- Campinas, SP : [s.  
n.], 1996.

Orientador: Navin B. Patel.

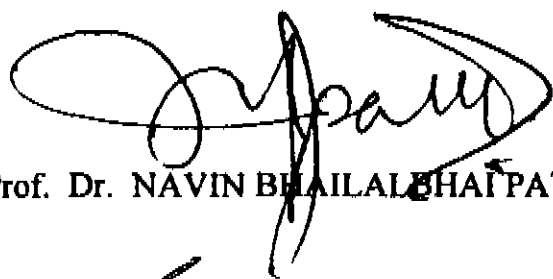
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de  
Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Dispositivos paramétricos. 2. Guias de  
ondas. 3. Semicondutores. 4. Ótica não-li-  
near. 5. Epitaxia. I. Patel, Navin B. II.  
Universidade Estadual de Campinas. Instituto  
de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

**PARECER DE APROVAÇÃO**  
**DEFESA DE TESE DE DOUTORADO**  
**MARTIN MUÑOZ URIBE**

**DATA:** 20.12.96

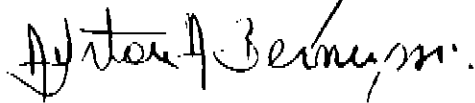
**BANCA EXAMINADORA:**



- Prof. Dr. NAVIN BHAILAL PATEL (Orientador)



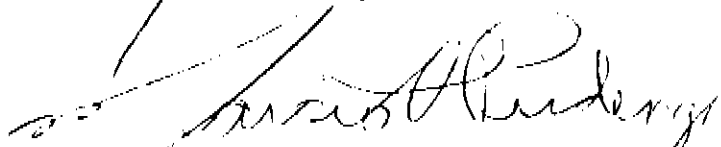
- Prof. Dr. FRANCISCO CARLOS DE PRINCE



- Prof. Dr. AYRTON ANDRÉ BERNUSSI



- Prof. Dr. MAURO MONTEIRO GARCIA DE CARVALHO



- Prof. Dr. MÁRCIO ALBERTO ARAÚJO PUBENZI

*A mi mundo:*

*Juonne, Raquel, Jesús, Lupe e Vero*



# Agradecimentos

Ao Prof. Navin B. Patel, pela amizade, apoio, interesse, dedicação, e sugestões ao longo do desenvolvimento deste trabalho.

A minha esposa Ivonne, pelo carinho, apoio, estímulo, e grande suporte computacional durante todo o período de modelação, e redação deste trabalho.

Aos meus Pais Raquel e Jesús, e minhas irmãs Lupe e Vero, pelo apoio brindado durante estes anos.

Ao Dr. Júlio Mendoza, do Departamento de Física do CINVESTAV-IPN, pela amizade, apoio, confiança, sugestões, e estímulo durante este período.

Ao Dr. Gerardo Gonzalez de la Cruz “*El Bato*”, do Departamento de Física do CINVESTAV-IPN, pela amizade e apoio.

Ao Dr. Newton Frateschi, do Laboratório de Pesquisa em Dispositivos do IFGW-Unicamp, pelas sugestões e pela permanente disponibilidade para discutir resultados e dúvidas.

A Maria Beny Zakia, pelo crescimento da maioria das amostras utilizadas, assim como pela correção do português.

A Elaine A. Von Zuben, Eneida Piza, Clóvis E. M. de Oliveira, Ariovaldo S. Pinto, e Jefferson Bettini, pela cooperação durante a elaboração de amostras.

A Eunice d’Ávila, pelas correções do português.

A Antônio A. G. Von Zuben, pela amizade, correções do português, e ajuda nas mais diversas situações.

Ao meu companheiro de sala, João Hermes pelo suporte técnico, e amizade

A Pedro Cirilo, J. Lino Gonçalves, Antônio Carlos F. da Silveira, Márcia Jarusavicius, e Eduardo Sakanaka, pelo suporte técnico, e secretarial.

A Maria Ignez, Márcia e Armandinho da Secretaria de Pós-graduação, pelas orientações, e cordialidade no atendimento.

Aos meus inseparáveis amigos, Carlos Salles L., Ruth e Ricardo Campomanes, Daniel e Neusa Barreda, Jose Luis Jiménez “*Cantinflas*”, Lui’Mariano, Mart’ne’, Electo e Maria.

Aos meus amigos do CINVESTAV-IPN, da ESFM-IPN e da UAM, por todo o apoio brindado.

Ao CONACyT do México e ao CNPq do Brasil, pelo apoio financeiro.

**A todos,**

**Muito Obrigado**

# Resumo

A disponibilidade de fontes de luz, assim como de detetores na região infravermelha, é de grande interesse devido à utilidade destes dispositivos. Aplicando os princípios da Óptica Não Linear aos Guias de Ondas, é possível conseguir dispositivos que, através de *interações paramétricas*, atuem como fontes de radiação coerente ou auxiliem na detecção desta em regiões nas quais não se tem disponíveis.

Este trabalho, apresenta duas soluções novas para viabilizar interações paramétricas eficientes em guias de ondas de semicondutores  $\overline{43m}$  crescidos epitaxialmente. A primeira, propõe uma técnica experimental para a Inversão do Sinal do Coeficiente Não Linear  $d_{14}$ , e sua aplicação na otimização do fator de overlap. A segunda, introduz um tipo de Configurações Não Críticas, as quais conseguem relaxar os estritos requisitos de uniformidade dos filmes, de forma tal que, as técnicas atuais de crescimento consigam satisfazer.

Dentre os parâmetros mais importantes para se planejar os guias de ondas, estão os coeficientes não lineares, e os índices de refração dos materiais que os compõem. Foram medidos índices de refração do GaSb, visando sua utilização em guias para interações paramétricas, e determinaram-se, por primeira vez, valores consistentes dos mesmos.

# Abstract

Light sources and detectors in the infrared region, are of great interest for several applications. Applying Non Linear Optical principles to waveguides it is possible to obtain devices that, emit coherent radiation, or help its detection using the parametric interactions.

This work presents two new solutions for efficient parametric interactions in epitaxially grown  $\overline{43m}$  semiconductors waveguides. The first proposes an experimental technique for the sign inversion of the non linear coefficient  $d_{14}$  and the optimization of the overlap factor. The second one shows the existence of non critical configurations which allows relaxing the strict requirements on film uniformity in such way that actual growth techniques can satisfy.

Among the most important parameters for waveguide design, are the non linear coefficients and the refractive index. We have for the first time, measured consistently the refractive indices of GaSb, planning its future use for parametric interactions in waveguides.

# ÍNDICE

INTRODUÇÃO .....	V
<b>1. ÓPTICA NÃO LINEAR .....</b>	<b>1</b>
1.1 INTRODUÇÃO .....	1
1.2 SUSCEPTIBILIDADES NÃO LINEARES .....	4
1.2.1 <i>Susceptibilidades segundo o Domínio</i> .....	4
1.2.1.1 Domínio do Tempo .....	4
1.2.1.2 Domínio das Freqüências.....	6
1.2.2 <i>Susceptibilidade de Segunda Ordem</i> .....	7
1.2.2.1 Polarização induzida por Ondas Monocromáticas .....	7
1.2.2.2 Coeficientes “d” não lineares .....	9
1.2.2.3 Regra de Miller .....	11
1.3 MISTURA E PROPAGAÇÃO DE ONDAS .....	12
1.3.1 <i>Tipos de Interações Paramétricas</i> .....	13
1.3.2 <i>Equação de Propagação de Ondas</i> .....	13
1.3.2.1 Ondas Planas.....	15
1.3.3 <i>Eficiência e Casamento de Fase</i> .....	16
1.3.4 <i>Interações Paramétricas com Alta Eficiência</i> .....	19
1.3.4.1 Equações das Amplitudes dos Campos .....	19
1.3.4.1.1 <i>Segundo Harmônico (SH)</i> .....	20
1.3.4.1.2 <i>Soma de Freqüências (SF)</i> .....	20
1.3.4.1.3 <i>Diferença de Freqüências (DF)</i> .....	21
1.3.5 <i>Técnicas de Obtenção do Casamento de Fase</i> .....	22
1.4 TRABALHO DE TESE.....	24
1.4.1 <i>Antecedentes</i> .....	24
1.4.2 <i>Objetivos</i> .....	25
<b>2. MODOS EM GUIAS DE ONDAS PLANARES .....</b>	<b>27</b>
2.1 INTRODUÇÃO .....	27
2.2 EQUAÇÕES DE MAXWELL PARA ONDAS MONOCROMÁTICAS .....	28
2.3 MODOS ELÉTRICOS (TE) E MAGNÉTICOS (TM).....	29
2.4 PROPRIEDADES DOS MODOS .....	32
2.5 CONDIÇÕES DE CONTORNO .....	33
2.6 CÁLCULO DOS MODOS .....	34
2.6.1 <i>Índices Efetivos</i> .....	34
2.6.2 <i>Amplitudes</i> .....	36

<b>3. INTERAÇÕES PARAMÉTRICAS EM GUIAS DE ONDAS</b>	<b><math>\overline{43m}</math> .....39</b>
3.1 INTRODUÇÃO .....	39
3.2 POLARIZAÇÃO NÃO LINEAR EM CRISTAIS $\overline{43m}$ .....	41
3.3 EQUAÇÃO DE ONDA NÃO LINEAR DO CAMPO MAGNÉTICO.....	44
3.4 AMPLITUDES DOS CAMPOS .....	45
3.4.1 <i>Equações Diferenciais das Variações das Amplitudes</i> .....	47
3.4.1.1 Alta Eficiência .....	50
3.4.2 <i>Cálculo das Amplitudes</i> .....	54
3.4.2.1 Baixa Eficiência .....	54
3.4.2.2 Alta Eficiência .....	56
3.4.2.2.1 <i>Segundo Harmônico (SH)</i> .....	58
3.4.2.2.2 <i>Soma de Freqüências (SF)</i> .....	58
3.4.2.2.3 <i>Diferença de Freqüências (DF)</i> .....	59
3.5 POTÊNCIA DOS CAMPOS .....	61
3.5.1 Baixa Eficiência .....	62
3.5.2 Alta Eficiência .....	62
3.6 CASAMENTO DE FASE E FATOR DE OVERLAP .....	63
3.6.1 <i>Casamento de Fase</i> .....	64
3.6.1.1 Uniformidade dos Filmes.....	67
3.6.2 <i>Fator de Overlap</i> .....	70
3.7 CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	75

<b>4. MODELAÇÃO DE GUIAS DE ONDAS</b>	<b><math>\overline{43m}</math> .....77</b>
4.1 INTRODUÇÃO .....	77
4.2 CASAMENTO DE FASE .....	78
4.2.1 <i>Combinações de Modos e Ordens</i> .....	79
4.2.1.1 Interações $m_i + m_j \rightarrow m_k$ .....	80
4.2.1.2 Interações $e_i + m_j \rightarrow e_k$ .....	80
4.2.1.3 Interações $e_i + e_j \rightarrow m_k$ .....	81
4.2.2 <i>Modos de Ordem Zero e Batente dos Índices de Refração</i> .....	82
4.2.3 <i>Relaxamento dos Requisitos de Uniformidade</i> .....	86
4.2.3.1 Guias de Múltiplas Camadas.....	86
4.2.3.2 Configurações Não Críticas .....	88
4.2.3.2.1 <i>Origem das configurações não críticas</i> .....	89
4.2.3.2.2 <i>Interações Aproximadamente Casadas e Sintonização</i> .....	91
4.3 INVERSÃO DO SINAL DO COEFICIENTE NÃO LINEAR .....	94
4.3.1 <i>Técnica de Inversão por Fusão Atômica</i> .....	94
4.3.2 <i>Fundamentação</i> .....	96
4.3.3 <i>Exemplo</i> .....	99
4.4 MODELAÇÃO.....	101
4.4.1 <i>Exemplos e Configurações Propostas</i> .....	101
4.5 CONCLUSÕES .....	118

<b>5. MEDIÇÕES DE ÍNDICES DE REFRAÇÃO .....</b>	<b>121</b>
5.1 INTRODUÇÃO .....	121
5.2 ELIPSOMETRIA .....	122
5.2.1 <i>Bases Teóricas</i> .....	123
5.2.1.1 Coeficientes de Reflexão de Fresnel.....	123
5.2.1.2 Ângulos Elipsométricos.....	125
5.2.1.3 Incidência a Múltiplos Ângulos.....	127
5.2.1.4 Elipsometria Nula e Ângulos Azimutais.....	128
5.2.2 <i>Detalhes Experimentais</i> .....	129
5.2.2.1 Calibração do Compensador.....	129
5.2.2.2 Resolução dos Detetores .....	130
5.2.2.3 Determinação dos Ângulos Azimutais.....	133
5.2.2.4 Influência do Óxido Nativo.....	135
5.2.3 <i>Resultados das Medições</i> .....	137
5.2.3.1 Composto GaSb .....	137
5.2.3.2 Compostos GaInAsSb.....	139
5.3 PRISMAS DE COMPOSTOS BINÁRIOS.....	142
5.3.1 <i>Bases Teóricas</i> .....	142
5.3.2 <i>Detalhes Experimentais</i> .....	142
5.3.3 <i>Resultados das Medições do GaSb</i> .....	144
5.4 DIFRAÇÃO DE MODOS GUIADOS.....	145
5.4.1 <i>Bases Teóricas</i> .....	145
5.4.2 <i>Detalhes Experimentais</i> .....	146
5.4.3 <i>Primeiros Resultados das Medições do InP</i> .....	148
5.5 CONCLUSÕES .....	148
 <b>CONCLUSÕES GERAIS .....</b>	 <b>151</b>
 <b>APÊNDICE A . VALOR MÁXIMO DO FATOR DE OVERLAP .....</b>	 <b>153</b>
<b>APÊNDICE B . VALOR LIMITE DE <math>\Gamma</math> (ONDAS PLANAS).....</b>	<b>157</b>
<b>APÊNDICE C . FERRAMENTA COMPUTACIONAL.....</b>	<b>161</b>
DADOS DE ÍNDICES DE REFRAÇÃO .....	161
DADOS DOS COEFICIENTES NÃO LINEARES $d_{14}$ .....	164
OPÇÕES DO PROGRAMA.....	165
REQUISITOS DE HARDWARE E SOFTWARE .....	166
LISTAGEM DO PROGRAMA.....	167
 <b>REFERÊNCIAS .....</b>	 <b>207</b>

# Introdução

A disponibilidade de fontes de luz, bem como de detetores na região do infravermelho, é de grande interesse devido às aplicações destes dispositivos.

Dentre os problemas dos dispositivos existentes para estas funções, encontram-se o funcionamento em faixas muito estreitas da região infravermelha, as dificuldades no processo de sua fabricação, e os requisitos especiais para seu funcionamento. Por exemplo, os detetores para a região de 2 a  $10\mu\text{m}$ , precisam para seu funcionamento de uma refrigeração adequada, em geral  $77^\circ\text{K}$ , o que limita suas aplicações fora do laboratório.

Uma alternativa para solucionar estes problemas, é utilizar a óptica não linear. Dentre os fenômenos estudados na óptica não linear, encontram-se a geração de soma, diferença e harmônico das ondas incidentes. Mediante este tipo de *interações paramétricas*, é possível se obter fontes de radiação coerente em regiões nas quais não há disponíveis.

Fundamentalmente, existem duas razões que justificam o interesse pelas interações paramétricas em guias de ondas de semicondutores. A primeira, que a resposta não linear destes materiais é muito grande, e a segunda, que os guias de ondas, permitem manter a luz confinada durante um comprimento longo, fazendo que a interação aumente de forma considerável sua eficiência.

Esta tese, estuda as dificuldades, e propõe soluções, para a construção de dispositivos semicondutores  $\bar{43m}$  baseados em interações paramétricas. A finalidade é construir dispositivos que gerem ou detectem luz no infravermelho.

Nos Capítulos 1 e 2, são apresentados os fundamentos da Óptica Não Linear e do fenômeno de Guiamento de Ondas, respectivamente.

No Capítulo 3, são combinados os conceitos dos capítulos anteriores, de maneira que, os princípios da óptica não linear são aplicados a interações em guias de ondas planares. Nesse capítulo, são estudados os requisitos para que aconteçam as interações paramétricas, assim como os diferentes fatores que determinam a eficiência das mesmas.

Dentre as dificuldades para se manter a condição necessária de *casamento de fase*, encontram-se os estritos requisitos de uniformidade dos filmes. Por outro lado, uma grande limitação à eficiência das interações, é a carência de uma técnica para se otimizar o *fator de overlap*.

No Capítulo 4, aprofunda-se na influência dos fatores que determinam as interações paramétricas, e expõem-se novos resultados para os problemas mencionados no parágrafo anterior. Em especial, ilustra-se a existência de *Configurações Não Críticas* (Seção 4.2), que relaxam os estritos requisitos de uniformidade. Para se melhorar a eficiência, propõe-se (Seção 4.3) uma técnica baseada na *inversão do sinal do coeficiente não linear  $d_{14}$*  que consegue otimizar o *fator de overlap*, e elevar notavelmente a potência gerada.

A modelação (Seções 4.4 e 4.5) de guias de ondas, baseada nas idéias anteriores viabiliza a construção de dispositivos paramétricos.

No Capítulo 5, são apresentados os resultados do trabalho experimental de determinação de índices de refração. Os compostos considerados nas medições, possuem altos índices de refração, e em consequência, não linearidades altas que podem ser aproveitadas na construção dos dispositivos de interesse.



# 1. Óptica Não Linear

## 1.1 Introdução

Em situações nas quais os materiais são submetidos a campos eletromagnéticos intensos, ocorre nos mesmos uma redistribuição de cargas. Estas distribuições induzidas, possuem momentos multipolares que dão origem a fenômenos não lineares. Neste sentido, a aplicação de lasers intensos a materiais produz fenômenos ópticos não lineares.

Os fenômenos da óptica não linear são apreciáveis quando os campos ópticos são comparáveis em magnitude aos campos atômicos, sendo que estes últimos são da ordem de  $1\text{V}/1\text{\AA} = 10^8\text{V/cm}$ .

A magnitude do campo elétrico da luz do dia é da ordem de 5-500 V/cm, por isto na vida diária não são observados fenômenos não lineares. Entretanto, utilizando-se lasers focalizados com campos de ordens de magnitude entre  $10^6$ - $10^8$  V/cm é possível apreciar este tipo de fenômenos.

Dentre os fenômenos da óptica não linear destacam-se os seguintes:

- influência da alta intensidade ( $I$ ) do campo eletromagnético de uma onda
  - ◆ no índice de refração ( $n$ ) dos materiais,
  - ◆ no coeficiente de absorção ( $\alpha$ ) dos materiais e
  - ◆ na velocidade de fase ( $v_f$ ) da própria onda
- geração de ondas eletromagnéticas cujas frequências são combinações lineares das frequências das ondas originais,
- alteração das propriedades de propagação de uma onda eletromagnética pela influência de uma outra.

O fundamento teórico para a descrição analítica dos fenômenos da óptica não linear são as equações de Maxwell. Neste trabalho parte-se das equações de Maxwell ( 1-1 ) e ( 1-2 ) que não consideram nem cargas livres, nem correntes, as quais são suficientes para explicar um conjunto amplo dos fenômenos referidos.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \qquad \nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \qquad ( 1-1 )$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \qquad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \qquad ( 1-2 )$$

As equações ( 1-1 ) e ( 1-2 ) fornecem 8 equações escalares com 12 incógnitas (3 por cada vetor  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{B}$ ).

Com este sistema de equações assim apresentado não se pode obter uma solução única. Para se obter os campos de maneira única as equações de Maxwell são complementadas com as relações constitutivas que se seguem

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \qquad ( 1-3 )$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \qquad ( 1-4 )$$

onde  $\varepsilon$  e  $\mu$  são tensores de segunda ordem chamados *tensor de permissividade* e *tensor de permeabilidade*, respectivamente, enquanto  $\mathbf{P}$  e  $\mathbf{M}$  são conhecidas como as *polarizações elétrica e magnética*, respectivamente<sup>1</sup>.

Das equações de Maxwell deriva-se a seguinte equação de onda para o campo elétrico

$$\left[ \nabla \times \nabla \times + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) \quad (1-5)$$

onde a polarização  $\mathbf{P}$  atua como fonte do campo e  $\mathbf{E}$  representa o campo elétrico.

Na presença de campos eletromagnéticos não intensos a distância de deslocamento dos elétrons é proporcional à intensidade do campo. Entretanto quando os campos são intensos deixa de existir esta relação de proporcionalidade. Esta falta de proporcionalidade faz com que exista uma relação não linear entre  $\mathbf{P}$  e  $\mathbf{E}$ , que é ressaltada expandindo  $\mathbf{P}$  como uma série de potências do campo elétrico  $\mathbf{E}$ . No caso particular de superposição de ondas monocromáticas esta série pode ser escrita como

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E} \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} + \dots \quad (1-6)$$

onde os coeficientes  $\chi^{(n)}$  são chamados “susceptibilidades” de ordem  $n$  e contemplam a não linearidade quando  $n \geq 2$ . A forma exata dos  $\chi^{(n)}$  depende da estrutura do meio envolvido incluindo suas propriedades físicas e simetrias. Um meio é considerado linear se a relação entre  $\mathbf{P}$  e  $\mathbf{E}$  envolve apenas o primeiro termo, do contrário o meio é considerado não linear.

Os termos de ordem maior e igual a dois desta série oscilam com frequências que são combinações lineares (somas, harmônicos e diferenças) dos campos envolvidos, desta forma atuam como novas fontes de radiação na equação de onda (1-5).

Alguns dos fenômenos originados pelos diferentes termos da série quando se aplicam campos ópticos intensos são:

1. **primeiro termo:** fenômenos lineares ordinários como a reflexão e a absorção das ondas, etc.
2. **segundo termo:** fenômenos de segunda ordem
  - geração do segundo harmônico, da soma e da diferença de frequências através da mistura de três ondas (conversão de frequências),
  - amplificação de uma onda monocromática utilizando outras duas (amplificador paramétrico),
  - criação de um oscilador paramétrico através da retroalimentação de um amplificador paramétrico,

---

<sup>1</sup> Serão considerados apenas meios onde  $\mu \approx \mu_0$

### 3. terceiro termo: fenômenos de terceira ordem

- geração do terceiro harmônico e de outras combinações lineares através da mistura de quatro ondas (conversão de frequências),
- auto-modulação da fase da onda,
- autofocalização da onda quando esta provoca mudanças no índice de refração do material, fazendo que o meio atue como uma lente que focaliza a onda,
- amplificação óptica,
- conjugação da fase da onda,
- propagação de pulsos sem deformação (solitons), etc.

Os fenômenos mencionados nesta seção ilustram que a óptica não linear oferece amplas áreas de pesquisa e de aplicações tecnológicas na construção de dispositivos<sup>2</sup>.

Neste trabalho serão estudados fenômenos de mistura de ondas provocados pelo coeficiente do segundo termo da série.

No presente Capítulo são analisadas as susceptibilidades não lineares, primeiramente, segundo o domínio do tempo (Seção 1.2.1.1) e posteriormente segundo o domínio das frequências (Seção 1.2.1.2). Será ilustrada a equivalência entre estes domínios, assim como as vantagens de trabalhar no das frequências.

Na seqüência será descrita a susceptibilidade de segunda ordem ao aplicar-se campos monocromáticos (Seção 1.2.2.1) e será introduzido o coeficiente “d” não linear (Seção 1.2.2.2) como sendo a susceptibilidade quando sua dispersão é pequena. Também será descrita a relação entre as susceptibilidades de segunda e primeira ordem através da Regra de Miller (Seção 1.2.2.3).

Posteriormente serão estudados os processos de mistura, e propagação de ondas em meios não lineares. Serão apresentados diferentes casos de interações paramétricas (Seção 1.3.1), e um estudo da propagação não linear de ondas (Seção 1.3.2), em particular é analisado o caso de ondas planas (Seção 1.3.2.1).

A seguir serão discutidas considerações relativas à eficiência nos processos de conversão de energia e o papel desempenhado pelo conceito de *casamento de fase* (Seção 1.3.3). Para alguns casos de geração de ondas com alta eficiência são obtidas as expressões que descrevem suas intensidades (Seção 1.3.4). Posteriormente serão apresentados diferentes enfoques práticos para garantir-se o melhoramento do casamento de fase (Seção 1.3.5). Finalmente será destacada a linha de pesquisa adotada no projeto e os objetivos específicos do trabalho de tese (Seção 1.4).

---

<sup>2</sup> Estudos das linhas de pesquisa atuais, na área da óptica não linear, podem ser encontrados em [ 1 ] e [ 2 ].

## 1.2 Susceptibilidades Não Lineares

As susceptibilidades não lineares têm sua origem no acoplamento de um campo electromagnético com uma distribuição de cargas e a conseqüente distorção desta distribuição. Os termos não lineares dos momentos multipolares desta distribuição perturbada de cargas são apreciáveis quando a intensidade do campo é alta. Estes termos atuam como fontes de radiação gerando novas frequências.

No caso de campos intensos com  $E < E_{at}$  (onde  $E_{at}$  é o campo atômico característico,  $1V/1\text{\AA}$ , i.e.,  $E_{at} \sim 10^8$  V/cm) pode ser utilizada a teoria de perturbações e os momentos multipolares podem ser expressos em séries de potências do campo e de seus gradientes. Os coeficientes  $\chi^{(n)}$  destas séries são as susceptibilidades macroscópicas<sup>3</sup> as quais caracterizam fenomenologicamente o comportamento não linear do meio. A ordem de magnitude da susceptibilidade  $\chi^{(n)}$  é determinada pelo campo atômico, sendo proporcional a  $E_{at}^{(n-1)}$  ( $\chi^{(1)} \sim 1$ ).

As susceptibilidades  $\chi^{(n)}$  são tensores de ordem  $n+1$  e tem  $3^{n+1}$  componentes independentes. Esta quantidade de componentes torna complicado o tratamento do problema. Entretanto, no caso dos cristais a utilização das suas simetrias ajuda a reduzi-la.

### 1.2.1 Susceptibilidades segundo o Domínio

Nas próximas seções serão analisadas as susceptibilidades não lineares segundo os domínios de definição das mesmas. Os domínios do tempo e das frequências são equivalentes, o que será mostrado utilizando-se a transformada de Fourier.

#### 1.2.1.1 Domínio do Tempo

Pode-se tratar a relação entre a polarização e o campo como uma série de potências onde os termos são descritos como funções do tempo e do espaço.

Esta relação entre a polarização  $P(r, t)$  e o campo elétrico  $E(r, t)$  está baseada na expansão integral conhecida como série de Volterra. O termo linear desta série é o seguinte

$$P^{(1)}(r, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int d^3r' N^{(1)}(r, t, r', t') E(r', t') \quad (1-7)$$

onde  $N^{(1)}$  é um tensor de segunda ordem.

Devido à causalidade, a polarização  $P(r, t)$  resultante do campo  $E(r', t')$  não ocorre imediatamente, isto é,  $P(r, t)$  é função de  $E(r', t')$  com  $t' < t$ . Supondo que  $N^{(1)}$  depende apenas da diferença relativa  $r - r'$  (invariança espacial), a dependência de  $N^{(1)}$  é  $N^{(1)}(r-r', t-t')$ .

---

<sup>3</sup>A teoria microscópica é tratada em [ 3 ] e [ 4 ].

Considerando-se que  $\aleph^{(1)}$  apenas depende do que acontece em  $\mathbf{r}$  e não no seu entorno<sup>4</sup> (aproximação de localidade), a expressão anterior transforma-se na seguinte relação local

$$\mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} dt' \aleph^{(1)}(\mathbf{r}, t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') \quad (\aleph^{(1)} = 0 \text{ se } t < t') \quad (1-8)$$

Fazendo  $\tau_1 = t - t'$  e substituindo em (1-8), obtém-se

$$\mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_0^{\infty} d\tau_1 \aleph^{(1)}(\mathbf{r}, \tau_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t - \tau_1) \quad (1-9)$$

De maneira similar e utilizando-se as mesmas considerações, obtém-se o segundo termo desta série de relações locais

$$\mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_0^{\infty} d\tau_1 \int_0^{\infty} d\tau_2 \aleph^{(2)}(\mathbf{r}, \tau_1, \tau_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t - \tau_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t - \tau_2) \quad (1-10)$$

onde  $\aleph^{(2)}$  é um tensor de terceira ordem (27 componentes), o qual sem perda de generalidade pode ser considerado simétrico<sup>5</sup>, isto é,

$$\aleph_{ijk}^{(2)}(\mathbf{r}, \tau_1, \tau_2) = \aleph_{ikj}^{(2)}(\mathbf{r}, \tau_2, \tau_1) \quad (1-11)$$

De maneira geral o termo  $n$  da relação local entre a polarização e o campo é

$$\mathbf{P}^{(n)}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_0^{\infty} d\tau_1 \dots \int_0^{\infty} d\tau_n \aleph^{(n)}(\mathbf{r}, \tau_1, \dots, \tau_n) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t - \tau_1) \dots \mathbf{E}(\mathbf{r}, t - \tau_n) \quad (1-12)$$

onde  $\aleph^{(n)}$  é um tensor de ordem  $n+1$  com  $3^{n+1}$  componentes.

De maneira similar ao caso de ordem 2,  $\aleph^{(n)}$  pode ser considerado simétrico

$$\aleph_{j_1 \dots j_n}^{(n)}(\mathbf{r}, \tau_1, \dots, \tau_n) = P \aleph_{j_1 \dots j_n}^{(n)}(\mathbf{r}, \tau_1, \dots, \tau_n) \quad (1-13)$$

onde  $P$  é uma operação na qual os índices  $j_1, \dots, j_n$  podem ser permutados arbitrariamente, mas na mesma ordem que as variáveis dos tempos  $\tau_1, \dots, \tau_n$ . Esta propriedade é conhecida como simetria de permutação intrínseca.

<sup>4</sup> Geralmente o tamanho da região que origina efeitos não locais em  $\mathbf{r}$  é muito menor que o comprimento de onda, pelo que esta aproximação é bastante aceitável.

<sup>5</sup> Isto é possível por ser nula a contribuição da parte assimétrica de  $\aleph^{(2)}$  a  $\mathbf{P}^{(2)}$  [ 4 ].

### 1.2.1.2 Domínio das Frequências

Na seção anterior as relações entre a polarização e o campo foram descritas como funções do tempo. Fazendo uso da transformada de Fourier é possível descrever esta relação no domínio das frequências.

Aplicando-se a transformada de Fourier às equações ( 1-9 ), ( 1-10 ) e ( 1-12 ) encontra-se ([ 4 ] e [ 5 ])

$$\underline{P}^{(1)}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0 \underline{N}^{(1)}(\mathbf{r}, \omega; \omega) \underline{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (1-14)$$

$$\underline{P}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \underline{N}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega; \omega_1, \omega_2) \underline{E}(\mathbf{r}, \omega_1) \underline{E}(\mathbf{r}, \omega_2) \quad (1-15)$$

$$\underline{P}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\varepsilon_0}{(2\pi)^{n-1}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \dots \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_{n-1} \underline{N}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega; \omega_1 \dots \omega_n) \underline{E}(\mathbf{r}, \omega_1) \dots \underline{E}(\mathbf{r}, \omega_{n-1}) \quad (1-16)$$

onde  $\underline{N}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega; \omega_1, \dots, \omega_n)$  está no domínio das frequências e utilizou-se a notação  $\underline{N}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega; \omega_1, \dots, \omega_n)$  com  $\omega = \sum_j \omega_j$ .

De maneira similar ao caso do domínio do tempo onde se satisfaz a equação ( 1-13 ), no domínio das frequências verifica-se

$$\underline{N}_{j_1 \dots j_n}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega; \omega_1, \dots, \omega_n) = P \underline{N}_{j_1 \dots j_n}^{(n)}(\mathbf{r}, \omega; \omega_1, \dots, \omega_n) \quad (1-17)$$

onde de maneira similar à seção anterior,  $P$  é uma operação na qual os índices  $j_1, \dots, j_n$  podem ser permutados arbitrariamente, mas na mesma ordem que as frequências  $\omega_1, \dots, \omega_n$ , cumprindo também com a propriedade de simetria de permutação intrínseca.

O tensor  $\underline{N}^{(n)}$  é de ordem  $n + 1$  e tem  $3^{n+1}$  componentes, isto significa que com frequências fixas  $\omega; \omega_1 \dots \omega_n$ , a susceptibilidade tem em geral que ser caracterizada por  $3^{n+1}$  números complexos.

Dado que as susceptibilidades permanecem invariantes ante as transformações de simetria do material, nem todas as componentes de cada susceptibilidade são independentes.

Comparando-se as relações locais obtidas para os casos do domínio do tempo ( 1-9 ), ( 1-10 ) e ( 1-12 ), e do domínio das frequências ( 1-14 ), ( 1-15 ) e (1-16), pode perceber-se que as expressões das relações constitutivas são mais simples no domínio das frequências.

A vantagem de se utilizar as expressões das susceptibilidades no domínio das frequências é maior quando se trabalha com um campo que é produto de uma superposição de ondas monocromáticas. Neste caso, as expressões para a polarização (Seção 1.2.2) e para a equação de propagação (Seção 1.3.2) das ondas são simplificadas de maneira considerável.

## 1.2.2 Susceptibilidade de Segunda Ordem

Como foi explicado anteriormente existe uma relação não linear entre  $\mathbf{P}$  e  $\mathbf{E}$  que pode ser expressa expandindo-se  $\mathbf{P}$  como uma série de potências do campo elétrico  $\mathbf{E}$ . Os termos desta série no caso geral são do tipo indicado na equação (1-16), mas estes termos tem uma expressão mais simples ( 1-6 ) no caso de ondas monocromáticas.

Anteriormente, foi indicado que os termos dessa série são responsáveis pela origem dos diferentes fenômenos não lineares. É de especial interesse neste trabalho estudar os fenômenos de ordem 2, isto é, os gerados pelo segundo termo.

Nesta seção é descrita primeiramente a susceptibilidade de segunda ordem ao aplicar-se campos monocromáticos e posteriormente será introduzido, também para o caso de segunda ordem, o coeficiente “d” não linear como a susceptibilidade com pequena dispersão. Finalmente será descrita a relação entre as susceptibilidades de segunda e primeira ordem através da Regra de Miller.

### 1.2.2.1 Polarização induzida por Ondas Monocromáticas

O interesse especial pelas ondas monocromáticas deve-se a que a maioria dos efeitos não lineares são observados apenas com lasers e estes podem aproximadamente ser considerados ondas monocromáticas.

Nesta seção é mostrado que as relações constitutivas adquirem formas mais simples quando o campo de interesse é uma superposição de ondas monocromáticas.

Ao misturar dois lasers as polarizações  $\mathbf{P}^{(2)}$  no domínio das frequências e no domínio do tempo são expressas nas equações ( 1-18 ) e ( 1-19 ), respectivamente.

$$\mathbf{P}^{(2)}_{\cup}(\mathbf{r}, \omega) = \pi \frac{\epsilon_0}{2} \sum_{0 \neq j, k = -2}^2 \mathcal{N}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega; \omega_j, \omega_k) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_j) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_k) \delta(\omega - \omega_j - \omega_k) \quad (1-18)$$

$$\mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \frac{\epsilon_0}{4} \sum_{0 \neq j, k = -2}^2 \mathcal{N}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega_j + \omega_k; \omega_j, \omega_k) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_j) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_k) e^{i(\omega_j + \omega_k)t} \quad (1-19)$$

As amplitudes  $\hat{\mathbf{P}}^{(2)}$  associadas aos diferentes termos da equação ( 1-19 ) são apresentadas em ( 1-20 ), onde é utilizada a notação

$$\mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega) e^{i\omega t} + c.c.^6$$

---

<sup>6</sup> Serão utilizadas as notações  $X_{\cup}$  e  $\hat{X}$  as quais representam a transformada de Fourier e a amplitude de uma oscilação monocromática respectivamente, isto é,  $X(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega X(\omega) e^{i\omega t}$ ,  $X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt X(t) e^{-i\omega t}$  e  $X(t) = \frac{1}{2} \hat{X} e^{i\omega t} + c.c.$

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega_1 + \omega_2) &= \varepsilon_0 \mathfrak{N}_{\cup}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_2) \\
\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega_1 - \omega_2) &= \varepsilon_0 \mathfrak{N}_{\cup}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega_1 - \omega_2; \omega_1, -\omega_2) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, -\omega_2) \\
\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}, 2\omega_1) &= \frac{\varepsilon_0}{2} \mathfrak{N}_{\cup}^{(2)}(\mathbf{r}, 2\omega_1; \omega_1, \omega_1) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_1) \\
\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}, 2\omega_2) &= \frac{\varepsilon_0}{2} \mathfrak{N}_{\cup}^{(2)}(\mathbf{r}, 2\omega_2; \omega_2, \omega_2) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_2) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_2) \\
\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}, 0) &= \frac{\varepsilon_0}{2} \left[ \mathfrak{N}_{\cup}^{(2)}(\mathbf{r}, 0; \omega_1, -\omega_1) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, -\omega_1) \right] \\
&\quad + \frac{\varepsilon_0}{2} \left[ \mathfrak{N}_{\cup}^{(2)}(\mathbf{r}, 0; \omega_2, -\omega_2) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_2) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, -\omega_2) \right]
\end{aligned} \tag{1-20}$$

Estas amplitudes estão associadas com os seguintes fenômenos:

- geração da soma de frequências (primeiro termo),
- geração da diferença de frequências (segundo termo),
- geração do segundo harmônico (terceiro e quarto termos), e
- retificação óptica (quinto e sexto termos).

As equações (1-20) podem ser condensadas na forma

$$\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0 c^{(2)}(\omega_1, \omega_2) \mathfrak{N}_{\cup}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega; \omega_1, \omega_2) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_2) \tag{1-21}$$

onde  $c^{(2)}(\omega_1, \omega_2) = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{se } \omega_1 = \pm \omega_2 \\ 1 & \text{em outro caso} \end{cases}$

É conveniente introduzir  $\chi^{(2)} = c^{(2)} \mathfrak{N}^{(2)}$  para simplificar a expressão (1-21) da amplitude da polarização, desta forma

$$\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\mathbf{r}, \omega; \omega_1, \omega_2) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_2) \tag{1-22}$$

Também é conveniente trabalhar com a susceptibilidade efetiva  $\chi_{eff}^{(2)}$  já que esta permite considerar a  $\chi^{(2)}$  como um vetor no lugar de um tensor, uma vez fixadas as polarizações das ondas incidentes. A susceptibilidade efetiva  $\chi_{eff}^{(2)}$  é definida da seguinte forma:

$$\chi_{eff}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega) = \chi^{(2)}(\mathbf{r}, \omega; \omega_1, \omega_2) \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \tag{1-23}$$

onde  $\mathbf{e}_1$  e  $\mathbf{e}_2$  são vetores unitários nas direções dos vetores  $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_1)$  e  $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_2)$ , respetivamente.



A expressão da amplitude da polarização ( 1-22 ) pode ser escrita, considerando-se a susceptibilidade efetiva, como

$$\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0 \chi_{eff}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_2) \quad (1-24)$$

Nesta seção foram obtidas as expressões simplificadas ( 1-22 ) e ( 1-24 ) das amplitudes da polarização de segunda ordem, quando são aplicadas ondas monocromáticas. Estas expressões serão utilizadas em seções posteriores quando será analisada a propagação de ondas em meios não lineares. Será mostrado que as mesmas agem como fontes de novas frequências na equação de onda ( 1-5 ).

### 1.2.2.2 Coeficientes “d” não lineares

Na busca da geração de novas frequências é importante trabalhar em regiões “transparentes” dos materiais, isto é, nas quais não se apresenta o fenômeno de absorção das ondas eletromagnéticas envolvidas.

Nas regiões onde os materiais não absorvem as ondas é possível utilizar a simetria de permutação intrínseca para introduzir os coeficientes “d” não lineares, os quais simplificam o formalismo matemático.

Na região transparente de um cristal, verifica-se que a dispersão da susceptibilidade é pequena, isto é

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega_3; \omega_1, \omega_2) \approx \chi_{ijk}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega_3; \omega_2, \omega_1) \quad (1-25)$$

A partir disto, pode fazer-se uso da simetria de permutação intrínseca com o qual

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega_3; \omega_1, \omega_2) \equiv \chi_{ikj}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega_3; \omega_1, \omega_2) \quad (1-26)$$

neste caso cada uma das amplitudes da equação ( 1-20 ) pode ser rescrita da seguinte forma

$$\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega) = 2 \begin{pmatrix} d_{11} & \cdots & d_{16} \\ d_{21} & \cdots & d_{26} \\ d_{31} & \cdots & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{E}_x(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_x(\mathbf{r}, \omega_2) \\ \hat{E}_y(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_y(\mathbf{r}, \omega_2) \\ \hat{E}_z(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_z(\mathbf{r}, \omega_2) \\ \hat{E}_z(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_y(\mathbf{r}, \omega_2) + \hat{E}_y(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_z(\mathbf{r}, \omega_2) \\ \hat{E}_z(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_x(\mathbf{r}, \omega_2) + \hat{E}_x(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_z(\mathbf{r}, \omega_2) \\ \hat{E}_x(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_y(\mathbf{r}, \omega_2) + \hat{E}_y(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_x(\mathbf{r}, \omega_2) \end{pmatrix} \quad (1-27)$$

onde os “coeficientes  $d_{il}$  não lineares” estão definidos pela expressão

$$d_{il}(\mathbf{r}, \omega_3; \omega_1, \omega_2) = \frac{\varepsilon_0}{2} \chi_{ijk}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega_3; \omega_1, \omega_2), \text{ sendo que a correspondência entre } l$$

e o par  $(jk)$  está dada por

$l$	1	2	3	4	5	6
$jk$	$xx$	$yy$	$zz$	$zy$	$zx$	$xy$
				$yz$	$xz$	$yx$

Outra forma de escrever-se a equação ( 1-27 ) é

$$\hat{P}_i^{(2)}(\mathbf{r}, \omega) = 2 \sum_{l=1}^6 d_{il}(\mathbf{r}, \omega; \omega_1, \omega_2) \left(1 - \frac{1}{2} \delta_{jk}\right) \left[ \hat{E}_j(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_k(\mathbf{r}, \omega_2) + \hat{E}_j(\mathbf{r}, \omega_2) \hat{E}_k(\mathbf{r}, \omega_1) \right] \quad (1-28)$$

De forma similar à introdução da susceptibilidade efetiva para  $\chi^{(2)}$ , neste caso é possível introduzir o vetor efetivo  $d_{eff}$  da seguinte maneira

$$d_{eff}^i(\mathbf{r}, \omega; \omega_1, \omega_2) = \sum_{l=1}^6 d_{il}(\mathbf{r}, \omega; \omega_1, \omega_2) \left(1 - \frac{\delta_{jk}}{2}\right) (e_j^{(1)} e_k^{(2)} + e_k^{(1)} e_j^{(2)}) \quad (1-29)$$

onde  $\mathbf{e}^{(1)}$  e  $\mathbf{e}^{(2)}$  são vetores unitários nas direções de  $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_1)$  e  $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_2)$ , respectivamente e a projeção do vetor  $\mathbf{e}^{(l)}$  ( $l=1,2$ ) no eixo  $j$  ( $j=1,2,3$ ) é denotada por  $e_j^{(l)}$ .

Utilizando-se a definição do vetor  $d_{eff}$ , a expressão ( 1-27 ) pode ser rescrita como

$$\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega) = 2 d_{eff}(\mathbf{r}, \omega) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_2) \quad (1-30)$$

Na realização de experimentos nos quais as polarizações das ondas incidentes e da onda gerada são fixas, as não linearidades são caracterizadas por um só parâmetro escalar  $\chi_{eff}^{(2)}$  ou  $d_{eff}$ .

Na bibliografia podem ser encontradas descrições das formas de  $\chi^{(2)}$  [ 4 ] e de  $\mathbf{d}$  [ 6 ] para diferentes cristais segundo suas simetrias. A seguir é apresentada a forma da matriz  $\mathbf{d}$  correspondente a compostos de simetria  $\bar{4}3m$ , a qual será utilizada posteriormente.

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{pmatrix} \quad (1-31)$$

Das expressões anteriores pode concluir-se que é conveniente trabalhar com as matrizes  $\mathbf{d}$  já que estas tem a simetria de permutação intrínseca embutida.

Os valores dos coeficientes  $d_{ij}$ , no sistema MKSA, definidos segundo a convenção adotada neste trabalho<sup>7</sup> variam de  $10^{-24}$  a  $10^{-21}$ . Alguns dos valores de  $d$  dos cristais utilizados na óptica não linear são apresentados na Tabela 1-1.

Tabela 1-1. Coeficientes “d” não lineares

Cristal	$d(A \cdot s/V^2) \times 10^{-22}$	Cristal	$d(A \cdot s/V^2) \times 10^{-22}$
Te	$d_{11}=57$	LiNbO <sub>3</sub>	$d_{31}=0.43$
GaSb*	$d_{14}=34.5$		$d_{22}=0.23$
InP*	$d_{14}=37.2$		$d_{33}=3.9$
GaP*	$d_{14}=8.9$	$\beta$ -BaB <sub>2</sub> O <sub>4</sub> (BBO)	$d_{22}=0.14$
GaAs*	$d_{14}=12$		$d_{31}=0.0071$
KNbO <sub>3</sub>	$d_{31}=1.4$	NH <sub>4</sub> H <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> (ADP)	$d_{36}=0.068$
	$d_{32}=1.8$	KH <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> (KDP)	$d_{36}=0.041$
LiIO <sub>3</sub>	$d_{31}=1.1$		$d_{14}=0.038$
	$d_{33}=0.32$		

\* semicondutores III-V

Dentre os materiais apresentados nesta tabela destacam-se por seu alto valor os semicondutores, em particular os III-V.

### 1.2.2.3 Regra de Miller

Miller [ 9 ] chegou à conclusão que existia uma relação entre as susceptibilidades de segunda e primeira ordem conhecida até hoje como Regra de Miller.

Nessa relação ( 1-32 ) a susceptibilidade de segunda ordem  $\chi^{(2)}$  é determinada por um tensor de terceira ordem  $\Delta$  multiplicado pelas susceptibilidades lineares, onde o tensor  $\Delta$  permanece praticamente constante para todos os materiais estudados até esse momento, isto é,

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega;\omega_1,\omega_2)=\Delta_{ijk}\chi_{ii}^{(1)}(\omega)\chi_{jj}^{(1)}(\omega_1)\chi_{kk}^{(1)}(\omega_2) \qquad (\omega=\omega_1+\omega_2) \qquad (1-32)$$

onde  $\Delta_{ijk} \approx 3 \times 10^{-13} m/V$  é conhecido como *parâmetro de Miller*.

Para se justificar de forma clássica esta conjectura foi utilizado o modelo de um oscilador anarmônico [ 5 ] [ 7 ] [ 10 ] no qual supõe-se um potencial anarmônico e resolvem-se as equações de Newton fazendo-se iterações.

<sup>7</sup> As definições das matrizes  $d$  na bibliografia são diversas, em alguns trabalhos como o presente a constante  $\epsilon_0$  esta embutida em  $d$ , mas em outros é considerada separadamente.

Na região transparente a regularidade do *parâmetro de Miller* pode ser explicada quanticamente a partir de uma aproximação perturbativa baseada no modelo de ligação de carga pontual [ 3 ] [ 11 ]. Nesta aproximação relaciona-se  $\Delta$  com os momentos dipolares das ligações e encontra-se que os mesmos parâmetros que determinam  $\chi^{(1)}$  determinam  $\chi^{(2)}$ .

Quando este modelo foi utilizado para calcular  $\chi^{(2)}$  nos semicondutores III-V encontrou-se [ 12 ] [ 13 ] que a regra de Miller verifica-se com muita boa aproximação e que existe uma forte correlação entre o parâmetro de Miller  $\Delta$  e o momento dipolar das ligações.

Trabalhos posteriores mostraram que a Regra de Miller só é válida quando as frequências  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  e  $\omega$  estão na região transparente, pois fora desta foi encontrado que o parâmetro de Miller apresenta dispersão [ 14 ] [ 15 ].

A utilidade da Regra de Miller é que indica que materiais de alta susceptibilidade de primeira ordem apresentam também alta susceptibilidade de segunda ordem. Adicionalmente, pelo fato da susceptibilidade de primeira ordem estar definida pela expressão  $\chi^{(1)} = n^2 - 1$  pode também concluir-se que materiais com alto índice de refração possuem não linearidades de segunda ordem altas.

Estas conclusões indicam que materiais com altos índices de refração têm uma resposta não linear de segunda ordem significativa, o que pode aproveitar-se para obter grandes efeitos não lineares. Segundo estas características os semicondutores são bons candidatos para a construção de dispositivos não lineares.

### **1.3 Mistura e Propagação de Ondas**

Os processos de mistura de ondas adotam diferentes formas conhecidas como interações paramétricas. Nesta seção serão introduzidos diversos tipos de interações paramétricas e estudados os processos de propagação de ondas monocromáticas em meios não lineares.

Será exposta a condição de casamento de fase na análise da eficiência do processo de conversão de energia nas interações paramétricas.

Os resultados obtidos serão aplicados à soma e diferença de frequências e à geração do segundo harmônico no caso de ondas planas. Finalmente serão apresentadas diferentes técnicas para alcançar o casamento de fase.

### 1.3.1 Tipos de Interações Paramétricas

Na propagação de duas ondas de frequências  $\omega_1$  e  $\omega_2$  através de um meio com susceptibilidade de segunda ordem não nula, estas misturam-se induzindo uma polarização com componentes na soma, diferença e harmônicos.

O processo de mistura e geração de novas frequências é um processo não linear conhecido como *interação paramétrica* e pode adotar as formas seguintes:

- **Soma de Frequências** (*Sum of Frequencies* - **SF**): duas ondas  $\omega_1$  e  $\omega_2$  misturam-se para gerar a soma  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ .
- **Diferença de Frequências** (*Difference of Frequencies* - **DF**): duas ondas  $\omega_1$  e  $\omega_2$  misturam-se para gerar a diferença  $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ .
- **Geração do Segundo Harmônico** (*Second Harmonic Generation* - **SHG**): uma onda  $\omega_1$  mistura-se consigo mesma para gerar seu harmônico  $\omega_2 = 2\omega_1$ .
- **Amplificador Paramétrico** (*Parametric Amplificator* - **PA**): duas ondas  $\omega_1$  e  $\omega_3$  misturam-se de tal forma que a amplitude da onda sinal  $\omega_1$  (*signal*) cresce obtendo sua energia a partir da onda de bombeio  $\omega_3$  (*pump*). Neste processo aparece também uma onda auxiliar  $\omega_2$  (*idler*).
- **Oscilador Paramétrico** (*Optical Parametric Oscillator* - **OPO**): Uma retroalimentação adequada no amplificador paramétrico pode fazê-lo gerar duas ondas a partir de só uma onda de bombeio.

### 1.3.2 Equação de Propagação de Ondas

O ponto de partida para o estudo dos fenômenos de mistura em meios não lineares é a equação de onda ( 1-5 ) na ausência de cargas livres e de correntes. A influência exercida pela polarização do meio sobre a onda que se propaga é descrita na forma de séries integrais do campo elétrico como em ( 1-9 ), ( 1-10 ) e ( 1-12 ), portanto a equação de onda converte-se em uma equação integro-diferencial para o campo elétrico.

Geralmente resolver a equação de onda sob estas condições é um problema muito complexo. Entretanto, no caso de ondas monocromáticas existe uma simplificação considerável.

Nas experiências da óptica não linear trabalha-se com lasers os quais mantêm suas frequências dentro de uma estreita banda portanto estes podem ser idealizados como ondas monocromáticas.

Tomando o campo elétrico como a superposição de  $L$  ondas monocromáticas da forma

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{l=1}^L \frac{1}{2} \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_l) e^{i\omega_l t} + c.c.$$

então a polarização linear ( $L$ ) e não linear ( $NL$ ) do meio é expressa por ( 1-33)

$$\mathbf{P}^{(L)}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \sum_{l=1}^L \frac{1}{2} \chi^{(L)}(\mathbf{r}, \omega_l; \omega_l) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_l) e^{i\omega_l t} + c.c. \quad (1-33)$$

$$\mathbf{P}^{(NL)}(\mathbf{r}, t) = \sum_{l=1}^M \frac{1}{2} \hat{\mathbf{P}}^{(NL)}(\mathbf{r}, \omega_l) e^{i\omega_l t} + c.c.$$

Introduzindo-se ( 1-33) na equação de onda ( 1-5 ) e denotando  $\epsilon(\mathbf{r}, \omega_l) = 1 + \chi^{(L)}(\mathbf{r}, \omega_l)$ , encontra-se que a solução estacionária de ( 1-5 ) satisfaz

$$\left[ \nabla \times \nabla \times - \frac{\omega_l^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}, \omega_l) \right] \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_l) = \mu_0 \omega_l^2 \hat{\mathbf{P}}^{(NL)}(\mathbf{r}, \omega_l) \quad (1-34)$$

para cada frequência  $\omega_l$ , isto é, só o termo  $\mathbf{P}^{(NL)}(\mathbf{r}, t)$  na frequência  $\omega_l$  contribui na variação da intensidade de  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_l)$ .

Utilizando a identidade  $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$  e supondo  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$  (onda transversal)<sup>8</sup> segue-se

$$\left[ \nabla^2 + \frac{\omega_l^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}, \omega_l) \right] \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega_l) = - \mu_0 \omega_l^2 \hat{\mathbf{P}}^{(NL)}(\mathbf{r}, \omega_l) \quad (1-35)$$

A equação anterior é a base para o estudo da mistura de ondas monocromáticas.

---

<sup>8</sup> A suposição de ondas transversais é verdadeira no caso de cristais isotrópicos, mas em cristais anisotrópicos é aproximadamente válida.

Neste último caso existem ondas não transversais ( $\nabla \cdot \mathbf{E} \neq 0$ ), mas a razão entre as magnitudes dos campos longitudinal  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{k}$  e transversal  $\mathbf{E}_\perp$  é da ordem da diferença dos índices de refração ( $\sim 10^{-2}$ ).

O grau no qual  $\mathbf{E}$  fica fora da transversalidade, pode ser medido pelo ângulo  $\rho$  entre  $\mathbf{k}$  e  $\mathbf{S}$ , o qual no caso do KDP, é da ordem de  $1^\circ$  [ 6 ].

### 1.3.2.1 Ondas Planas

Em muitas experiências com interações paramétricas no *bulk*<sup>9</sup> as ondas interagentes podem de maneira aproximada ser consideradas ondas planas quando o comprimento do cristal é menor que o parâmetro confocal<sup>10</sup>  $b$  [ 16 ]. Por exemplo, o tamanho máximo do cristal permitido com esta aproximação é de 6.3 cm para um feixe com *spot size*  $w_0$  de 100 $\mu$ m e  $\lambda = 1\mu$ m.

Na análise do caso de interação de ondas planas é considerado o campo de amplitude  $\hat{\vec{E}}(\mathbf{r}, \omega_l)$  propagando-se na direção  $z$ , onde  $\hat{\vec{E}}(\mathbf{r}, \omega_l) = \vec{E}(z, \omega_l) \mathbf{e}_l e^{-ik_l z}$  supondo que a amplitude  $\vec{E}$  varia lentamente como função de  $z$ . Utilizando-se a aproximação da variação lenta da amplitude (*Slow Varying Envelope Amplitude* - SVEA)<sup>11</sup> em ( 1-35 ) obtêm-se

$$\frac{\partial}{\partial z} \vec{E}(z, \omega_l) = -i \frac{\omega_l \eta_0}{2n_l} \mathbf{e}_l \cdot \hat{\mathbf{P}}^{(NL)}(z, \omega_l) e^{ik_l z} \quad (1-36)$$

Em particular para o caso de ordem 2 com a polarização expressa por ( 1-30 ) esta transforma-se em

$$\frac{\partial}{\partial z} \vec{E}(z, \omega_l) = -i \frac{\omega_l \eta_0}{n_l} \mathbf{d}_{eff}^{(l)} \vec{E}(z, \omega_m) \vec{E}(z, \omega_n) e^{i\Delta k z} \quad (1-37)$$

ou bem fazendo  $l=3, m=1, n=2$

$$\frac{\partial}{\partial z} \vec{E}(z, \omega_3) = -i \frac{\omega_3 \eta_0}{n_3} \mathbf{d}_{eff}^{(l)} \vec{E}(z, \omega_1) \vec{E}(z, \pm \omega_2) e^{i\Delta k z} \quad (1-38)$$

onde  $\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2$  e  $\Delta k = k_3 - k_1 \mp k_2$ .

A equação ( 1-38 ) determina a forma de propagação das ondas planas no caso de uma polarização não linear de segunda ordem. Esta equação será utilizada nas seções seguintes para se analisar alguns dos casos de interações paramétricas.

<sup>9</sup> Neste Capítulo foi feita a suposição de que o meio é homogêneo, pelo que tanto os índices de refração, quanto os coeficientes  $\mathbf{d}$  não lineares não são funções de  $z$ .

<sup>10</sup> O parâmetro confocal é definido como  $b = w_0^2 k_0 = (2\pi w_0^2) / \lambda_0$ , onde  $w_0$  é o raio do feixe Gaussiano (*spot size*)

<sup>11</sup> Nesta aproximação supõe-se que a amplitude  $A(z)$  varia lentamente em um comprimento de onda, isto é,  $\Delta A \ll A$  em  $\Delta z = \lambda$  de onde segue-se  $\Delta A = \partial_z A \Delta z = \partial_z A \lambda$ ,  $\partial_z A = \Delta A / \lambda \ll k_0 \Delta A$  e assim  $\frac{\partial A}{\partial z} \ll k_0 A$ , similarmente  $\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \ll k_0 \frac{\partial A}{\partial z} \ll k_0^2 A$ . A partir deste ponto será

denotada a impedancia do vácuo por  $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 377\Omega$

### 1.3.3 Eficiência e Casamento de Fase

O interesse no estudo dos processos paramétricos é conseguir gerar ondas que adquiram a maior quantidade possível de energia a partir das ondas incidentes.

No transcurso de um processo paramétrico as ondas incidentes transferem energia e podem ou não sofrer perdas consideráveis. Neste processo a onda gerada ganha energia cedida pela(s) incidente(s).

Quando a quantidade de energia adquirida pela nova onda é muito pequena em comparação às das ondas incidentes, o processo é considerado como de baixa eficiência. Ao contrário, quando a transferência de energia à onda gerada é alta, o processo é de alta eficiência.

No caso de baixa eficiência as amplitudes  $\bar{E}_1$  e  $\bar{E}_2$  não são atenuadas, isto é, não variam muito como função de  $z$ . Supondo  $\bar{E}_3(z=0)=0$  e integrando a equação anterior ( 1-38 ) encontra-se

$$I_3 = \Gamma^2 I_1 z^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k z}{2}\right) \quad (1-39)$$

sendo

$$\Gamma^2 = 2\omega_3^2 \eta_0^3 (d_{\text{eff}})^2 \frac{I_2}{n_1 n_2 n_3} \quad (1-40)$$

com  $I_j = \frac{n_j c \epsilon_0}{2} |E_j|^2$  e  $\operatorname{sinc}(x) = \frac{\operatorname{sen}(x)}{x}$ .

Da equação ( 1-39 ) conclui-se que a eficiência depende proporcionalmente:

- 1) do quadrado da frequência da onda gerada  $\omega_3$  ( $\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2$ )<sup>12</sup>,
- 2) das intensidades ( $I_1$  e  $I_2$ ) dos campos incidentes,
- 3) do quadrado da não linearidade ( $d_{\text{eff}}$ ) do material,
- 4) do quadrado do comprimento do meio ( $z^2$ ),
- 5) do *fator de casamento de fase*  $\operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k z}{2}\right)$ .

---

<sup>12</sup> Comparativamente, a geração da soma é mais eficiente que a geração da diferença.



O fator de casamento de fase tem o comportamento que se aprecia na seguinte figura

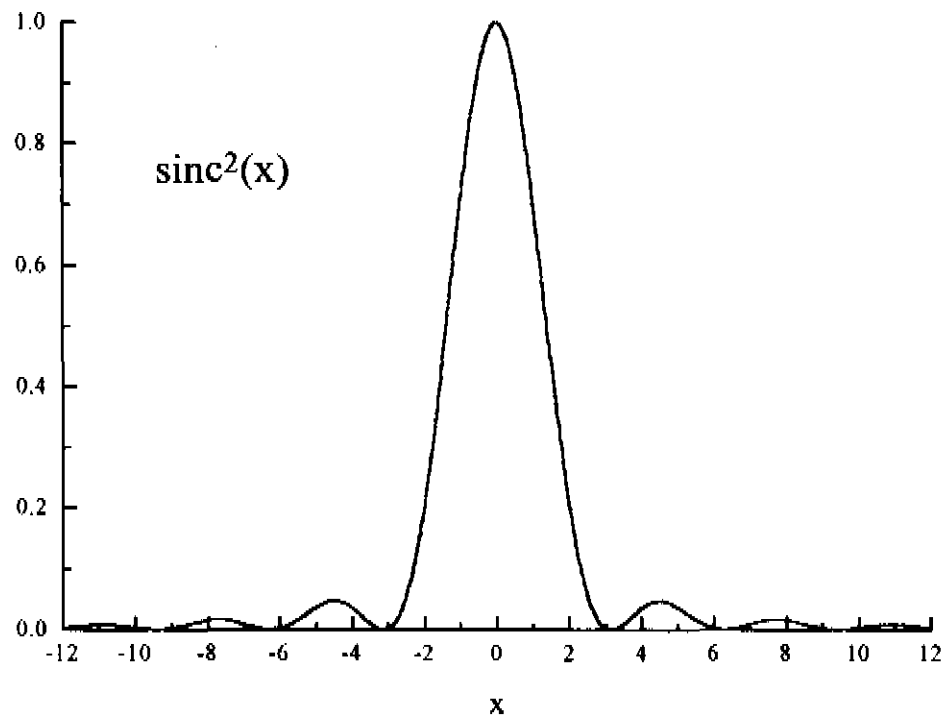


Figura 1-1. Fator de Casamento de Fase

O valor  $\Delta k$ , representa a diferença de fase, entre a onda de polarização e a onda gerada.

A partir do fator de casamento de fase, se tem que a eficiência da interação é máxima quando  $\Delta k$  é aproximadamente 0 ( $\Delta k \approx 0$ ), o qual é conhecido como a *condição de casamento de fase*.

Uma medida da falta de casamento de fase, é o *comprimento de coerência*  $l_c = \pi/\Delta k$  que representa a distância na qual a fase relativa das ondas interagentes é aumentada em  $\pi$ . Quando o dispositivo tem um comprimento igual a  $l_c$ , a amplitude da intensidade diminuí em um fator  $4/\pi^2$ . Uma interação é considerada eficiente se satisfaz  $\Delta k < \pi/l$ , onde  $l$  é o comprimento do meio.

Para se ter um dispositivo eficaz é fundamental que os valores de  $\Delta k$  sejam pequenos pois isto faz com que exista uma grande transferência de energia entre as ondas envolvidas<sup>13</sup>.

<sup>13</sup> Isto foi provado [ 17 ] no caso geral utilizando a solução exata de ( 1-37 ) a qual possui funções elípticas de Jacobi.

Supondo que  $\Delta k$  seja aproximadamente zero, tem-se que para comprimentos  $z$  relativamente grandes do meio não linear o produto  $\Delta k z$  mantém-se pequeno, com o que  $z^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k z}{2}\right) \approx z^2$ . A partir desta aproximação a equação ( 1-39 ) é transformada na seguinte

$$I_3 = 2\omega_3^2 \eta_0^3 (d_{eff})^2 \frac{I_1 I_2}{n_1 n_2 n_3} z^2 \quad ( 1-41 )$$

A condição de casamento de fase, isto é, que as ondas de polarização e a gerada estejam casadas (em fase), é muito forte e para satisfazê-la são necessárias circunstâncias muito especiais. Por exemplo no caso da geração do segundo harmônico, a condição de casamento de fase é equivalente a  $k_{2\omega} = 2k_\omega$  ( $k=2\pi n/\lambda$ ) ou seja  $n_{2\omega} = n_\omega$ . Para uma onda e sua harmônica gerada, ambas polarizadas na mesma direção, em meios com dispersão normal, os correspondentes índices de refração são diferentes, portanto são necessárias técnicas especiais para conseguir o casamento de fase.

No caso do último exemplo, quando as velocidades de fase das ondas de polarização  $c/n_\omega$  e do segundo harmônico  $c/n_{2\omega}$  são iguais, o *casamento de fase* é ideal. Em consequência a magnitude do segundo harmônico cresce ao longo do meio. Ao contrário, se o *casamento de fase* não é ideal a fase relativa das ondas interagentes muda ao longo do meio. Em consequência a direção do fluxo de energia oscila, gerando primeiramente o segundo harmônico e depois convertendo-o em onda fundamental quando a fase relativa mudou em  $\pi$ .

A eficiência de uma interação que não tem a fase casada é reduzida pelo fator  $\text{sen}^2(\pi l / 2l_c) / (\pi l / 2l_c)$ , onde  $l_c = \lambda/4[n(2\omega) - n(\omega)]$ . Por exemplo, para um comprimento de coerência de  $100\mu\text{m}$  a redução é de  $1.6 \times 10^{-5}$  num meio de 1 cm de comprimento.

Para que a diminuição da eficiência de conversão seja mínima é necessário  $l_c > l$ . Por exemplo, isto requer um casamento nos índices de refração de  $2.5 \times 10^{-5}$  para  $l$  e  $\lambda$  da ordem de 1 cm e 1  $\mu\text{m}$ , respetivamente. Em meios típicos os índices de refração associados às frequências fundamental e harmônica diferem em 10%, portanto o casamento de fase não ocorre sem condições especiais, assim são necessárias técnicas adequadas para consegui-lo.

Na Seção 1.3.5 serão explicadas com mais detalhe algumas técnicas através das quais pode-se conseguir o casamento de fase.

### 1.3.4 Interações Paramétricas com Alta Eficiência

Na geração de novas ondas com frequências diferentes às das ondas incidentes acontece um processo de *Conversão de Frequências*. Segundo a análise da seção anterior, neste processo pode ou não ocorrer casamento de fase.

Quando de alguma maneira (Seção 1.3.5) consegue-se realizar o casamento de fase as ondas envolvidas interagem fortemente ocorrendo um alto intercâmbio de energia. Neste caso, ao contrário do de baixa eficiência, deve considerar-se que a(s) onda(s) incidente(s) é(são) atenuada(s).

Dadas estas considerações é necessário integrar equações do tipo ( 1-37 ) para cada uma das ondas que transfere uma parte considerável de sua energia.

Na próxima seção é apresentado o sistema de equações que rege as amplitudes das diferentes ondas envolvidas para alguns casos de *Conversão de Frequências* com alta eficiência [ 6 ].

#### 1.3.4.1 Equações das Amplitudes dos Campos

Como foi estudado, a equação ( 1-38 ) descreve a variação da amplitude do terceiro campo como função dos dois primeiros ( $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ ). De maneira similar, a partir de ( 1-37 ) obtêm-se as equações que descrevem a variação das amplitudes dos dois primeiros campos expressas a seguir.

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_3(z)}{\partial z} &= -i\kappa_3 E_1 E_2 e^{i\Delta k z} \\ \frac{\partial E_1(z)}{\partial z} &= -i\kappa_1 E_3 E_2^* e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial E_2(z)}{\partial z} &= -i\kappa_2 E_3 E_1^* e^{-i\Delta k z}\end{aligned}\tag{ 1-42 }$$

Onde  $\kappa_i = \frac{\omega_i \eta_0}{n_i} d_{eff}$  e foi utilizado que  $E(-\omega) = E^*(\omega)$ . O sistema anterior é a

base do estudo das interações de alta eficiência e será utilizado na comparação com resultados obtidos no Capítulo 3.

Na literatura [ 6 ] [ 17 ] [ 39 ] encontram-se soluções ao sistema de equações das amplitudes dos campos ( 1-42 ) com diversos graus de aproximação. Em uma aproximação (caso exato) são consideradas as três equações, enquanto em outra aproximação apenas consideram-se duas equações.

A escolha de uma ou outra aproximação depende do número de amplitudes que se considerem atenuadas pois deve ser considerada uma equação para cada onda atenuada.

A seguir serão apresentadas as soluções da soma e da diferença de frequências considerando que duas das três ondas são atenuadas, entretanto no caso do

segundo harmônico considera-se que as duas únicas ondas são atenuadas. Em todos os casos será suposto que se satisfaz a condição de casamento de fase.

#### 1.3.4.1.1 Segundo Harmônico (SH)

No processo de conversão de freqüências quando a onda gerada é o segundo harmônico da onda incidente são obtidas as seguintes soluções para o sistema de equações ( 1-42 ).

$$\begin{aligned} |E_{2\omega}(z)|^2 &= |E_{\omega}(0)|^2 \operatorname{Tgh}^2[\Gamma z] \\ |E_{\omega}(z)|^2 &= |E_{\omega}(0)|^2 \operatorname{sech}^2[\Gamma z] \end{aligned} \quad ( 1-43 )$$

onde supõe-se que  $E_{2\omega}(0) = 0$  e define-se<sup>14</sup>

$$\Gamma = \sqrt{\kappa_{\omega} \kappa_{2\omega} |E_{\omega}(0)|^2} = \frac{\omega \eta_0}{n_{\omega}} d_{\text{eff}} |E_{\omega}(0)| \quad ( 1-44 )$$

A partir da identidade  $\operatorname{Th}^2(x) + \operatorname{sech}^2(x) = 1$  é possível verificar o cumprimento da lei de conservação da energia.

O segundo harmônico é um caso degenerado da soma de freqüências que será visto a seguir.

#### 1.3.4.1.2 Soma de Freqüências (SF)

Entre os processos de interações paramétricas está o caso que gera uma onda de freqüência igual à soma das incidentes.

Misturando-se um feixe intenso de freqüência  $\omega_1$  com um outro de freqüência  $\omega_2$  para se gerar um terceiro feixe  $\omega_3$ , sendo  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  e supondo  $E_3(z=0) = 0$  e  $E_2(z=0) = E_2(0)$  são obtidas as seguintes soluções do sistema ( 1-42 ).

$$\begin{aligned} |E_2(z)|^2 &= |E_2(0)|^2 \cos^2[\Gamma z] \\ |E_s(z)|^2 &= \frac{\omega_s n_2}{\omega_2 n_s} |E_2(0)|^2 \sin^2[\Gamma z] \end{aligned} \quad ( 1-45 )$$

$$\Gamma = \sqrt{\kappa_2 \kappa_s |E_1(0)|^2} = \sqrt{\frac{\omega_2 \omega_s \eta_0^2}{n_2 n_s} d_{\text{eff}}^2 |E_1(0)|^2} \quad ( 1-46 )$$

---

<sup>14</sup> De acordo com a definição de  $d_{\text{eff}}$  ( 1-30 ) e com ( 1-21 ) segue-se  $2\omega d_{\text{eff}}(2\omega) = \omega d_{\text{eff}}(\omega)$ , isto é,  $\kappa_{2\omega} = \kappa_{\omega}$ .

Esta solução indica que o máximo de eficiência ocorre quando  $\Gamma z = \pi / 2$ , e que para  $z > \pi / 2\Gamma$  o campo de frequência  $\omega_3$  começa a devolver energia para o campo de frequência  $\omega_2$ .

Esta solução pode ser reduzida à de baixa eficiência quando  $\text{sen}(\Gamma z) \cong \Gamma z$ , isto é,

$$\frac{I_3(z)}{I_2(0)} \cong \frac{2\omega_3^2 d_{eff}^2 \eta_0^3 I_1 z^2}{n_1 n_2 n_3} \quad (1-47)$$

que coincide com a equação ( 1-39 ) como era de esperar-se.

#### 1.3.4.1.3 Diferença de Frequências (DF)

Outro caso de geração de frequências com alta eficiência, é obtido da diferença entre as frequências das ondas incidentes.

Considerando-se um campo intenso de frequência  $\omega_1$  misturado com um campo de frequência  $\omega_2$  para gerar um outro campo  $\omega_3$  ( $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ ), e supondo  $E_3(z=0) = 0$  e  $E_2(z=0) = E_2(0)$  encontra-se como solução

$$\begin{aligned} |E_2(z)|^2 &= |E_2(0)|^2 \cosh^2[\Gamma z] \\ |E_d(z)|^2 &= \frac{\omega_d n_2}{\omega_2 n_d} |E_2(0)|^2 \sinh^2[\Gamma z] \end{aligned} \quad (1-48)$$

onde

$$\Gamma = \sqrt{\kappa_2 \kappa_d |E_1(0)|^2} = \sqrt{\frac{\omega_2 \omega_d \eta_0^2}{n_2 n_d} d_{eff}^2 |E_1(0)|^2} \quad (1-49)$$

Entretanto, considerando o segundo campo intenso e  $E_1(z=0) = E_1(0)$  encontra-se

$$\begin{aligned} |E_1(z)|^2 &= |E_1(0)|^2 \cos^2[\Gamma z] \\ |E_d(z)|^2 &= \frac{\omega_d n_1}{\omega_1 n_d} |E_1(0)|^2 \sin^2[\Gamma z] \end{aligned} \quad (1-50)$$

onde

$$\Gamma = \sqrt{\kappa_1 \kappa_d |E_2(0)|^2} = \sqrt{\frac{\omega_1 \omega_d \eta_0^2}{n_1 n_d} d_{eff}^2 |E_2(0)|^2} \quad (1-51)$$

As soluções ( 1-48 ) e ( 1-50 ), podem reduzir-se à de baixa eficiência ( 1-39 ) quando  $\text{sh}(\Gamma z) \cong \Gamma z$  e  $\text{sen}(\Gamma z) \cong \Gamma z$ , como também era de esperar-se.

### 1.3.5 Técnicas de Obtenção do Casamento de Fase

O objetivo perseguido ao misturar duas ondas monocromáticas, é a geração eficiente de novas frequências. Ao trabalhar-se com frequências da ordem de  $10^9$  Hz, há disponibilidade de diodos retificadores e outros elementos com forte resposta não linear, o que permite projetar misturadores eficientes de dimensões menores que o comprimento de onda. Em contraste, ao trabalhar-se com frequências ópticas em condições normais, as respostas não lineares são muito fracas. Para se compensar esta situação e conseguir uma mistura eficiente das ondas é necessário construir dispositivos nos quais as ondas possam propagar-se em fase (Seção 1.3.3) por vários comprimentos de onda.

Os problemas práticos que se apresentam na mistura de frequências surgem da diferença entre as velocidades de fase da polarização não linear e da onda gerada. O desfasamento provocado aumenta ao longo do dispositivo e limita de forma considerável a eficiência da mistura das ondas.

Técnicas foram desenvolvidas para conseguir o casamento de fase entre as ondas de polarização não linear e gerada. Algumas destas técnicas baseiam-se em<sup>15</sup>:

- utilizar **cristais birefringentes** e aproveitar que neles a velocidade de fase das ondas extraordinárias pode ser ajustada de maneira que seja igual às das ordinárias.
- introduzir mudanças periódicas na susceptibilidade do meio que façam com que os desfasamentos entre as ondas sejam alternados e se compensem ao final de cada ciclo ("**quase casamento de fase**").
- propagar a onda harmônica gerada com um ângulo tal, com respeito ao eixo do guia, que a componente axial de sua velocidade seja igual à velocidade da onda fundamental guiada (**configuração Cerenkov**).
- aproveitar que os modos de diferentes ordens suportados por um guia de ondas propagam-se com diferentes velocidades (**dispersão modal**) e escolher adequadamente aqueles que induzem uma velocidade de fase na onda de polarização igual à velocidade de um outro modo.

---

<sup>15</sup> As técnicas mencionadas aqui são majoritariamente colineares (exceto a configuração Cerenkov). Técnicas de casamento não colinear podem ser encontradas em [ 18 ].

## Cristais birefringentes

Nos cristais birrefringentes os dois modos ortogonais (eigenmodes) de polarização das ondas propagando-se através deles são conhecidos como ondas ordinárias e extraordinárias.

Estes cristais apresentam um determinado índice de refração  $n_o$  para a onda ordinária. Por sua vez, para a onda extraordinária, os mesmos apresentam uma variação contínua dos índices de refração entre  $n_o$  e  $n_e$  em função da direção de propagação desta.

Desta maneira as ondas ordinárias e extraordinárias geralmente tem velocidades de fase diferentes  $c/n_o$  e  $c/n_e$ .

Isto permite que em cristais com um balanço apropriado de birrefringência e dispersão do índice de refração seja possível conseguir o casamento de fase escolhendo a direção de propagação da onda extraordinária de forma correta.

### “quase casamento de fase”

A aplicação desta técnica inverte o sinal da susceptibilidade do meio o que por sua vez provoca mudanças na diferença de fase das ondas.

É de interesse que as mudanças na diferença de fase das ondas sejam num valor  $\pi$ . Por tanto estas devem acontecer a cada meio comprimento de coerência. Desta forma os desfasamentos existentes na primeira e segunda metade do período são compensados

A grande dificuldade na implementação deste esquema encontra-se na criação de meios que satisfaçam o requerimento de inversão do sinal da susceptibilidade a cada meio comprimento de coerência. O “quase casamento de fase” conseguiu-se em:

- cristais ferroelétricos mediante a difusão periódica de dopantes, ou com a aplicação de campos periódicos utilizando eletrodos,
- filmes do semicondutor GaAs colocados em pilha com suas orientações alternadas adequadamente [ 36 ] [ 37 ] [ 38 ].

## Dispersão modal

Ao resolver a equação de propagação da onda num guia encontra-se que as soluções guiadas (confinadas) são aquelas que estão associadas a um conjunto discreto de raízes de uma equação transcendental. Estas raízes são conhecidas como *índices efetivos* e as funções associadas a estes como *modos do guia*.

Os diferentes índices efetivos determinam as diferentes velocidades de propagação de cada modo.

A obtenção do casamento de fase com a utilização desta técnica aproveita que as ondas dentro de um guia podem propagar-se em diferentes estados (modos) com diferentes velocidades. O sucesso desta técnica está na escolha adequada

dos modos que induzam uma velocidade de fase na onda de polarização igual à velocidade de um modo gerado.

Tanto os índices efetivos quanto as velocidades de propagação das ondas são determinados pelas características dos materiais que compõem o guia e pela geometria deste.

A ampla diversidade de possíveis geometrias e combinações de materiais oferece várias alternativas para tentar satisfazer a condição de casamento de fase.

Nesta última técnica de **dispersão modal num guia** está baseado o trabalho do Projeto no qual se encaixa a Tese de Doutorado exposta nesta dissertação.

## **1.4 Trabalho de Tese**

### **1.4.1 Antecedentes**

No início da década de 60 foi percebido [ 19 ] [ 20 ] que a condição de casamento de fase pode ser satisfeita utilizando cristais birrefringentes. Esta descoberta motivou uma grande quantidade de trabalhos de medidas de índices de refração destes materiais [ 21 ] [ 22 ] [ 23 ] com o objetivo de determinar os comprimentos de onda para os quais seria possível conseguir o casamento de fase.

A obtenção de dispositivos paramétricos do tipo *bulk* que sejam eficientes está limitada pela difração dos feixes e pelo efeito de Walk-Off [ 6 ]. Uma maneira de evitar-se a baixa eficiência causada pela difração dos feixes quando se trabalha no *bulk* é utilizar guias de ondas.

Entre as técnicas alternativas mais recentes para conseguir o casamento de fase encontram-se a configuração de Cerenkov [ 29 ] e o “quase casamento de fase”.

A técnica de “quase casamento de fase” surgiu como uma adaptação da técnica originalmente proposta por Bloembergen [ 17 ]. Os primeiros resultados experimentais desta foram realizados com polímeros polidos [ 30 ] e com Niobato de Lítio [ 31 ] [ 32 ].

Os primeiros guias de ondas que conseguiram o casamento de fase baseando-se em dispersão modal foram construídas com materiais birrefringentes.

Os problemas de falta de uniformidade da birrefringência ao longo do cristal [ 24 ] também afetam a eficiência dos dispositivos tanto do tipo *bulk* quanto do tipo guias de ondas. Estes problemas impõem serias exigências à qualidade das tecnologias de crescimento e de litografia destes cristais.

A falta de uma tecnologia adequada tem feito com que a construção de dispositivos criados utilizando materiais birrefringentes seja limitada [ 25 ] [ 26 ] [ 27 ] [ 28 ].



No início da década de 70 também se tentou obter o casamento de fase utilizando guias de ondas simples de compostos III-V utilizando dispersão modal já que estes materiais não possuem birrefringência. Neste caso também foi percebido imediatamente que os requisitos de uniformidade dos filmes eram muito superiores às possibilidades oferecidas pelas técnicas de crescimento dessa época [ 33 ] [ 34 ] [ 35 ].

Na própria década dos anos 70, também foi concluído que em guias de ondas (3 camadas) de semicondutores III-V é possível realizar casamento de fase apenas entre modos de ordens maiores que zero. Tentar realizar casamento entre modos de ordens superiores faz que a eficiência apresente uma grande queda devido às oscilações que ocorrem no integrando da *integral de overlap*.

Os requisitos estritos de uniformidade, a falta de birrefringência e a falta de uma técnica adequada para maximizar a *integral de overlap* fizeram perder rapidamente o interesse pelo estudo dos compostos III-V na óptica não linear.

Atualmente as melhoras alcançadas nas técnicas de crescimento e litografia destes semicondutores atingiram graus de controle e qualidade muito superiores às daquela época.

### 1.4.2 Objetivos

Como foi analisado neste capítulo para construir-se dispositivos que realizem interações paramétricas de alta eficiência é necessário dispor de:

- 1) Técnicas de crescimento e litografia de alta qualidade,
- 2) Técnicas de casamento de fase,
- 3) Técnicas para maximizar a *integral de Overlap*,
- 4) Materiais com alta resposta não linear.

A linha de trabalho do grupo em que se desenvolveu a tese é projetar e construir guias de ondas de compostos semicondutores III-V para que realizem interações paramétricas eficientes. Com esta escolha os requisitos anteriores são satisfeitos utilizando:

- 1) As técnicas de crescimento disponíveis atualmente **CBE**, **MBE** e **MOCVD** as quais são de alta qualidade e satisfazem as exigências de uniformidade,
- 2) A técnica de **dispersão modal** para fazer casamento de fase,
- 3) A técnica de **inversão do sinal do coeficiente não linear** proposta de forma original nesta tese,
- 4) O **alto coeficiente não linear** dos compostos semicondutores III-V (Tabela 1-1)

As tarefas necessárias para se desenvolver dispositivos baseados em guias de ondas de semicondutores III-V que realizem interações paramétricas são:

- 1) Dominar os aspectos teóricos de seu funcionamento
- 2) Definir os critérios e as técnicas para sua modelação (algoritmos, etc.)
- 3) Construir a ferramenta de modelação
- 4) Realizar medidas de índices de refração
- 5) Realizar medidas de coeficientes “d” não lineares
- 6) Modelar dispositivos
- 7) Crescer dispositivos modelados
- 8) Testar os dispositivos crescidos.

A presente tese abrange as tarefas 1, 2, 3, 4 e 6.

## 2. Modos em Guias de Ondas Planares

### 2.1 Introdução

No capítulo anterior foi assinalado, que a eficiência dos dispositivos paramétricos do tipo *bulk*, é limitada pela difração natural dos feixes. Também foi dito que uma maneira de evitar este problema, é utilizar guias de ondas. No presente capítulo, aprofunda-se em como os guias permitem manter a luz confinada (guiada) ao longo deles.

Do ponto de vista da óptica geométrica um guia de ondas é baseado no *Princípio de Reflexão Total Interna* (Figura 2-1):

**Princípio:** Considere luz propagando-se em forma de ondas planas, de um meio de índice de refração  $n_1$  para um outro meio de índice de refração  $n_2$  sendo  $n_1 > n_2$ . Se o ângulo de incidência  $\theta$  (respeito da normal) é maior que o ângulo crítico  $\theta_c = \text{sen}^{-1}(n_2/n_1)$ , a luz é totalmente refletida de volta ao meio 1.

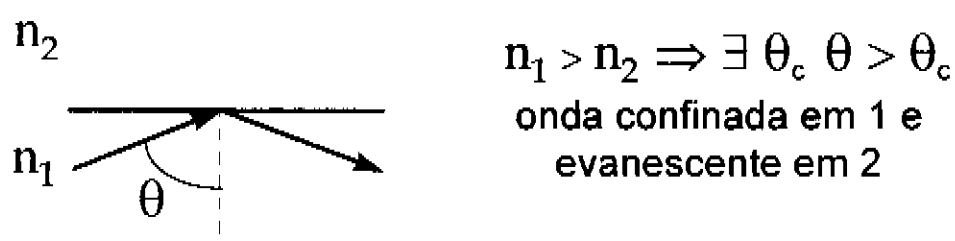


Figura 2-1. Princípio de Reflexão Total Interna

Segundo este princípio, se a luz propaga-se através de um meio com índice de refração maior do que aqueles dos meios que o rodeiam, então a mesma é propagada de forma guiada neste (Figura 2-2).

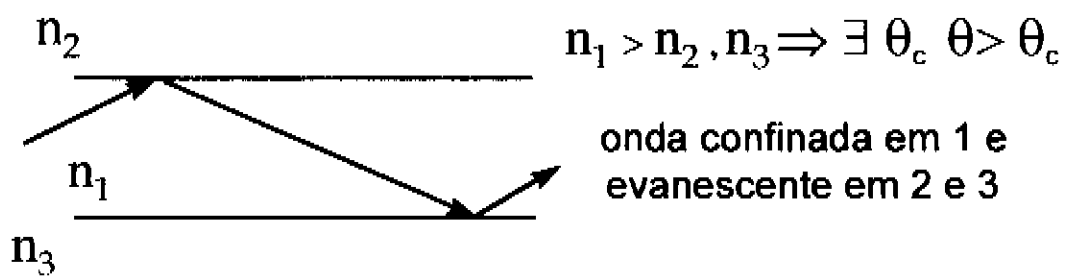


Figura 2-2. Princípio de Guiamento

Na óptica geométrica as dimensões das frentes das ondas planas guiadas são maiores que a largura do guia, pelo qual existe grande interferência destrutiva entre as ondas.

Esta interferência destrutiva é evitada se a mudança total na fase de cada frente de onda ao ir da fronteira com um dos meios confinantes à outra e voltar é de  $2\pi$ . A condição anterior impõe que apenas um conjunto finito de ondas propagando-se a certos ângulos interfiram construtivamente.<sup>1</sup>

Os guias de ondas são de interesse nas interações não lineares, pois permitem manter altas intensidades de luz concentradas em pequenas regiões entorno de seus eixos centrais. Como foi dito anteriormente, a linha de trabalho do grupo no qual desenvolveu-se esta tese, é pesquisar e projetar guias de ondas não lineares de compostos semicondutores III-V, que realizem interações paramétricas eficientes. No presente capítulo, serão estudados os modos em guias de ondas lineares, e posteriormente, no Capítulo 3, serão aplicados estes modos ao estudo dos fenômenos de conversão não linear.

Neste Capítulo, partindo das equações de Maxwell (Seção 2.2), e aplicando-as aos guias planares, é deduzida de forma natural a existência dos modos elétrico e magnético de um guia de ondas (Seção 2.3). Na seqüência, serão apresentadas algumas propriedades dos modos, que se inferem a partir da analogia entre os problemas de um guia de onda e de um poço de potencial (Seção 2.4).

Posteriormente (Seção 2.5), serão expostas as condições de contorno que devem ser obedecidas pelos modos elétricos e magnéticos nas fronteiras entre os meios.

Finalmente, serão introduzidos os fundamentos do cálculo dos índices efetivos (Seção 2.6.1) e das amplitudes dos modos (Seção 2.6.2).

## 2.2 Equações de *Maxwell* para Ondas Monocromáticas

O fundamento teórico para descrever a propagação de ondas em um guia, são as equações de Maxwell. Nesta seção, estas equações são reduzidas ao caso de ondas monocromáticas, para posteriormente aplicá-las ao caso de guias planares.

No seguinte desenvolvimento parte-se das equações de Maxwell ( 1-1 ) e ( 1-2 ), e das relações constitutivas ( 1-3 ) e ( 1-4 ). Considerando que a polarização não linear é nula<sup>2</sup>, e que o tensor  $\vec{\epsilon}$  é diagonal e isotrópico  $\vec{\epsilon} = \epsilon \vec{I}$ , onde  $\vec{I}$  é o tensor identidade, deriva-se

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \qquad \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \qquad (2-1)$$

---

<sup>1</sup> Maiores detalhes do ponto de vista geométrico podem ser encontrados em [ 40 ] e [ 42 ]. Para a finalidade deste trabalho este ponto de vista não é suficiente pelo que não é tratado em detalhe.

<sup>2</sup> Na óptica linear ordinária, onde a intensidade dos campos ópticos é pequena respeito à dos atômicos, esta aproximação é válida.

Adotando a seguinte convenção

**Convenção:** “As dependências dos campos são do tipo  $e^{i\omega t}$ , isto é, as ondas são do tipo  $e^{i(\omega t \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}$ ,”

e separando a dependência temporal das equações ( 2-1 ) obtêm-se

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\epsilon\omega\mathbf{E} \qquad \nabla \times \mathbf{E} = -i\mu_0\omega\mathbf{H} \qquad ( 2-2 )$$

As equações de Maxwell expressas desta forma ( 2-2 ), são o ponto de partida para sua aplicação em guias planares.

### 2.3 Modos Elétricos (TE) e Magnéticos (TM)

Nesta seção, parte-se das equações ( 2-2 ) para ondas monocromáticas, e as mesmas são aplicadas ao caso de guias planares. Será mostrado que neste caso, as equações de Maxwell podem dividir-se em dois conjuntos com soluções independentes, chamados modos elétricos e magnéticos.

Um guia planar (*slab*), como o mostrado na Figura 2-3, é caracterizado pelas diversas fronteiras associadas a diferentes valores de  $x$ , e pelos índices de refração dos diferentes meios. Este tipo de guia é considerado de extensão infinita nas outras direções ( $y$  e  $z$ ).

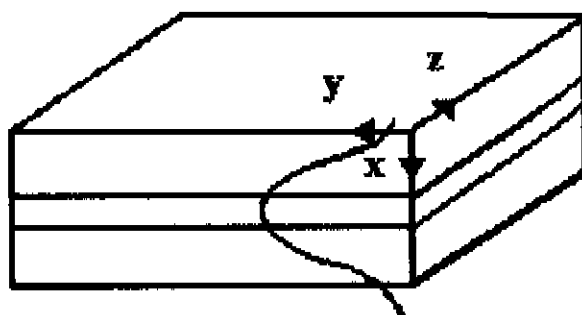


Figura 2-3. Guia de ondas de tipo *slab*

Ao resolver a equação de propagação da onda em um guia, encontra-se que as soluções guiadas são aquelas que estão associadas ao conjunto finito de raízes de uma equação transcendente. Estas raízes são conhecidas como *índices efetivos*, e as funções associadas a estes como *modos do guia*. Um *modo* descreve a distribuição espacial da energia óptica em uma ou mais dimensões.

Quando uma onda propaga-se na direção  $z$ , com uma dependência do tipo  $e^{\pm i\beta z}$ , pode-se esperar que as soluções sejam da forma  $f(x)e^{\pm i\beta z}$  por causa da simetria do guia em  $y$ .

Aplicando as considerações anteriores nas equações ( 2-2 ), e separando as diferentes componentes, obtém-se ( 2-3 ) para os modos elétricos (*Transverse Electric* - **TE**), e ( 2-4 ) para os modos magnéticos (*Transverse Magnetic* - **TM**):

$$\left. \begin{aligned} H_x &= - \frac{i}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \\ E_y &= \frac{i}{\omega \epsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) \\ H_z &= \frac{i}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad \textbf{TE} \quad (2-3)$$

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \frac{i}{\omega \epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ H_y &= - \frac{i}{\omega \mu_0} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \\ E_z &= - \frac{i}{\omega \epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad \textbf{TM} \quad (2-4)$$

Desta forma, as equações de Maxwell foram separadas em dois sistemas de equações independentes, conhecidos como **modos elétricos TE** ( $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_z$ ) e **modos magnéticos TM** ( $H_y$ ,  $E_x$ ,  $E_z$ ).

Para as ondas que se propagam na direção positiva do eixo  $z$ , as equações dos sistemas ( 2-3 ) e ( 2-4 ) são transformadas nos sistemas ( 2-5 ) e ( 2-6 ).

$$\left. \begin{aligned} H_x &= - \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y \\ E_y &= - \frac{\beta}{\omega \epsilon} H_x + \frac{i}{\omega \epsilon} \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ H_z &= \frac{i}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad \textbf{TE} \quad (2-5)$$

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \frac{\beta}{\omega \epsilon} H_y \\ H_y &= \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_x - \frac{i}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ E_z &= - \frac{i}{\omega \epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad \textbf{TM} \quad (2-6)$$

Tomando o índice efetivo  $n_{eff} = \beta / k_0$  com  $k_0 = \omega / c$ , a impedância do vácuo  $\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ , e  $n^2 = \epsilon / \epsilon_0$ , sendo  $\mu_0$  e  $\epsilon_0$  as constantes de permeabilidade e permissividade do vácuo, respetivamente, e utilizando as definições anteriores, as equações ( 2-5 ) e ( 2-6 ) são transformadas em:

$$\left. \begin{aligned} H_x &= -\frac{n_{eff}}{\eta_0} E_y \\ E_y &= -\frac{n_{eff}}{n^2} \eta_0 H_x + \frac{i}{k_0 n^2} \eta_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ H_z &= \frac{i}{k_0 \eta_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad \text{TE} \quad (2-7)$$

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \frac{n_{eff}}{n^2} \eta_0 H_y \\ H_y &= \frac{n_{eff}}{\eta_0} E_x - \frac{i}{k_0 \eta_0} \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ E_z &= -\frac{i}{k_0 n^2} \eta_0 \frac{\partial H_y}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad \text{TM} \quad (2-8)$$

Combinando os conjuntos de equações ( 2-7 ) e ( 2-8 ) entre si, são obtidas as seguintes equações de onda:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + k_0^2 (n^2 - n_{eff}^2) E_y = 0 \quad \text{TE} \quad (2-9)$$

$$n^2 \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + k_0^2 (n^2 - n_{eff}^2) H_y = 0 \quad \text{TM} \quad (2-10)$$

Em particular, se em um meio **m**, o índice de refração **n** é constante, então a equação ( 2-10 ) é convertida em

$$\frac{\partial^2 H_y^m}{\partial x^2} + k_0^2 (n^2 - n_{eff}^2) H_y^m = 0 \quad (2-11)$$

As equações de ondas ( 2-9 ) e ( 2-11 ) dos campos elétricos e magnéticos são a base do cálculo dos modos (Seção 2.6).

## 2.4 Propriedades dos Modos

A partir das duas últimas equações, percebe-se que o problema de um guia de ondas é muito similar ao de um poço de potencial da mecânica quântica (Figura 2-4).

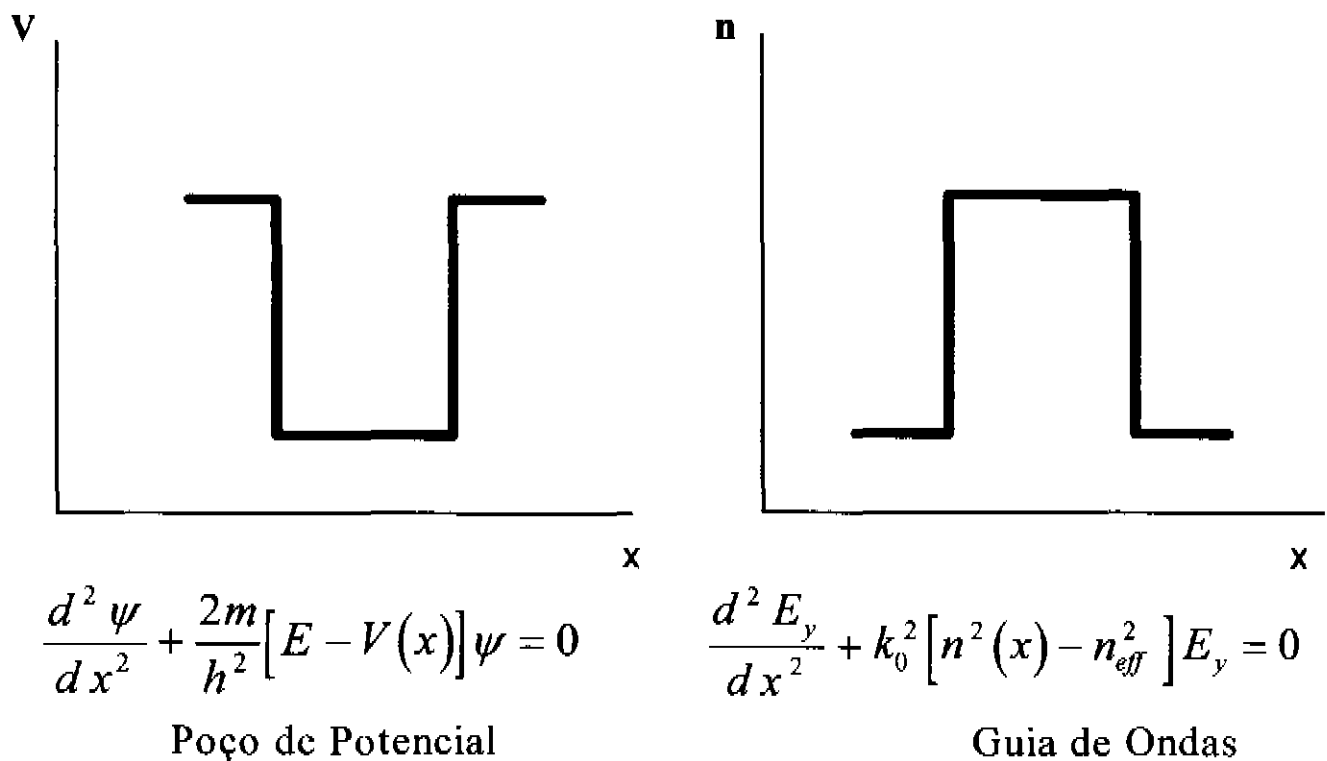


Figura 2-4. Analogia entre Poço de Potencial e Guias de Ondas

Na figura anterior existe correspondência entre os parâmetros da equação do Poço de Potencial (função de onda  $\psi$ , potencial  $V(x)$ , e energia  $E$ ), e os da equação do Guia de Ondas (campo elétrico  $E_y$ , índice de refração  $n^2(x)$ , e índice efetivo  $n_{eff}^2$ ).

Da similaridade entre os problemas de poço de potencial e de guias de onda, pode-se intuir as seguintes propriedades dos modos guiados:

- ◆ Uma condição necessária para a existência de modos guiados, é que cada um dos índices de refração das camadas (meios) exteriores (confinantes) do guia, deve ser menor do que algum dos índices das camadas centrais.
- ◆ Os modos guiados formam um conjunto finito, e cada um tem associado um índice efetivo  $n_{eff}$  diferente.
- ◆ A quantidade de modos, assim como os valores de  $n_{eff}$ , dependem fortemente dos materiais e da geometria do guia. Por exemplo, em um guia simples (três meios) de uma camada central e duas confinantes, simétrico ( $n_1 = n_3$ ), encontra-se [ 42 ] que a quantidade  $m_s$  de modos suportados pelo guia obedece a seguinte condição:

$$\Delta n = n_2 - n_1 > \frac{m_s^2 \lambda^2}{4d^2(n_2 + n_1)} \quad (2-12)$$

onde  $n_2$  e  $n_1$  são os índices de refração das camadas central e confinantes respectivamente,  $d$  é a espessura da camada central, e  $\lambda$  é o comprimento de onda.



No caso de um guia simples assimétrico com índices de refração  $n_1$ ,  $n_2$  e  $n_3$ , onde  $n_2 \approx n_3$ , a condição anterior é modificada da seguinte maneira:

$$\Delta n = n_2 - n_3 > \frac{(2m+1)^2 \lambda^2}{32d^2 n_2} \quad (2-13)$$

- ♦ Os modos guiados dos campos eletromagnéticos (da mesma forma que no caso da equação de onda da Mecânica Quântica) são soluções do problema de Sturm-Liouville [ 40 ] [ 41 ]. Por tanto, as soluções associadas a diferentes valores dos índices efetivos são ortogonais entre si.
- ♦ Os modos para os campos eletromagnéticos formam conjuntos completos [ 40 ], isto é, qualquer solução confinada pode ser representada como uma superposição dos estados associados aos diferentes valores de  $n_{\text{eff}}$ .

Na Mecânica Quântica as amplitudes das funções de onda associadas aos valores próprios da energia, são fixadas impondo que a integral da função de onda em todo o espaço seja igual a 1. No caso de guias de ondas planares, as amplitudes dos campos básicos associados aos valores de  $n_{\text{eff}}$ , são fixadas impondo que a potência de cada um destes campos seja 1 Watt por metro no eixo  $y$  (Seção 2.6.2).

## 2.5 Condições de Contorno

A partir das equações de Maxwell é possível derivar as condições de contorno que devem ser obedecidas pelos modos elétricos (TE) e magnético (TM) nas fronteiras entre dois meios. As equações ( 2-14 ) e ( 2-15 ) expressam estas condições na fronteira entre os meios 1 e 2 de um guia planar.

$$\left. \begin{aligned} (E_y)_1 &= (E_y)_2 \\ \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} \right)_1 &= \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} \right)_2 \end{aligned} \right\} \quad \text{TE} \quad (2-14)$$

$$\left. \begin{aligned} (H_y)_1 &= (H_y)_2 \\ \frac{1}{n_1^2} \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} \right)_1 &= \frac{1}{n_2^2} \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} \right)_2 \end{aligned} \right\} \quad \text{TM} \quad (2-15)$$

onde os sub-índices 1 e 2 referem-se ao cálculo das quantidades nos respectivos meios.

As condições de contorno são utilizadas para efetuar o cálculo dos índices efetivos dos modos do guia (Seção 2.6.1).

## 2.6 Cálculo dos Modos

Nesta seção a ênfase é colocada no cálculo dos índices efetivos e nas amplitudes dos campos canônicos.

Os índices efetivos determinam as velocidades de propagação de cada modo, assim como da onda de polarização nas interações paramétricas em guias de ondas.

O estabelecimento de um formalismo adequado para o cálculo dos índices efetivos nas mais variadas situações, é fundamental para determinar quando a onda de polarização e a onda gerada encontram-se em fase.

### 2.6.1 Índices Efetivos

No procedimento clássico para calcular os índices efetivos de um guia que possui índices de refração constantes em cada camada, seguem-se os seguintes passos:

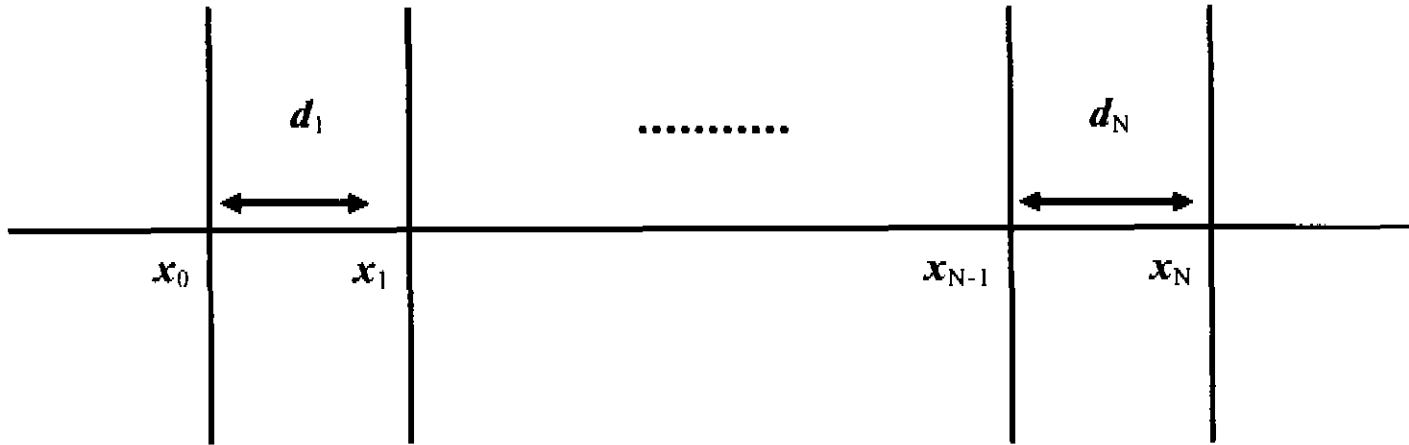
- resolver as equações ( 2-9 ) e ( 2-11 ) em cada camada, obtendo-se soluções de tipo oscilatório ou exponencial,
- aplicar as condições de contorno ( 2-14 ) e ( 2-15 ), e
- resolver as equações transcendentais que determinam os  $n_{eff}$  associados a cada modo.

O procedimento anterior apresenta os seguintes inconvenientes:

- complexo e difícil de generalizar para guias de mais de três meios,
- pouco prático para cálculos numéricos em um computador.

Devido aos inconvenientes anteriores, é desejável ter uma alternativa ao procedimento clássico. Uma opção prática e adequada baseia-se no método das matrizes de transferência [ 43 ].

Considere-se um guia de ondas da seguinte forma:



onde  $x_l$  representa a posição da interface entre as camadas  $l$  e  $l+1$ , e as  $d_i$  são as espessuras das camadas  $d_i = x_i - x_{i-1}$  ( $1 \leq i \leq N$ ).

A estrutura dielétrica deste guia está descrita por

$$n(x) = \begin{cases} n_0 & x < x_0 \\ n_1 & x_0 < x < x_1 \\ \vdots & \\ \vdots & \\ n_N & x_{N-1} < x < x_N \\ n_{N+1} & x > x_N \end{cases} \quad (2-16)$$

onde  $n_l$  é o índice de refração da camada  $l$ .

Dado que as soluções dos campos eletromagnéticos na camada  $l$  têm a forma

$$\mathcal{F}(x) = \begin{cases} A_l e^{-k_l(x-x_l)} + B_l e^{k_l(x-x_l)} & \text{se } n_{eff} > n_l \\ A_l e^{-ik_l(x-x_l)} + B_l e^{ik_l(x-x_l)} & \text{se } n_{eff} < n_l \end{cases} \quad (2-17)$$

e aplicando as condições de contorno (2-14) e (2-15) às soluções do tipo (2-17), encontram-se as seguintes relações ( $0 \leq l \leq N$ ):

$$D_l \begin{pmatrix} A_l \\ B_l \end{pmatrix} = D_{l+1} P_{l+1} \begin{pmatrix} A_{l+1} \\ B_{l+1} \end{pmatrix} \quad (2-18)$$

onde as matrizes  $P_l$  tem a forma (2-19) para  $1 \leq l \leq N$  com  $\varphi_l = k_l(x_l - x_{l-1})$ , e  $P_0$  e  $P_{N+1}$  são as matrizes identidade.

$$P_l = \begin{cases} \begin{pmatrix} e^{\varphi_l} & 0 \\ 0 & e^{-\varphi_l} \end{pmatrix} & \text{se } n_{eff} > n_l \\ \begin{pmatrix} e^{i\varphi_l} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_l} \end{pmatrix} & \text{se } n_{eff} < n_l \end{cases} \quad (2-19)$$

As matrizes  $D_l$  da equação (2-19) para  $0 \leq l \leq N+1$  são expressas no caso **TE** por (2-20) e no caso **TM** por (2-21).

$$D_l = \begin{cases} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -ik_l & ik_l \end{pmatrix} & n_{eff} > n_l \\ \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ k_l & -k_l \end{pmatrix} & n_{eff} < n_l \end{cases} \quad \text{TE} \quad (2-20)$$

$$D_l = \begin{cases} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -i \frac{k_l}{n_l^2} & i \frac{k_l}{n_l^2} \end{pmatrix} & n_{eff} > n_l \\ \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{k_l}{n_l^2} & -\frac{k_l}{n_l^2} \end{pmatrix} & n_{eff} < n_l \end{cases} \quad \text{TM} \quad (2-21)$$

Das condições de contorno expressas segundo as relações ( 2-18 ), segue-se

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = D_0^{-1} D_1 P_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = D_0^{-1} (D_1 P_1 D_1^{-1}) D_2 P_2 \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \dots \\ = D_0^{-1} \prod_{l=1}^N (D_l P_l D_l^{-1}) D_{N+1} P_{N+1} \begin{pmatrix} A_{N+1} \\ B_{N+1} \end{pmatrix}$$

isto é,  $\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} A_{N+1} \\ B_{N+1} \end{pmatrix}$  onde  $M = D_0^{-1} \prod_{l=1}^N (D_l P_l D_l^{-1}) D_{N+1} P_{N+1}$ .

Se  $M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}$  e verifica-se a condição necessária para um modo ser guiado, isto é,  $B_{N+1} = A_0 = 0$ , então conclui-se que  $m_{11} = 0$ .

Utilizando o procedimento descrito acima é possível elaborar um algoritmo, sem os inconvenientes do procedimento clássico, que permite encontrar os diferentes  $n_{eff}$  para os modos de um guia.

## 2.6.2 Amplitudes

Como mencionado na Seção 2.4, no caso de guias de ondas planares, as amplitudes dos campos básicos associados aos valores de  $n_{eff}$  são fixadas impondo que a potência de cada um destes campos seja 1 Watt por metro no eixo y. Por este motivo é estabelecida a seguinte convenção.

**Convenção:** As **amplitudes** dos campos básicos  $\mathcal{E}$  e  $\mathcal{H}$  associados aos diferentes  $n_{eff}$  são fixadas pela condição de que a potência em um comprimento  $L_n$  no eixo y seja  $P_n$ , isto é:

$$P^E = P^n = \frac{L_n}{2} \frac{n_{eff} u_E^2}{\eta_0} \int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}_y|^2 dx \quad (2-22)$$

$$P^M = P^n = \frac{L_n}{2} n_{eff} u_M^2 \eta_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\mathcal{H}_y|^2}{n^2(x)} dx \quad (2-23)$$

Nesta convenção temos colocado por conveniência as unidades dos campos em  $\mathbf{u}_E$  e  $\mathbf{u}_M$ , as quais tem os valores  $\mathbf{u}_E = 1\text{V/m}$  e  $\mathbf{u}_M = 1\text{A/m}$  e adotaremos  $P^n/L^n = 1 \text{ W/m}$ .

Para calcular as amplitudes dos campos é utilizada a convenção de normalização das equações ( 2-22 ) e ( 2-23 ). Desta forma, para se obter as amplitudes dos campos normalizados  $\mathcal{E}_y$  e  $\mathcal{H}_y$  a partir de  $E_y$  e  $H_y$  associados aos mesmos valores de  $n_{eff}$  faz-se uso do fato de que estes campos são proporcionais entre si, isto é,  $\mathcal{E}_y = c_n^{TE} E_y$  e  $\mathcal{H}_y = c_n^{TM} H_y$ , e encontra-se

$$c_n^{TE} = \left[ \frac{P_n}{L_n} \frac{\eta_0}{n_{eff}} \frac{2}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_y|^2 dx} \right]^{1/2} \quad ( 2-24 )$$

$$c_n^{TM} = \left[ \frac{P_n}{L_n} \frac{2}{\eta_0 n_{eff} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|H_y|^2}{n^2(x)} dx} \right]^{1/2} \quad ( 2-25 )$$

Inversamente, a potência dos campos  $E_y = e\mathcal{E}_y$  e  $H_y = h\mathcal{H}_y$ , é expressa em função dos campos  $\mathcal{E}_y$  e  $\mathcal{H}_y$  como a seguir

$$P^E = \frac{l_{eff}}{2} \frac{n_{eff}}{\eta_0} |e|^2 \int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}_y|^2 dx = l_{eff} \frac{|e|^2}{u_E^2} \frac{P^n}{L_n} \quad ( 2-26 )$$

$$P^M = \frac{l_{eff}}{2} n_{eff} \eta_0 |h|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\mathcal{H}_y|^2}{n^2(x)} dx = l_{eff} \frac{|h|^2}{u_M^2} \frac{P^n}{L_n} \quad ( 2-27 )$$

sendo  $l_{eff}$  é a largura efetiva onde o campo é aplicado no eixo  $y^3$ .

---

<sup>3</sup>  $l_{eff}$  é igual ao *spot size* do modo gaussiano.

#### 3.1 Introdução

No Capítulo 1 foram estudados os fundamentos da Óptica Não Linear, enquanto no Capítulo 2 tratou-se dos Modos em Guias de Ondas Planares sob o ponto de vista da óptica linear. Neste Capítulo serão combinados os conceitos destes dois primeiros capítulos, de maneira que os princípios da Óptica Não Linear sejam aplicados a interações em Guias de Ondas. Em especial, será desenvolvido o formalismo matemático que rege os processos não lineares de interações paramétricas em guias de ondas planares de compostos semicondutores  $\overline{43m}$ .

O tema abordado na tese, isto é, o estudo das Interações Paramétricas em Guias de Ondas de Semicondutores  $\overline{43m}$  é complexo. Embora exista uma quantidade considerável de referências bibliográficas sobre guias de ondas em interações paramétricas, apenas um número reduzido destas, dedicam-se a guias de ondas destes semicondutores. Além disso, muitas das idéias consideradas nesta área de trabalho aparecem fragmentadas nas diversas referências.

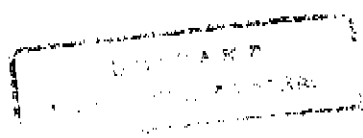
Para se conseguir um dos objetivos propostos nesta tese, referente à modelação de dispositivos que realizem interações paramétricas eficientes, foi necessário realizar um trabalho de desenvolvimento matemático considerável, tanto em volume quanto em complexidade e detalhe. As modelações de guias de ondas realizadas, algumas das quais apresentadas no Capítulo 4, fizeram uso deste desenvolvimento matemático.

A complexidade dos cálculos envolvidos na modelação impôs o objetivo adicional de criar uma ferramenta computacional que auxiliasse nesta tarefa. A necessidade de criar dito programa colaborou no aumento da quantidade de detalhes exigidos no desenvolvimento matemático, visando sua algoritmização.

A maioria dos resultados do desenvolvimento matemático realizado no contexto do trabalho de tese serão apresentados neste capítulo. Em especial, serão apresentados aqui os casos de Conversão de Frequências onde as ondas geradas são a Soma, a Diferença, e o Segundo Harmônico das ondas incidentes. Estes três tipos de interações serão descritos tanto para baixa, quanto para alta eficiência do processo de conversão de frequências.

As deduções apresentadas abrangem as expressões das Amplitudes e das Potências dos campos, assim como da *Integral* e do *Fator de Overlap*. É importante destacar, que todos estes resultados foram obtidos para o caso geral de um guia de ondas de  $n$  camadas.

Outro desenvolvimento realizado, mas não apresentado no trabalho escrito, refere-se ao cálculo da potência limiar para o funcionamento de um oscilador paramétrico baseado em guias de ondas de semicondutores.



Um dos resultados desta tese propõe uma configuração dos guias de ondas que inverte o sinal do coeficiente não linear e otimiza a *integral* e o *fator de overlap*. A prova matemática de que esta configuração pode conseguir esses objetivos é exposta no próximo capítulo, junto à apresentação dessa e de outras configurações interessantes que merecem um capítulo separado.

Neste capítulo, primeiramente será introduzida a forma que adota a polarização não linear nos cristais  $\bar{4}3m$  crescidos na direção [100] (Seção 3.2). A expressão da polarização no sistema de eixos cristalinos é transformada a um outro sistema adequado para aplicar a formulação dos modos elétricos e magnéticos aos guias de ondas. Na mesma seção, a expressão da polarização obtida será aplicada às diferentes combinações dos modos das ondas incidentes para deduzir os possíveis modos das ondas geradas pela mistura não linear.

Posteriormente, é introduzida a equação de onda não linear do campo magnético (Seção 3.3), visando simplificar o estudo da propagação das ondas através de uma formulação híbrida que envolva unicamente a componente magnética dos modos TM e a elétrica dos modos TE. Tal formulação será utilizada nas expressões das Amplitudes (Seção 3.4) e das Potências (Seção 3.5) dos campos.

Na seção seguinte (3.4), a partir da polarização não linear (Seção 3.2) e das equações de onda não lineares dos modos elétricos (1-35) e magnéticos (Seção 3.3), serão formuladas as equações que determinam a variação das amplitudes dos campos envolvidos. Nessa seção será deduzida a forma geral dos sistemas de equações diferenciais que expressam as variações das amplitudes das ondas. Esta forma geral será utilizada (Seção 3.4.1) na formulação destes sistemas para as diferentes combinações de modos válidas.

A partir da suposição de baixa eficiência serão integradas as equações das amplitudes dos campos gerados (Seção 3.4.2.1). Na seqüência, também serão integradas estas equações considerando que a eficiência é alta (Seção 3.4.2.2).

Utilizando a integração dos sistemas anteriores será calculada a potência dos campos gerados (Seção 3.5). A partir das soluções de baixa e alta eficiência serão discutidos os elementos que determinam a eficiência do processo de geração paramétrica (Seção 3.6).

Finalmente será apresentado (Seção 3.7) um resumo das numerosas variáveis envolvidas nos processos paramétricos e a influência destas na eficiência da interação. Também serão traçadas as linhas sobre as quais focar o trabalho de modelação.

Os resultados dos desenvolvimentos matemáticos do presente capítulo, foram utilizados na construção da ferramenta computacional (Apêndice C), para a modelação de dispositivos paramétricos baseados em guias de ondas de compostos  $\bar{4}3m$ .

3.2 Polarização Não Linear em Cristais  $\bar{4}3m$

O crescimento epitaxial de um semiconductor  $\bar{4}3m$  é feito usualmente na direção [100]. Neste trabalho considera-se que os filmes são crescidos nessa direção e que as ondas são propagadas na direção [011].

No Capítulo 1 foram expressos em relação aos eixos cristalinos, a polarização, o campo (1-27), e a matriz de coeficientes não lineares (1-31). Entretanto, neste estudo é de interesse expressar as mesmas no sistema de coordenadas definido pelas direções do crescimento do cristal [100], da polarização dos modos TE e TM  $[01\bar{1}]$  e da propagação das ondas [011] (Figura 3-1).

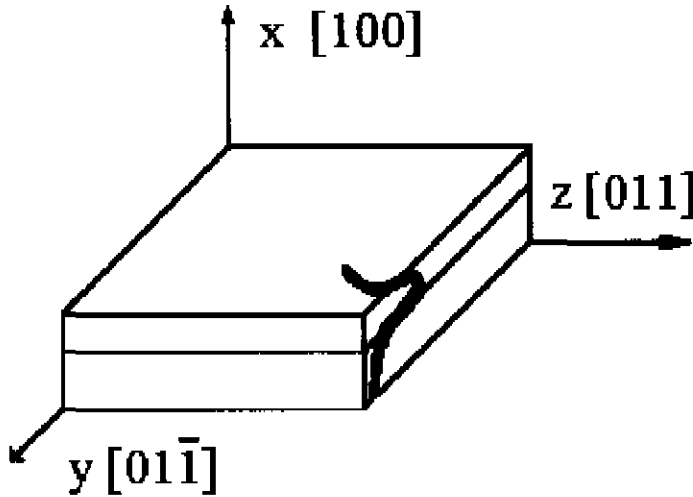


Figura 3-1. Direções de Crescimento do Cristal, Polarização dos Modos e Propagação das Ondas

A transformação das expressões de vetores e de tensores de um sistema de coordenadas para outro é descrita mediante uma matriz. Em particular, a matriz de transformação das coordenadas de um sistema  $X$  às de um sistema  $X'$ , associada com uma rotação em torno do eixo  $x$  é expressa por

$$X' = M_{X \rightarrow X'} X, \quad M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & \text{sen}\theta \\ 0 & -\text{sen}\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$$

onde o ângulo de rotação  $\theta$  é medido na direção contrária aos ponteiros do relógio. Este ângulo é considerado positivo quando visto desde a direção  $+x$ .

O ângulo que relaciona o sistema de eixos cristalinos com o sistema de interesse para este tratamento é  $\theta = -\pi/4$ . Daí que as matrizes de rotação e sua inversa são

$$M_{X \rightarrow X'} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad M_{X' \rightarrow X} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$



A partir das equações (1-27) e (1-31) segue-se que a forma de  $\hat{\mathbf{P}}^{(2)}$  no sistema de eixos cristalinos é

$$\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega) = 2d_{14}(\mathbf{r}, \omega) \begin{pmatrix} \hat{E}_z(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_y(\mathbf{r}, \omega_2) + \hat{E}_y(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_z(\mathbf{r}, \omega_2) \\ \hat{E}_z(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_x(\mathbf{r}, \omega_2) + \hat{E}_x(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_z(\mathbf{r}, \omega_2) \\ \hat{E}_x(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_y(\mathbf{r}, \omega_2) + \hat{E}_y(\mathbf{r}, \omega_1) \hat{E}_x(\mathbf{r}, \omega_2) \end{pmatrix} \quad (3-1)$$

Aplicando a matriz de rotação ao campo e à polarização para expressá-los no novo sistema, obtêm-se

$$\hat{\mathbf{P}}'^{(2)} = M_{X \rightarrow X'} \hat{\mathbf{P}}^{(2)} = \begin{pmatrix} \hat{P}_x^{(2)} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{P}_y^{(2)} - \hat{P}_z^{(2)}) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{P}_y^{(2)} + \hat{P}_z^{(2)}) \end{pmatrix} \quad \bar{\mathbf{E}} = M_{X' \rightarrow X} \bar{\mathbf{E}}' = \begin{pmatrix} \hat{E}'_x \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{E}'_y + \hat{E}'_z) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{E}'_y - \hat{E}'_z) \end{pmatrix}$$

combinando estas duas equações e (3-1) segue-se a expressão da polarização

$$\hat{\mathbf{P}}'^{(2)}(\mathbf{r}', \omega) = 2d_{14}(\mathbf{r}', \omega) \begin{pmatrix} -\hat{E}_{y'}(\mathbf{r}', \omega_1) \hat{E}_{y'}(\mathbf{r}', \omega_2) + \hat{E}_{z'}(\mathbf{r}', \omega_1) \hat{E}_{z'}(\mathbf{r}', \omega_2) \\ -\hat{E}_{x'}(\mathbf{r}', \omega_1) \hat{E}_{y'}(\mathbf{r}', \omega_2) - \hat{E}_{x'}(\mathbf{r}', \omega_2) \hat{E}_{y'}(\mathbf{r}', \omega_1) \\ \hat{E}_{x'}(\mathbf{r}', \omega_1) \hat{E}_{z'}(\mathbf{r}', \omega_2) + \hat{E}_{x'}(\mathbf{r}', \omega_2) \hat{E}_{z'}(\mathbf{r}', \omega_1) \end{pmatrix} \quad (3-2)$$

Como foi estudado no Capítulo 2 (Seção 2.3), referente aos guias de ondas lineares, as soluções das equações de Maxwell podem ser separadas em dois conjuntos independentes chamados de modos elétricos **TE** ( $H_x$ ,  $E_y$ ,  $H_z$ ) e magnéticos **TM** ( $E_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$ ).

A partir da forma da polarização (3-2) para as diferentes combinações dos modos **TE** e **TM** das ondas incidentes, e da equação de onda (1-35) derivam-se os possíveis modos das ondas geradas (Tabela 3-1). Segundo esta análise existem os seguintes casos:

#### 1) Modos das ondas incidentes **TM@ $\omega_1$** e **TE@ $\omega_2$**

$$\hat{\mathbf{P}}'^{(2)}(\mathbf{r}', \omega) = 2d_{14}(\mathbf{r}', \omega) \begin{pmatrix} 0 \\ -\hat{E}_{x'}(\mathbf{r}', \omega_1) \hat{E}_{y'}(\mathbf{r}', \omega_2) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3-3)$$

de onde segue-se que o modo da onda gerada com frequência  $\omega_3$  é elétrico (**TE@ $\omega_3$** )

2) Modos das ondas incidentes **TE@ $\omega_1$**  e **TM@ $\omega_2$**

$$\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}', \omega) = 2d_{14}(\mathbf{r}', \omega) \begin{pmatrix} 0 \\ -\hat{E}_x(\mathbf{r}', \omega_2) \hat{E}_y(\mathbf{r}', \omega_1) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3-4)$$

de onde segue-se que o modo da onda gerada com frequência  $\omega_3$  é elétrico (**TE@ $\omega_3$** )

3) Modos das ondas incidentes **TE@ $\omega_1$**  e **TE@ $\omega_2$**

$$\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}', \omega) = 2d_{14}(\mathbf{r}', \omega) \begin{pmatrix} -\hat{E}_y(\mathbf{r}', \omega_1) \hat{E}_y(\mathbf{r}', \omega_2) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3-5)$$

de onde segue-se que o modo da onda gerada com frequência  $\omega_3$  é magnético (**TM@ $\omega_3$** )

4) Modos das ondas incidentes **TM@ $\omega_1$**  e **TM@ $\omega_2$**

$$\hat{\mathbf{P}}^{(2)}(\mathbf{r}', \omega) = 2d_{14}(\mathbf{r}', \omega) \begin{pmatrix} \hat{E}_z(\mathbf{r}', \omega_1) \hat{E}_z(\mathbf{r}', \omega_2) \\ 0 \\ \hat{E}_x(\mathbf{r}', \omega_1) \hat{E}_z(\mathbf{r}', \omega_2) + \hat{E}_x(\mathbf{r}', \omega_2) \hat{E}_z(\mathbf{r}', \omega_1) \end{pmatrix} \quad (3-6)$$

de onde segue-se que o modo da onda gerada com frequência  $\omega_3$  é magnético (**TM@ $\omega_3$** )

Os quatro casos anteriores são os válidos para as interações paramétricas em guias de ondas de semicondutores  $\overline{43m}$ , e aparecem resumidos na seguinte tabela:

Tabela 3-1. Combinações de Modos permitidas em guias de ondas  $\overline{43m}$

Caso	$\omega_1$	$\omega_2$	$\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2$
1	<b>M</b>	<b>E</b>	<b>E</b>
2	<b>E</b>	<b>M</b>	<b>E</b>
3	<b>E</b>	<b>E</b>	<b>M</b>
4	<b>M</b>	<b>M</b>	<b>M</b>

Estas regras são válidas para os cristais crescidos na direção [100] e as ondas propagando-se na direção [011], e foram empregadas na elaboração do programa de modelação apresentado no Apêndice C.

### 3.3 Equação de Onda Não Linear do Campo Magnético

No Capítulo 1, foi introduzida a Óptica Não Linear com uma formulação baseada totalmente nos campos elétricos. Por sua vez, no Capítulo 2 as soluções das equações de Maxwell em guias de ondas isotrópicos foram descritas mediante os conjuntos de soluções dadas pelos modos **TE** e **TM**.

Do Capítulo 2 (Seção 2.3), sabe-se que nos modos **TM** a componente magnética é equivalente às duas componentes elétricas, então nesta situação é possível simplificar de forma considerável os cálculos trabalhando apenas com a componente magnética.

Segundo o parágrafo anterior, no estudo da propagação dos modos envolvidos nas interações paramétricas em guias de ondas, é mais simples trabalhar com uma formulação híbrida que envolva unicamente as componentes magnéticas dos modos **TM** e as elétricas dos modos **TE**.

Para se utilizar esta descrição híbrida é necessário introduzir a equação de onda não linear da componente magnética dos modos **TM**.

A equação de propagação (1-35) dos modos **TE** foi obtida, no Capítulo 1, a partir da equação de onda do campo elétrico. De maneira similar, nesta seção, a equação de propagação dos modos **TM** é obtida a partir da equação de onda do campo magnético  $\mathbf{H}$  (análoga à 1-5)

$$\left[ \nabla \times \nabla \times + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) \quad (3-7)$$

Fazendo uso da identidade  $\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{H}) - \nabla^2 \mathbf{H}$ , e dado que estão sendo considerados meios onde  $\mu = \mu_0$  ( $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ ) segue-se

$$\left[ -\nabla^2 + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) \quad (3-8)$$

Utilizando uma decomposição em ondas monocromáticas similar à de (1-33) a equação anterior transforma-se em

$$\left[ \nabla^2 + \frac{\omega_l^2}{c^2} \varepsilon(\omega_l) \right] \hat{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, \omega_l) = -i\omega_l \left[ \varepsilon_0 \nabla \varepsilon \times \hat{\mathbf{E}} + \nabla \times \hat{\mathbf{P}}^{NL}(\mathbf{r}, \omega_l) \right] \quad (3-9)$$

onde  $\varepsilon = 1 + \chi^{(1)}$  e foi suposto que o meio é isotrópico, isto é, está descrito por uma constante  $\varepsilon$  (não por um tensor). Esta equação (3-9) descreve a propagação do campo magnético.

Quando a polarização não linear for nula e os campos  $\hat{\mathbf{E}}$  e  $\hat{\mathbf{H}}$  dependerem da coordenada  $z$  na forma  $e^{i\beta z}$ , as equações (1-35) e (3-9) convertem-se em (2-9) e (2-10), respectivamente, como é de se esperar.

### 3.4 Amplitudes dos Campos

Durante uma interação paramétrica, as ondas participantes trocam energia, daí que suas amplitudes variam de forma dependente. Estas variações das amplitudes são descritas por sistemas de equações diferenciais. Nesta seção é deduzida a forma geral destas equações diferenciais, para posteriormente (Seção 3.4.1) aplicá-la às diferentes combinações de modos válidas e obter os sistemas que determinam as variações acopladas das amplitudes.

As equações diferenciais que serão obtidas inicialmente são suficientes para expressar as variações das amplitudes em interações paramétricas de baixa eficiência. Entretanto, em interações de alta eficiência serão consideradas as atenuações das ondas incidentes e deduzidos os sistemas de equações diferenciais que as contemplam (Seção 3.4.1.1).

Finalmente, os sistemas obtidos na Seção 3.4.1 serão integrados para se obter as variações das amplitudes dos campos (Seção 3.4.2).

Para se calcular a quantidade de energia trocada entre as ondas serão resolvidas as equações de onda (1-35) e ( 3-9 ) utilizando um formalismo similar ao de Yariv [ 44 ]. Neste, é considerado que a troca de energia entre os modos deve-se ao acoplamento entre estes provocado por uma perturbação. No formalismo utilizado, as soluções das equações de ondas são descritas por superposições de soluções da equação homogênea e seus coeficientes estão determinados pela forma específica da perturbação.

Considerando o estudo do Capítulo 2, o formalismo mencionado acima, e supondo que as ondas propagam-se na direção  $z$ , segue-se que as expressões das superposições procuradas são do tipo

$$\hat{E}_y = \sum_m a_m(z) \mathcal{E}_y^m(x) e^{-ik_m z} \quad (3-10)$$

$$\hat{H}_y = \sum_m a_m(z) \mathcal{H}_y^m(x) e^{-ik_m z} \quad (3-11)$$

onde  $\mathcal{E}_y^m$  e  $\mathcal{H}_y^m$  são os modos de ordem  $m$  do guia, e os  $k_m$  são as constantes de propagação.

Introduzindo ( 3-10 ) em (1-35), e utilizando (2-9) e a aproximação de variação lenta da amplitude (SVEA) encontra-se

$$\sum_m k_m \mathcal{E}_y^m(x) e^{-ik_m z} \frac{da_m}{dz} = -\frac{i\mu_0 \omega^2}{2} \hat{e}_y \cdot \mathbf{P}_{NL}^{(\omega)} \quad (3-12)$$

De maneira similar, introduzindo ( 3-11 ) em ( 3-9 ), e utilizando (2-10) e a aproximação de variação lenta da amplitude segue-se

$$\sum_m k_m \mathcal{H}_y^m(x) e^{-ik_m z} \frac{da_m}{dz} = \frac{\omega}{2} \hat{e}_y \cdot \nabla \times \mathbf{P}_{NL}^{(\omega)} \quad (3-13)$$

As equações ( 3-12 ) e ( 3-13 ) podem ser condensadas em

$$\sum_m k_m \mathcal{F}_y^m(x) e^{-ik_m z} \frac{da_m}{dz} = \mathcal{S}_{NL}^{(\omega)} \quad (3-14)$$

onde  $\mathcal{F}_y^m$  representa  $\mathcal{E}_y^m$  ou  $\mathcal{H}_y^m$ , e  $\mathcal{S}_{NL}^{(\omega)}$  representa  $-\frac{i\mu_0\omega^2}{2}\hat{\mathbf{e}}_y \cdot \mathbf{P}_{NL}^{(\omega)}$  ou  $\frac{\omega}{2}\hat{\mathbf{e}}_y \cdot \nabla \times \mathbf{P}_{NL}^{(\omega)}$ .

Do teorema de Sturm-Liouville [ 41 ] é conhecido que as soluções da equação diferencial

$$\frac{d}{dx} \left[ p(x) \frac{dy}{dx} \right] - s(x)y + \lambda r(x)y = 0 \quad (3-15)$$

sujeitas às condições de contorno  $y(a)=y(b)=0$  ou  $y'(a)=y'(b)=0$ , são ortogonais com respeito à função  $r(x)$ . Isto é,

$$\int_{-\infty}^{\infty} r(x) y_m(x) y_n(x) dx = 0 \quad \text{se } m \neq n \quad (3-16)$$

A partir das equações (2-9) e (2-10) segue-se que os modos TE e TM satisfazem o teorema de Sturm-Liouville, daí que

$$\int_{-\infty}^{\infty} r(x) \mathcal{F}_m(x) \mathcal{F}_n(x) dx = 0 \quad \text{se } m \neq n \quad (3-17)$$

onde

$$r(x) = \begin{cases} 1 & \text{para os modos TE} \\ \frac{1}{n^2(x)} & \text{para os modos TM} \end{cases} \quad (3-18)$$

Utilizando ( 3-17 ) para integrar ( 3-14 ) obtém-se

$$\frac{da_m}{dz} = \frac{e^{ik_m z}}{k_m I_m} \int_{-\infty}^{\infty} r(x) \mathcal{F}_m^* \mathcal{S}^{(\omega)}(x, z) dx \quad (3-19)$$

onde

$$I_m = \int_{-\infty}^{\infty} r(x) |\mathcal{F}_m|^2 dx \quad (3-20)$$

A equação ( 3-19 ) representa a forma geral das equações diferenciais dos sistemas que expressam as variações das amplitudes das ondas envolvidas na interação paramétrica.

A partir deste ponto em diante o desenvolvimento na tese será restrito aos fenômenos não lineares de segunda ordem, e assim como nas equações ( 3-19 ) e ( 3-20 ) serão omitidos os sub-índices  $y$  para simplificar a notação .

### 3.4.1 Equações Diferenciais das Variações das Amplitudes

Nesta seção são apresentadas as equações que expressam a variação da amplitude de uma onda em função das outras. São consideradas as conversões de soma e diferença de frequências nas diferentes combinações de modos.

As notações  $e(z)\mathcal{E}(x)$  e  $h(z)\mathcal{H}(x)$  são utilizadas para os campos elétricos e magnéticos, respectivamente, onde  $e(z)$  e  $h(z)$  representam as amplitudes, enquanto  $\mathcal{E}(x)$  e  $\mathcal{H}(x)$ , os campos normalizados.

Aplicando as equações ( 3-19 ) e  $E_x = \frac{n_{eff}}{n^2} \eta_0 H_y$  ( equação ( 2-8 ) ) a cada caso da Tabela 3-1 obtêm-se as seguintes expressões para as variações das amplitudes dos campos (na soma e na diferença de frequências):

#### 1) Modos das ondas incidentes TM@ $\omega_1$ e TE@ $\omega_2$

- Soma:  $\omega_1(M) + \omega_2(E) = \omega_s(E)$

$$\frac{de_s}{dz} = i \frac{\omega_s \eta_0^2}{I_s^\mathcal{E}} \frac{n_{eff}^{(1)}}{n_{eff}^{(s)}} e^{i(k_s - k_1 - k_2)z} h_1 e_2 \int_{-\infty}^{\infty} d_{14}(x) \mathcal{E}_s^* \frac{\mathcal{H}_1}{n_1^2(x)} \mathcal{E}_2 dx \quad (3-21)$$

- Diferença:  $\omega_1(M) - \omega_2(E) = \omega_d(E)$

$$\frac{de_d}{dz} = i \frac{\omega_d \eta_0^2}{I_d^\mathcal{E}} \frac{n_{eff}^{(1)}}{n_{eff}^{(d)}} e^{i(k_d - k_1 + k_2)z} h_1 e_2^* \int_{-\infty}^{\infty} d_{14}(x) \mathcal{E}_d^* \frac{\mathcal{H}_1}{n_1^2(x)} \mathcal{E}_2 dx \quad (3-22)$$

#### 2) Modos das ondas incidentes TE@ $\omega_1$ e TM@ $\omega_2$

- Soma:  $\omega_1(E) + \omega_2(M) = \omega_s(E)$

$$\frac{de_s}{dz} = i \frac{\omega_s \eta_0^2}{I_s^\mathcal{E}} \frac{n_{eff}^{(2)}}{n_{eff}^{(s)}} e^{i(k_s - k_1 - k_2)z} e_1 h_2 \int_{-\infty}^{\infty} d_{14}(x) \mathcal{E}_s^* \mathcal{E}_1 \frac{\mathcal{H}_2}{n_2^2(x)} dx \quad (3-23)$$

- Diferença:  $\omega_1(E) - \omega_2(M) = \omega_d(E)$

$$\frac{de_d}{dz} = i \frac{\omega_d \eta_0^2}{I_d^\mathcal{E}} \frac{n_{eff}^{(2)}}{n_{eff}^{(d)}} e^{i(k_d - k_1 + k_2)z} e_1 h_2^* \int_{-\infty}^{\infty} d_{14}(x) \mathcal{E}_d^* \mathcal{E}_1 \frac{\mathcal{H}_2}{n_2^2(x)} dx \quad (3-24)$$

### 3) Modos das ondas incidentes TE@ $\omega_1$ e TE@ $\omega_2$

- Soma:  $\omega_1(E) + \omega_2(E) = \omega_s(M)$

$$\frac{dh_s}{dz} = i \frac{\omega_s}{I_s^{\mathcal{H}}} \left( \frac{k_1 + k_2}{k_s} \right) e^{i(k_s - k_1 - k_2)z} e_1 e_2 \int_{-\infty}^{\infty} d_{14}(x) \frac{\mathcal{H}_s^*}{n_s^2(x)} \varepsilon_1 \varepsilon_2 dx \quad (3-25)$$

- Diferença:  $\omega_1(E) - \omega_2(E) = \omega_d(M)$

$$\frac{dh_d}{dz} = i \frac{\omega_d}{I_d^{\mathcal{H}}} \left( \frac{k_1 - k_2}{k_d} \right) e^{i(k_d - k_1 + k_2)z} e_1 e_2^* \int_{-\infty}^{\infty} d_{14}(x) \frac{\mathcal{H}_d^*}{n_d^2(x)} \varepsilon_1 \varepsilon_2^* dx \quad (3-26)$$

### 4) Modos das ondas incidentes TM@ $\omega_1$ e TM@ $\omega_2$

- Soma:  $\omega_1(M) + \omega_2(M) = \omega_s(M)$

$$\frac{dh_s}{dz} = i \frac{h_1 h_2}{I_s^{\mathcal{H}} n_{\text{eff}}^{(s)} \eta_0} e^{i(k_s - k_1 - k_2)z} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d_{14}(x)}{\omega_1 \omega_2 \varepsilon_1 \varepsilon_2} \left\{ (k_1 + k_2) \frac{\mathcal{H}_s^*}{\varepsilon_s} \frac{\partial \mathcal{H}_1}{\partial x} \frac{\partial \mathcal{H}_2}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mathcal{H}_s^*}{\varepsilon_s} \right) \left[ k_1 \mathcal{H}_1 \frac{\partial \mathcal{H}_2}{\partial x} + k_2 \mathcal{H}_2 \frac{\partial \mathcal{H}_1}{\partial x} \right] \right\} dx \quad (3-27)$$

- Diferença:  $\omega_1(M) - \omega_2(M) = \omega_d(M)$

$$\frac{dh_d}{dz} = i \frac{h_1 h_2^*}{I_d^{\mathcal{H}} n_{\text{eff}}^{(d)} \eta_0} e^{i(k_d - k_1 + k_2)z} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d_{14}(x)}{\omega_1 \omega_2 \varepsilon_1 \varepsilon_2} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mathcal{H}_d^*}{\varepsilon_d} \right) \left[ k_1 \mathcal{H}_1 \frac{\partial \mathcal{H}_2^*}{\partial x} - k_2 \mathcal{H}_2^* \frac{\partial \mathcal{H}_1}{\partial x} \right] - (k_1 - k_2) \frac{\mathcal{H}_d^*}{\varepsilon_d} \frac{\partial \mathcal{H}_1}{\partial x} \frac{\partial \mathcal{H}_2^*}{\partial x} \right\} dx \quad (3-28)$$

onde  $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon$  e  $\varepsilon = 1 + \chi^{(1)}$ , sendo  $\varepsilon_0$  a constante de permissividade do vácuo.

Estas equações constituem o fundamento da descrição da conversão da energia entre as ondas guiadas e serão utilizadas no cálculo das amplitudes e das potências.

Como mencionado no Capítulo 1, o interesse no estudo dos processos paramétricos está em conseguir gerar ondas que adquiram a maior quantidade possível de energia a partir das ondas incidentes. As quantidades de energia transferidas nestes processos variam dependendo de diversos fatores; daí que, na prática, apresentem-se baixas e altas eficiências na mistura não linear.

Segundo a quantidade de energia cedida por uma onda incidente, pode-se considerar atenuada ou não. Geralmente considera-se atenuada se a perda de energia sofrida é maior do que 10%.

As equações ( 3-21 ) a ( 3-28 ) são suficientes para determinar as amplitudes dos campos envolvidos em uma interação paramétrica, quando as ondas incidentes não são atenuadas de maneira considerável (baixa eficiência). Entretanto, em interações paramétricas de alta eficiência, é necessário considerar a diminuição das amplitudes das ondas incidentes.

As equações de ( 3-21 ) a ( 3-28 ) serão utilizadas no cálculo das amplitudes (Seção 3.4.2.1) e no cálculo das potências (Seção 3.5.1), ambos para baixa eficiência. Por sua vez, os sistemas formulados a seguir para alta eficiência (Seção 3.4.1.1) serão utilizados nos cálculos das amplitudes (Seção 3.4.2.2) e das potências (Seção 3.5.2), ambos para alta eficiência.

### ***Integral de Overlap***

Cada uma das integrais que aparecem nas equações anteriores é conhecida como ***Integral de Overlap***  $I_{ov}$ , e apresenta diferentes formas, dependendo dos modos envolvidos. Estas integrais expressam a superposição ou acoplamento entre os modos ponderada pelo coeficiente não linear  $d_{14}$ , e determinam a interferência entre os campos. Na medida que o valor da integral de overlap é maior, há um melhor acoplamento entre os modos envolvidos.

A integral de overlap aparece também nos sistemas de três equações das variações das amplitudes para alta eficiência (Seção 3.4.1.1). Ao integrar-se os sistemas (Seção 3.4.2) encontra-se que em todos os casos a amplitude da onda gerada e a eficiência da interação são fortemente afetadas pela integral de overlap.

É importante lembrar que os modos dos guias planares são expressos através de funções reais (sen, cos , exp), daí que o valor da integral de overlap é real.

Na Seção 3.6.2 será aprofundada a discussão sobre a influência da integral de overlap na eficiência.

As diferentes expressões da integral de overlap, foram utilizadas na elaboração da ferramenta computacional (Apêndice C), tanto no cálculo das amplitudes e das potências, quanto no cálculo do fator de overlap.



### 3.4.1.1 Alta Eficiência

Nas interações com alta eficiência na conversão de energia, a(s) onda(s) incidente(s) sofre(m) uma atenuação considerável, daí que, considerar suas amplitudes constantes superestima erradamente a potência da onda gerada. Nesta seção, parte-se da hipótese de que há alta eficiência, e são obtidos os sistemas de equações diferenciais que expressam a dependência das amplitudes entre si.

O ponto de partida para se obter os sistemas de equações que determinam a variação das amplitudes das ondas interagentes para alta eficiência, é o conjunto de equações de ( 3-21 ) a ( 3-28 ).

Cada uma destas equações considera a variação da amplitude de uma onda em função das outras duas. Por exemplo, a equação ( 3-21 ) da seção anterior, expressa a variação da amplitude da onda de frequência  $\omega_s$  em função das ondas de frequências  $\omega_1$  e  $\omega_2$ . Esta equação, é válida para a soma de frequências com modos  $TM@ \omega_1$ ,  $TE@ \omega_2$  e  $TE@ \omega_s$ .

Na análise da alta eficiência é necessário considerar que as três ondas envolvidas variam suas amplitudes, daí que se devam formular sistemas de três equações. Ao formular estes sistemas, ( 3-29 ) a ( 3-36 ), a primeira equação de cada caso pode ser obtida diretamente da correspondente de ( 3-21 ) a ( 3-28 ).

As segundas e terceiras equações de cada sistema são obtidas com ajuda dos outros casos. Por exemplo, no caso 1) da soma de frequências ( 3-29 ), para se achar como varia a amplitude da onda de frequência  $\omega_1$ , considera-se que a mesma é a diferença das outras duas com modos  $TE$ , então é possível aplicar a equação ( 3-26 ) e obter a segunda equação do sistema. Nesta consideração devem ser trocados os índices  $d$  e  $l$  por  $l$  e  $s$  respectivamente.

No próprio caso 1) da soma de frequências ( 3-29 ), é possível obter a terceira equação do sistema de maneira similar. Para isto, considera-se que a onda de frequência  $\omega_2$  é a diferença das outras duas com modos  $TE$  e  $TM$  e utiliza-se a equação ( 3-24 ). Nesta consideração, devem ser trocados os índices  $d$ ,  $l$  e  $2$  por  $2$ ,  $s$  e  $1$  respectivamente.

Os sistemas de equações ( 3-30 ) a ( 3-36 ) dos casos restantes foram obtidos aplicando-se o mesmo raciocínio e trocas de índices adequadas.

### 1) Modos das ondas incidentes TM@ $\omega_1$ e TE@ $\omega_2$

- Soma:  $\omega_1(M)+\omega_2(E)=\omega_s(E)$

$$\begin{aligned}\frac{de_s}{dz} &= i \frac{\omega_s \eta_0^2}{I_s^\varepsilon} \frac{n_{eff}^{(1)}}{n_{eff}^{(s)}} e^{i\Delta z} h_1 e_2 I_{s12} \\ \frac{dh_1}{dz} &= i \frac{\omega_1}{I_1^\varepsilon} \left( \frac{k_s - k_2}{k_1} \right) e^{-i\Delta z} e_s e_2^* I_{s12}^* \\ \frac{de_2}{dz} &= i \frac{\omega_2 \eta_0^2}{I_2^\varepsilon} \frac{n_{eff}^{(1)}}{n_{eff}^{(2)}} e^{-i\Delta z} e_s h_1^* I_{s12}^*\end{aligned}\quad (3-29)$$

onde  $I_{s12} = \int_{-\infty}^{\infty} d_{14}(x) \mathcal{E}_s^* \frac{\mathcal{H}_1}{n_1^2(x)} \mathcal{E}_2 dx$  e  $\Delta = k_s - k_1 - k_2$

- Diferença:  $\omega_1(M)-\omega_2(E)=\omega_d(E)$

$$\begin{aligned}\frac{de_d}{dz} &= i \frac{\omega_d \eta_0^2}{I_d^\varepsilon} \frac{n_{eff}^{(1)}}{n_{eff}^{(d)}} e^{-i\Delta z} h_1 e_2^* I_{12d}^* \\ \frac{dh_1}{dz} &= i \frac{\omega_1}{I_1^\varepsilon} \left( \frac{k_d + k_2}{k_1} \right) e^{i\Delta z} e_d e_2 I_{12d} \\ \frac{de_2}{dz} &= i \frac{\omega_2 \eta_0^2}{I_2^\varepsilon} \frac{n_{eff}^{(1)}}{n_{eff}^{(2)}} e^{-i\Delta z} h_1 e_d^* I_{12d}^*\end{aligned}\quad (3-30)$$

onde  $I_{12d} = \int_{-\infty}^{\infty} d_{14}(x) \frac{\mathcal{H}_1^*}{n_1^2(x)} \mathcal{E}_d \mathcal{E}_2 dx$  e  $\Delta = k_1 - k_2 - k_d$

### 2) Modos das ondas incidentes TE@ $\omega_1$ e TM@ $\omega_2$

- Soma:  $\omega_1(E)+\omega_2(M)=\omega_s(E)$

$$\begin{aligned}\frac{de_s}{dz} &= i \frac{\omega_s \eta_0^2}{I_s^\varepsilon} \frac{n_{eff}^{(2)}}{n_{eff}^{(s)}} e^{i\Delta z} e_1 h_2 I_{s12} \\ \frac{de_1}{dz} &= i \frac{\omega_1 \eta_0^2}{I_1^\varepsilon} \frac{n_{eff}^{(2)}}{n_{eff}^{(1)}} e^{-i\Delta z} e_s h_2^* I_{s12}^* \\ \frac{dh_2}{dz} &= i \frac{\omega_2}{I_2^\varepsilon} \left( \frac{k_s - k_1}{k_2} \right) e^{-i\Delta z} e_s e_1^* I_{s12}^*\end{aligned}\quad (3-31)$$

onde  $I_{s12} = \int_{-\infty}^{\infty} d_{14}(x) \mathcal{E}_s^* \mathcal{E}_1 \frac{\mathcal{H}_2}{n_2^2(x)} dx$  e  $\Delta = k_s - k_1 - k_2$

- Diferença:  $\omega_1(E) - \omega_2(M) = \omega_d(E)$

$$\begin{aligned}\frac{de_d}{dz} &= i \frac{\omega_d \eta_0^2}{I_d^\varepsilon} \frac{n_{eff}^{(2)}}{n_{eff}^{(d)}} e^{-i\Delta z} e_1 h_2^* I_{1d2}^* \\ \frac{de_1}{dz} &= i \frac{\omega_1 \eta_0^2}{I_1^\varepsilon} \frac{n_{eff}^{(2)}}{n_{eff}^{(1)}} e^{i\Delta z} e_d h_2 I_{1d2} \\ \frac{dh_2}{dz} &= i \frac{\omega_2}{I_2^\varepsilon} \left( \frac{k_1 - k_d}{k_2} \right) e^{-i\Delta z} e_1 e_d^* I_{1d2}^*\end{aligned}\quad (3-32)$$

onde  $I_{1d2} = \int_{-\infty}^{\infty} d_{14}(x) \mathcal{E}_1^* \mathcal{E}_d \frac{\mathcal{H}_2}{n_2^2(x)} dx$  e  $\Delta = k_1 - k_2 - k_d$

### 3) Modos das ondas incidentes TE@ $\omega_1$ e TE@ $\omega_2$

- Soma:  $\omega_1(E) + \omega_2(E) = \omega_s(M)$

$$\begin{aligned}\frac{dh_s}{dz} &= i \frac{\omega_s}{I_s^\varepsilon} \left( \frac{k_1 + k_2}{k_s} \right) e^{i\Delta z} e_1 e_2 I_{s12} \\ \frac{de_1}{dz} &= i \frac{\omega_1 \eta_0^2}{I_1^\varepsilon} \frac{n_{eff}^{(s)}}{n_{eff}^{(1)}} e^{-i\Delta z} h_s e_2^* I_{s12}^* \\ \frac{de_2}{dz} &= i \frac{\omega_2 \eta_0^2}{I_2^\varepsilon} \frac{n_{eff}^{(s)}}{n_{eff}^{(2)}} e^{-i\Delta z} h_s e_1^* I_{s12}^*\end{aligned}\quad (3-33)$$

onde  $I_{s12} = \int_{-\infty}^{\infty} d_{14}(x) \frac{\mathcal{H}_s^*}{n_s^2(x)} \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 dx$  e  $\Delta = k_s - k_1 - k_2$

- Diferença:  $\omega_1(E) - \omega_2(E) = \omega_d(M)$

$$\begin{aligned}\frac{dh_d}{dz} &= i \frac{\omega_d}{I_d^\varepsilon} \left( \frac{k_1 - k_2}{k_d} \right) e^{-i\Delta z} e_1 e_2^* I_{12d}^* \\ \frac{de_1}{dz} &= i \frac{\omega_1 \eta_0^2}{I_1^\varepsilon} \frac{n_{eff}^{(d)}}{n_{eff}^{(1)}} e^{i\Delta z} h_d e_2 I_{12d} \\ \frac{de_2}{dz} &= i \frac{\omega_2 \eta_0^2}{I_2^\varepsilon} \frac{n_{eff}^{(d)}}{n_{eff}^{(2)}} e^{-i\Delta z} e_1 h_d^* I_{12d}^*\end{aligned}\quad (3-34)$$

onde  $I_{12d} = \int_{-\infty}^{\infty} d_{14}(x) \mathcal{E}_1^* \mathcal{E}_2 \frac{\mathcal{H}_d}{n_d^2(x)} dx$  e  $\Delta = k_1 - k_2 - k_d$

4) Modos das ondas incidentes  $\mathbf{TM} @ \omega_1$  e  $\mathbf{TM} @ \omega_2$

- Soma:  $\omega_1(M) + \omega_2(M) = \omega_s(M)$

$$\frac{dh_s}{dz} = i \frac{h_1 h_2}{I_s^* n_{eff}^{(s)} \eta_0 \omega_1 \omega_2} e^{i\Delta z} I_{s12}$$

$$\frac{dh_1}{dz} = i \frac{h_s h_2^*}{I_1^* n_{eff}^{(1)} \eta_0 \omega_s \omega_2} e^{-i\Delta z} I_{s12}^* \quad (3-35)$$

$$\frac{dh_2}{dz} = i \frac{h_s h_1^*}{I_2^* n_{eff}^{(2)} \eta_0 \omega_s \omega_1} e^{-i\Delta z} I_{s12}^*$$

onde

$$I_{s12} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d_{14}(x)}{\epsilon_1 \epsilon_2}$$

$$\left\{ (k_1 + k_2) \frac{\mathcal{H}_s^*}{\epsilon_s} \frac{\partial \mathcal{H}_1}{\partial x} \frac{\partial \mathcal{H}_2}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mathcal{H}_s^*}{\epsilon_s} \right) \left[ k_1 \mathcal{H}_1 \frac{\partial \mathcal{H}_2}{\partial x} + k_2 \mathcal{H}_2 \frac{\partial \mathcal{H}_1}{\partial x} \right] \right\} dx$$

e  $\Delta = k_s - k_1 - k_2$

- Diferença:  $\omega_1(M) - \omega_2(M) = \omega_d(M)$

$$\frac{dh_d}{dz} = i \frac{h_1 h_2^*}{I_d^* n_{eff}^{(d)} \eta_0 \omega_1 \omega_2} e^{-i\Delta z} I_{12d}^*$$

$$\frac{dh_1}{dz} = i \frac{h_d h_2}{I_1^* n_{eff}^{(1)} \eta_0 \omega_d \omega_2} e^{i\Delta z} I_{12d} \quad (3-36)$$

$$\frac{dh_2}{dz} = i \frac{h_1 h_d^*}{I_2^* n_{eff}^{(2)} \eta_0 \omega_1 \omega_d} e^{-i\Delta z} I_{12d}^*$$

onde

$$I_{s12} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d_{14}(x)}{\epsilon_d \epsilon_2}$$

$$\left\{ (k_d + k_2) \frac{\mathcal{H}_1^*}{\epsilon_1} \frac{\partial \mathcal{H}_d}{\partial x} \frac{\partial \mathcal{H}_2}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mathcal{H}_1^*}{\epsilon_1} \right) \left[ k_d \mathcal{H}_d \frac{\partial \mathcal{H}_2}{\partial x} + k_2 \mathcal{H}_2 \frac{\partial \mathcal{H}_d}{\partial x} \right] \right\} dx$$

e  $\Delta = k_1 - k_2 - k_d$

Os sistemas de equações obtidos nesta seção determinam as variações das amplitudes dos modos acoplados em interações paramétricas de alta eficiência e serão utilizados no cálculo das amplitudes correspondentes (Seção 3.4.2.2).

### 3.4.2 Cálculo das Amplitudes

Nesta seção, são calculadas as amplitudes das ondas participantes na interação paramétrica, para isto, são integrados os sistemas de equações obtidos na seção anterior (3.4.1).

Nas interações que envolvem três modos magnéticos não é possível conseguir o casamento de fase entre modos de ordem zero (Seção 4.2.1), por isto, a atenção será focalizada nas interações que envolvem apenas um modo magnético.

Primeiramente (Seção 3.4.2.1), serão consideradas as interações de baixa eficiência, nas quais a(s) onda(s) incidente(s) não é(são) atenuada(s) de forma considerável. Para esta finalidade, é suficiente trabalhar com as equações ( 3-21 ) a ( 3-28 ).

Posteriormente, os sistemas obtidos para alta eficiência na Seção 3.4.1.1 são integrados, de forma exata para a geração do segundo harmônico (Seção 3.4.2.2.1), e considerando que apenas uma das ondas incidentes é atenuada para a soma e a diferença de frequências (Seções 3.4.2.2.2 e 3.4.2.2.3).

#### 3.4.2.1 Baixa Eficiência

As equações da ( 3-21 ) à ( 3-26 ) são do tipo

$$\frac{df_3}{dz} = i\kappa_3 e^{i\Delta kz} f_1 f_2 \quad (3-37)$$

sendo

$$\kappa_i = \frac{\omega_i \eta_0}{n_{eff}^{(i)}} d_{eff} \delta_i \sigma_i n_{eff}^{(TM)} \frac{d_{eff}^1 I_{ov}}{I_i} \quad (3-38)$$

onde  $n_{eff}^{(TM)}$  refere-se ao índice efetivo da única onda de modo TM,  $I_{ov}$  é a *integral de overlap* definida na Seção 3.4.1 e  $\delta_i$  e  $\sigma_i$  estão dados por

$$\delta_i = \begin{cases} \eta_0 & \text{para } f_i \text{ TE} \\ \frac{1}{\eta_0} & \text{para } f_i \text{ TM} \end{cases} \quad \sigma_i = \begin{cases} 1 & \text{para } f_i \text{ TE} \\ \frac{k_i - \Delta k}{k_i} & \text{para } f_i \text{ TM} \end{cases} \quad (3-39)$$

Na equação ( 3-38 ), a resposta não linear efetiva é levada em conta através do coeficiente não linear efetivo  $d_{eff}$ .

Supondo baixa eficiência na conversão de frequências, as amplitudes das ondas incidentes ( $f_1$  e  $f_2$ ) podem ser consideradas constantes. Sob esta consideração e supondo  $f_3(0)=0$ , as equações do tipo ( 3-37 ) integram-se facilmente para se obter

$$|f_3(l)|^2 = |\kappa_3|^2 |f_1|^2 |f_2|^2 l^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right) \tag{ 3-40 }$$

A expressão ( 3-40 ) representa a amplitude da onda gerada em função das duas incidentes, supondo que estas últimas tenham amplitudes constantes.

Nesta expressão, aprecia-se claramente que a amplitude da onda gerada, e portanto a eficiência do processo, está fortemente afetada pelo fator de casamento de fase, e pela integral de overlap  $I_{ov}$  embutida em  $\kappa_3$ .

Por outro lado, das equações (2-22) e (2-23) segue-se que

$$I_3 = \frac{n_{eff}^{(m)}}{n_{eff}^{(3)}} \left(\frac{u_m}{u_3}\right)^2 \frac{\delta_3}{\delta_m} I_m \tag{ 3-41 }$$

onde  $m$  refere-se à onda incidente de menor potência.

Utilizando ( 3-38 ) - ( 3-41 ) encontra-se

$$\frac{|f_3|^2}{|f_m|^2} = \Gamma^2 l^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right) \left(\frac{u_3}{u_1}\right)^2 \tag{ 3-42 }$$

sendo

$$\Gamma^2 = \omega_3^2 \eta_0^2 d_{eff}^2 \frac{\left(n_{eff}^{(TM)}\right)^2}{n_{eff}^{(m)} n_{eff}^{(3)}} \delta_m \delta_3 \sigma_3^2 |f_M|^2 f_{ov} \tag{ 3-43 }$$

Na definição de  $\Gamma$  o  $M$  refere-se à onda incidente de maior potência e  $f_{ov}$  ao fator de overlap dado por

$$f_{ov} = \frac{1}{d_{eff}^2} \frac{I_{ov}^2}{I_m I_s} \tag{ 3-44 }$$

Este fator será estudado com mais detalhe ao longo deste capítulo.

### 3.4.2.2 Alta Eficiência

Como foi visto anteriormente (Seção 3.4.1.1), ao se considerar que as ondas incidentes também variam suas amplitudes, são obtidos sistemas de três equações não lineares acopladas. Para se calcular as amplitudes das ondas, estes sistemas devem ser integrados, de maneira similar aos das ondas planas [ 6 ] [ 17 ] [ 39 ].

Ainda neste caso, é possível analisar as seguintes alternativas para as ondas incidentes: as duas são atenuadas (caso exato), ou apenas uma é atenuada (caso aproximado).

No desenvolvimento matemático realizado para este trabalho foram consideradas estas duas alternativas e calculadas as soluções integrando-se os sistemas, tanto para o caso exato quanto para o aproximado. Tanto a partir das soluções exatas quanto das aproximadas, foi possível concluir, que a eficiência está determinada pela integral de overlap e pelo casamento de fase.

Dado que as mesmas conclusões podem ser extraídas de ambas soluções e como a solução exata requer uma apresentação mais complexa e extensa, optou-se por apresentar no trabalho escrito a solução aproximada nos casos de soma e diferença. No caso particular da geração do segundo harmônico, o sistema apenas tem duas equações, sendo apresentada a solução exata que é menos complexa.

Adicionalmente, é bom frisar que a alternativa na qual as duas ondas incidentes são atenuadas de maneira considerável, é pouco freqüente na prática, pois geralmente se fazem incidir dois feixes de comprimentos de onda diferentes, sendo que a intensidade de um é muito maior que a do outro. Por exemplo, ao se misturar um feixe intenso de um laser YAG, com um outro feixe moderado de um laser semiconductor, embora a atenuação do segundo fosse considerável, a diferença de intensidades faz com que a atenuação do primeiro seja relativamente pequena.

Com anterioridade (Seções 1.3.3 e 3.4.2.1) foi concluído que a condição de casamento de fase é necessária para a existência de alta eficiência. Nos desenvolvimentos que se seguem, supõe-se que esta condição é satisfeita.

Considerando que o valor da integral de overlap é real (Seção 3.4.1), os sistemas ( 3-29 ) a ( 3-34 ) têm a forma apresentada em ( 3-45 ).

$$\begin{aligned}\frac{\partial f_3(z)}{\partial z} &= i\kappa_3 f_1 f_2 \\ \frac{\partial f_2(z)}{\partial z} &= i\kappa_2 f_3 f_1^* \\ \frac{\partial f_1(z)}{\partial z} &= i\kappa_1 f_3 f_2^*\end{aligned}\tag{ 3-45 }$$

onde foi usada a hipótese de casamento, com o que  $\sigma_i=1$  e  $\kappa_i$  converte-se em

$$\kappa_i = \frac{\omega_i \eta_0}{n_{eff}^{(i)}} d_{eff} \delta_i n_{eff}^{(TM)} \frac{d_{eff}^1 I_{ov}}{I_i} \tag{ 3-46 }$$

Na equação ( 3-46 ),  $\frac{\omega_i \eta_0}{n_{eff}^{(i)}} d_{eff}$  é o mesmo fator que aparece no caso de ondas planas,  $\delta_i n_{eff}^{(TM)}$  leva em conta a presença do modo magnético na integral de overlap e  $\frac{d_{eff}^1 I_{ov}}{I_i}$  considera a interferência dos modos.

Na definição dos  $\kappa_i$  foram introduzidos os fatores  $d_{eff}$ , e  $1/ d_{eff}$  com a finalidade de comparar os resultados obtidos com o caso de ondas planas no *bulk*, mas os  $\kappa_i$  mantêm-se independentes destes. Com esta definição o sistema ( 3-45 ) é similar ao sistema (1-42), diferenciando-se apenas pelo fator  $\frac{d_{eff}^1 I_{ov}}{I_i}$ .

No próximo capítulo, será mostrado que as interações onde todos os modos são magnéticos carecem de interesse prático. Nessas interações, o casamento de fase, é conseguido apenas quando a ordem do modo da onda de maior frequência é estritamente maior que as ordens dos outros modos. Por este motivo, a atenção será focalizada nas interações que envolvem um modo **TM** e dois **TE**.

Com a finalidade de normalizar o fator de overlap nas interações de interesse, define-se o coeficiente não linear efetivo por

$$d_{eff} = \max(d_{14}) \frac{\min(r_{TM})}{\sqrt{\min(r_{d_1}) \min(r_{d_2})}} \tag{ 3-47 }$$

onde os  $r$  associados a uma onda em uma camada estão definidos segundo a equação ( 3-18 ). O sub-índice TM refere-se à onda com modo **TM** e  $d_1$  e  $d_2$  às ondas atenuadas.



### 3.4.2.2.1 Segundo Harmônico (SH)

Por analogia do sistema ( 3-45 ) com o (1-42), encontra-se que as soluções (similares a 1-43) para os guias de ondas são dadas por

$$\begin{aligned} |f_{2\omega}(z)|^2 &= \left(\frac{u_{2\omega}}{u_\omega}\right)^2 |f_\omega(0)|^2 \operatorname{Tgh}^2[\Gamma z] \\ |f_\omega(z)|^2 &= |f_\omega(0)|^2 \operatorname{sech}^2[\Gamma z] \end{aligned} \quad (3-48)$$

onde

$$\Gamma = \sqrt{\kappa_\omega \kappa_{2\omega} |f_\omega(0)|^2} = \sqrt{\frac{\omega^2 \eta_0^2}{n_{eff}^{(\omega)} n_{eff}^{(2\omega)}} d_{eff}^2 \delta_\omega \delta_{2\omega} (n_{eff}^{(TM)})^2 |f_\omega(0)|^2 \frac{(d_{eff}^1 I_{ov})^2}{I_\omega I_{2\omega}}} \quad (3-49)$$

que é similar à equação (1-44) exceto no fator  $\frac{(d_{eff}^1 I_{ov})^2}{I_\omega I_{2\omega}}$ .

### 3.4.2.2.2 Soma de Freqüências (SF)

Partindo da suposição que o primeiro campo é intenso, e utilizando a analogia entre os sistemas mencionados, segue-se que a solução neste caso é dada por

$$\begin{aligned} |f_2(z)|^2 &= |f_2(0)|^2 \cos^2[\Gamma z] \\ |f_s(z)|^2 &= \frac{\omega_s u_s^2}{\omega_2 u_2^2} |f_2(0)|^2 \sin^2[\Gamma z] \end{aligned} \quad (3-50)$$

onde

$$\Gamma = \sqrt{\kappa_2 \kappa_s |f_1(0)|^2} = \sqrt{\frac{\omega_2 \omega_s \eta_0^2}{n_{eff}^{(2)} n_{eff}^{(s)}} d_{eff}^2 \delta_2 \delta_s (n_{eff}^{(TM)})^2 |f_1(0)|^2 \frac{d_{eff}^1 I_{ov}^2}{I_2 I_s}} \quad (3-51)$$

A equação ( 3-51 ) é análoga à correspondente para o *bulk* com ondas planas (1-46) diferenciando-se apenas no fator  $\frac{d_{eff}^1 I_{ov}^2}{I_2 I_s}$ .

### 3.4.2.2.3 Diferença de Frequências (DF)

Ao analisar a mistura das frequências  $\omega_1$  e  $\omega_2$  que gera a diferença  $\omega_3=\omega_1-\omega_2$  existem duas possíveis situações, dependendo de qual dos feixes é o mais intenso.

Considerando que o primeiro dos feixes é o intenso, e pela analogia dos sistemas mencionados, a solução é dada por

$$\begin{aligned} |f_2(z)|^2 &= |f_2(0)|^2 \cosh^2[\Gamma z] \\ |f_d(z)|^2 &= \frac{\omega_d u_d^2}{\omega_2 u_2^2} |f_2(0)|^2 \sinh^2[\Gamma z] \end{aligned} \quad (3-52)$$

onde

$$\Gamma = \sqrt{\frac{\omega_2 \omega_d \eta_0^2}{n_{eff}^{(2)} n_{eff}^{(d)}} d_{eff}^2 \delta_2 \delta_d \left(n_{eff}^{(TM)}\right)^2 |f_1(0)|^2 \frac{\left(d_{eff}^{(1)} I_{ov}\right)^2}{I_2 I_d}} \quad (3-53)$$

Entretanto, se o segundo feixe é o intenso a solução é

$$\begin{aligned} |f_1(z)|^2 &= |f_1(0)|^2 \cos^2[\Gamma z] \\ |f_d(z)|^2 &= \frac{\omega_d u_d^2}{\omega_1 u_1^2} |f_1(0)|^2 \sin^2[\Gamma z] \end{aligned} \quad (3-54)$$

com

$$\Gamma = \sqrt{\frac{\omega_1 \omega_d \eta_0^2}{n_{eff}^{(1)} n_{eff}^{(d)}} d_{eff}^2 \delta_1 \delta_d \left(n_{eff}^{(TM)}\right)^2 |f_2(0)|^2 \frac{\left(d_{eff}^{(1)} I_{ov}\right)^2}{I_1 I_d}} \quad (3-55)$$

Comparando ( 3-53 ) e ( 3-55 ) com (1-49) e (1-51) respectivamente, segue-se

que as expressões diferem apenas no fator  $\frac{\left(d_{eff}^{(1)} I_{ov}\right)^2}{I_1 I_d}$ .

## Fator de Overlap

Mediante as comparações feitas entre os casos de ondas planas no *bulk* e de guias de ondas, percebe-se que as soluções para ambos apenas diferem no fator embutido em  $\Gamma$ , definido por

$$f_{ov} = \frac{\left( \frac{1}{d_{eff}} I_{ov} \right)^2}{I_{d_1} I_{d_2}} \quad (3-56)$$

onde  $d_1$  e  $d_2$  referem-se às ondas que sofrem a atenuação.

Este fator inclui a integral de overlap, e é denominado **Fator de Overlap** ( $f_{ov}$ ), o qual é adimensional, e fornece uma medida do acoplamento dos campos envolvidos na interação paramétrica.

O fator de overlap ( 3-56 ) depende da normalização dos campos. Para se mostrar isto, considere-se que as amplitudes dos campos “básicos” são fixadas segundo duas normalizações  $n_1$  e  $n_2$ . Utilizando estas normalizações e as equações (2-22) e (2-23), segue-se que as potências dos campos em um comprimento  $L_n$  do eixo  $y$  são ( $i=1,2$ )

$$P^{n_i} = \frac{L_n}{2} \frac{n_{eff} u_E^2}{\eta_0} I^{\mathcal{E}_i} \quad (3-57)$$

$$P^{n_i} = \frac{L_n}{2} n_{eff} u_M^2 \eta_0 I^{\mathcal{H}_i}$$

Os campos associados ao mesmo valor do  $n_{eff}$  nas diferentes normas são linearmente dependentes, daí segue-se

$$\mathcal{E}^{(2)} = a \mathcal{E}^{(1)} \quad \text{e} \quad \mathcal{H}^{(2)} = b \mathcal{H}^{(1)} \quad (3-58)$$

De ( 3-57 ) e ( 3-58 ) obtém-se

$$a = b = \sqrt{\frac{P^{n_2}}{P^{n_1}}} \quad (3-59)$$

e também

$$\begin{aligned} I_{ov}^{(2)} &= a^3 I_{ov}^{(1)} \\ I_i^{(2)} &= a^2 I_i^{(1)} \end{aligned} \quad (3-60)$$

a partir de ( 3-60 ) e da definição do fator de overlap ( 3-56 ) segue-se

$$f_{ov}^{(2)} = \frac{\left( \frac{1}{d_{eff}} I_{ov}^{(2)} \right)^2}{I_{d_1}^{(2)} I_{d_2}^{(2)}} = a^2 f_{ov}^{(1)} \quad (3-61)$$

A equação anterior indica claramente que a definição do fator de overlap depende da normalização.

Entretanto, a expressão

$$|f_i(0)|^2 \frac{\left(\frac{1}{d_{eff}} I_{ov}\right)^2}{I_{d_1} I_{d_2}} \tag{ 3-62 }$$

que aparece nas definições de  $\Gamma$ , não depende da normalização devido a que

$$f^{(2)}(0) = \frac{1}{a} f^{(1)}(0) \tag{ 3-63 }$$

Como  $\Gamma$  é independente da normalização, as expressões das potências envolvidas também o são, como era de se esperar.

Na bibliografia, para se contornar o problema de que o fator de overlap depende da norma, são propostas várias definições alternativas do mesmo [ 45 ] [ 27 ] [ 33 ] [ 34 ] [ 48 ] [ 49 ]. A finalidade destas definições é ter uma medida relativa para a comparação do acoplamento entre os modos em diferentes guias e não uma absoluta.

No caso de guias de três camadas, a alternativa mais natural [ 45 ] [ 34 ] é fixar as amplitudes dos campos, fazendo uso da definição da “espessura efetiva” [ 40 ]. Desta maneira e utilizando a definição de  $d_{eff}$  da equação ( 3-47 ), encontra-se que o valor máximo do fator de overlap é um (Apêndice A) e ocorre no caso limite de ondas planas.

Na Seção 3.6.2, serão estudadas as repercussões deste fator sobre a eficiência da interação paramétrica.

### 3.5 Potência dos Campos

Para se calcular a potência em função das amplitudes dos campos envolvidos, são utilizadas as equações (2-26) ou (2-27), dependendo do campo gerado ser elétrico ou magnético.

Nas expressões da potência, confirma-se mais uma vez a importância do casamento de fase e da integral de overlap na eficiência do processo.

### 3.5.1 Baixa Eficiência

Nesta seção são apresentadas as equações que expressam a potência da onda gerada em função das potências das incidentes, supostas constantes. Para isto, parte-se da hipótese de que há baixa eficiência e obtêm-se as expressões simplificadas sob esta suposição.

A partir das equações ( 3-21 ) a ( 3-26 ) , condensadas em ( 3-37 ), encontram-se as potências geradas nos diferentes casos. Para isto é aplicada ( 3-42 ) e uma das equações (2-26) ou (2-27), obtendo-se a seguinte expressão:

$$P_3 = P_m \Gamma^2 l^2 \operatorname{sinc}^2 \left( \frac{\Delta k l}{2} \right) \quad ( 3-64 )$$

A equação ( 3-64 ) determina a potência dos campos gerados nas interações paramétricas, e será utilizada no estudo dos fatores que determinam a eficiência do processo (Seção 3.6).

Para se comparar esta equação com a correspondente das onda planas, considere-se que as ondas são aplicadas em uma mesma área efetiva  $A_{\text{eff}}^1$ . Desta maneira, as intensidades efetivas são dadas por  $I=P/A_{\text{eff}}$  e substituindo em ( 3-64 ) obtêm-se

$$I_3 = I_m \Gamma^2 l^2 \operatorname{sinc}^2 \left( \frac{\Delta k l}{2} \right) \quad ( 3-65 )$$

Esta equação é idêntica à (1-39). No limite de ondas planas, é possível provar que  $\Gamma$  reduz-se à correspondente das ondas planas (Apêndice B).

A expressão da potência gerada ( 3-64 ) foi incorporada, segundo os diferentes casos, ao programa implementado para a modelação dos dispositivos.

### 3.5.2 Alta Eficiência

Quando são tratadas as interações paramétricas de alta eficiência, trabalha-se supondo que as três ondas variem suas potências. Como foi explicado no cálculo das amplitudes neste caso (Seção 3.4.2.2), é possível analisar separadamente as alternativas exata e aproximada.

Para se encontrar a potência gerada nas interações de alta eficiência na alternativa aproximada, parte-se das soluções ( 3-48 ), ( 3-50 ) , ( 3-52 ) e ( 3-54 ) correspondentes aos sistemas ( 3-29 ) a ( 3-34 ) e aplicam-se as equações (2-26) ou (2-27) segundo o campo.

Na alternativa exata, uma vez calculadas as amplitudes, o desenvolvimento é similar.

---

<sup>1</sup>  $A_{\text{eff}}$  é da ordem do quadrado do "spot size"

### 3.6 Casamento de Fase e Fator de Overlap

Nesta seção são estudados os diferentes fatores que determinam a eficiência de uma interação paramétrica em um guia de ondas de semicondutores  $\overline{43m}$ .

Dos estudos e desenvolvimentos realizados neste capítulo (Seções 3.4.2 e 3.5), conclui-se que a eficiência das interações depende dos seguintes fatores:

- a espessura dos filmes,
- a uniformidade dos filmes,
- o comprimento do guia,
- os índices de refração,
- a potência dos campos incidentes,
- os coeficientes não lineares  $d_{14}$ ,
- as distribuições dos modos.

A influência destes fatores, reflete-se na eficiência através do **casamento de fase** e do **fator de overlap**.

Na Seção 1.3.3 foi apresentado o conceito de casamento de fase entre as ondas de polarização e a gerada, sendo explicada a necessidade de que o valor da diferença de fase ( $\Delta k$ ) esteja próximo de zero (condição de casamento de fase) para que a interação seja eficiente. Na Seção 3.6.1 é apresentada uma análise da influência de alguns dos fatores antes mencionados, sobre a condição de casamento de fase nos guias de ondas estudados. Em especial, na Seção 3.6.1.1 será mostrado como as variações de uniformidade na espessura das camadas afetam fortemente o casamento de fase.

Como apresentado na Seção 1.2.2.2 do Capítulo 1, o coeficiente não linear dos materiais semicondutores  $\overline{43m}$  é o  $d_{14}$ . Ao formular as expressões das amplitudes e das potências para os guias de ondas, o coeficiente  $d_{14}$  aparece no integrando da integral de overlap como um fator que influencia os valores alcançados. Esta influência repercute na escolha dos materiais para as diferentes camadas dos guias com a finalidade de otimizar a integral de overlap e a eficiência. Na Seção 3.6.2 são analisadas a influência dos fatores mencionados sobre a integral e o fator de overlap e as dificuldades em suas otimizações.

Todos os exemplos e gráficos apresentados nas discussões que se seguem foram obtidos como resultado de modelações realizadas com auxílio do programa desenvolvido.

### 3.6.1 Casamento de Fase

A satisfação da condição de casamento de fase é necessária para se ter interações úteis, e sua falta implica que a onda gerada obtenha apenas uma quantidade pequena de energia a partir das incidentes, devolvendo-a rapidamente para estas. Esta condição determina o comprimento máximo (comprimento de coerência) do guia durante o qual a onda gerada obtém energia a partir das ondas incidentes. Para comprimentos maiores que o comprimento de coerência, a onda gerada começa devolver a energia ganha.

O casamento de fase pode ser obtido com diferentes combinações de modos. A combinação mais importante é aquela onde todos os modos são de ordem 0, pois produz interações muito eficientes. Mas esta situação é difícil de alcançar porque requer a existência de batentes de índices de refração suficientemente grandes.

A diferença de fase  $\Delta k$  pode ser escrita em função dos índices efetivos da seguinte maneira

$$\begin{aligned}\Delta k &= \frac{1}{c} \left[ \omega_3 n_{eff}^{(3)} - (\omega_1 n_{eff}^{(1)} + \omega_2 n_{eff}^{(2)}) \right] \\ &= 2\pi \left[ \frac{n_{eff}^{(3)}}{\lambda_3} - \frac{n_{eff}^{(1)}}{\lambda_1} - \frac{n_{eff}^{(2)}}{\lambda_2} \right]\end{aligned}\quad (3-66)$$

onde as frequências estão relacionadas mediante a condição de conservação da energia  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ .

O fato de que os índices efetivos variem em função dos comprimentos de onda (dispersão modal) e das espessuras dos filmes faz com que, embora cumpra-se a condição de conservação da energia, nem sempre há conservação do momento (3-67) ou (3-68)

$$\omega_3 n_{eff}^{(3)} = \omega_1 n_{eff}^{(1)} + \omega_2 n_{eff}^{(2)} \quad (3-67)$$

ou seja

$$\frac{n_{eff}^{(3)}}{\lambda_3} = \frac{n_{eff}^{(1)}}{\lambda_1} + \frac{n_{eff}^{(2)}}{\lambda_2} \quad (3-68)$$

Na Figura 3-2 é apresentada a modelação de um guia de ondas projetado para a geração da diferença de frequências. Neste exemplo, os comprimentos das ondas misturadas são  $\lambda_1 = 1.064 \mu\text{m}$  (laser YAG) e  $\lambda_2 = 1.32 \mu\text{m}$  (laser semiconductor de InGaAsP), enquanto a combinação de modos considerada foi TM@ $\lambda_1$ , TE@ $\lambda_2$  e TE@ $\lambda_{DF}$ .

A figura representa a diferença de fase em função da espessura, e cada curva corresponde a uma diferente combinação de ordens dos modos. Como se pode perceber, o casamento de fase é difícil de ser obtido, ocorrendo apenas para certas espessuras, com determinadas combinações das ordens dos modos. Em especial, para este guia, a combinação onde todos os modos são de ordem zero não satisfaz a condição de casamento.

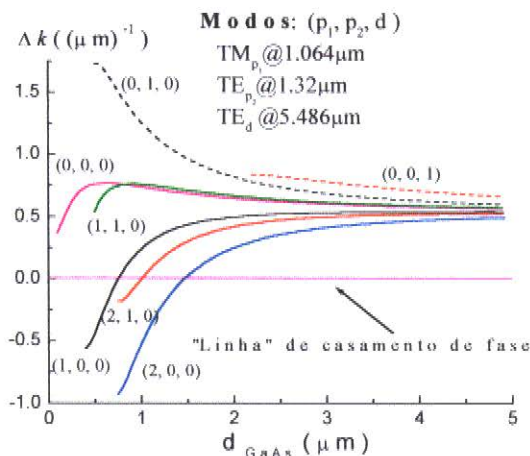


Figura 3-2. Diferença de Fase vs. Espessura  
 Guia Ga0.35Al0.65 As/ GaAs / Ga0.35Al0.65 As

Na Figura 3-2 é possível conferir, como já relatado por outros autores [ 33 ], que existem famílias ("manifold") de curvas com traçados semelhantes. Cada uma destas famílias está constituída pelo conjunto de curvas que apresentam igual valor de  $M$ , definido como  $o_3 - o_1 - o_2$ , sendo  $o_3$  a ordem do modo da onda de menor comprimento, e  $o_1$  e  $o_2$  as ordens das outras ondas.

O comportamento similar das curvas de uma mesma família também pode observar-se na Figura 3-3 e na Figura 3-4. Na seqüência das três figuras percebe-se que na medida que o batente dos índices de refração é maior, as regiões das curvas correspondentes às famílias  $M=0$ ,  $M=1$ , e  $M=2$ , onde é possível satisfazer a condição de casamento de fase, são deslocadas para baixo ( $\Delta k$  menor). Por sua vez, a família correspondente a  $M=-1$  está deslocada para cima ( $\Delta k$  maior). É importante frisar que as espessuras onde a condição de casamento de fase pode ser satisfeita, geralmente, são menores ou iguais aos comprimentos das ondas envolvidas. Para espessuras muito maiores que os comprimentos de onda os índices efetivos são aproximadamente iguais aos índices da camada guiante, por isto em geral esta condição apenas pode ser satisfeita por filmes finos (menores que os comprimentos de onda envolvidos).

Do anterior segue-se que é mais fácil se achar combinações de materiais para se realizar interações da família  $M=0$ , do que da família  $M=-1$ . Além disto, no caso de se dispor de materiais para se realizar interações entre modos de ordem zero ( $M=0$ ), não é mais de interesse se trabalhar com a família  $M=-1$ .



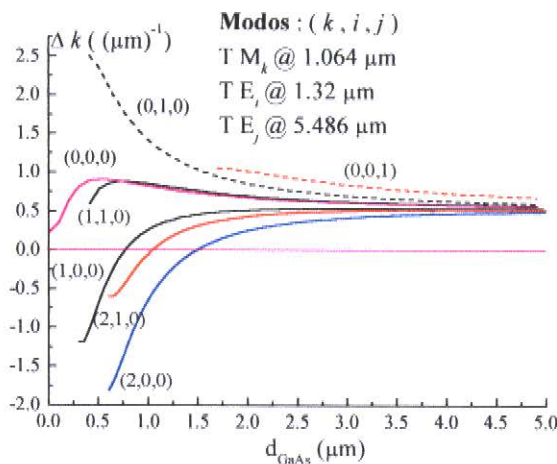


Figura 3-3. Diferença de Fase vs. Espessura  
Guia AlAs/GaAs/AlAs

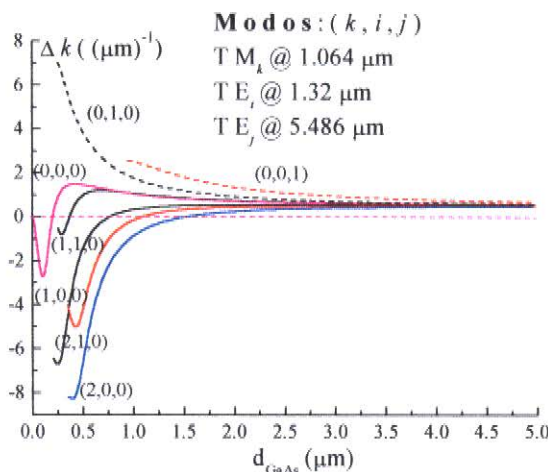


Figura 3-4. Diferença de Fase vs. Espessura  
Guia Óx. de AlAs/GaAs/Óx. de AlAs

Na geração do segundo harmônico, a condição de casamento de fase ( 3-68 ) se reduz a  $n_{eff}(\lambda_f) = n_{eff}(\lambda_{SH}) = n_{eff}(\frac{\lambda_f}{2})$ , isto é, para que a onda incidente (fundamental) e a onda gerada (harmônica) estejam casadas, seus índices efetivos tem que ser iguais.

O gráfico da Figura 3-5 mostra como varia o índice efetivo dos modos 0 e 1, em função do comprimento de onda, para um guia com a espessura da camada central fixada em  $0.5541 \mu\text{m}$ .

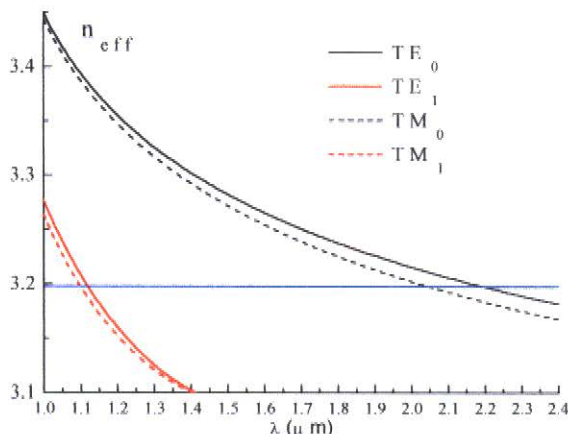


Figura 3-5. Índice Efetivo vs. Comprimento de Onda  
Guia  $\text{Ga}_{0.35}\text{Al}_{0.65}\text{As} / \text{GaAs} / \text{Ga}_{0.35}\text{Al}_{0.65}\text{As}$  ( $d_{\text{GaAs}} = 0.5541 \mu\text{m}$ )

A condição de casamento de fase para o caso do segundo harmônico, é satisfeita apenas quando a onda gerada tem um comprimento de onda igual à metade da fundamental, e seus índices efetivos são iguais. No guia da Figura 3-5 esta condição se satisfaz apenas para  $\lambda_f = 2.2 \mu\text{m}$  e  $\lambda_{SH} = 1.1 \mu\text{m}$  utilizando os modos  $\text{TE}_0 @ \lambda_f$  e  $\text{TM}_1 @ \lambda_{SH}$ .

Os exemplos anteriores ilustram situações típicas na modelação de dispositivos que realizem interações paramétricas, e mostram que a condição de casamento de fase é muito pontual, por isto, difícil de se satisfazer.

Uma das características mais importantes destas situações é que nem sempre pode-se obter o casamento de fase envolvendo apenas modos de ordem zero. Na Seção 3.6.2 será estudado como o fator de overlap e a eficiência são diminuídos devido a este inconveniente.

### 3.6.1.1 Uniformidade dos Filmes

Nesta seção, é estudada a influência das variações da espessura dos filmes no casamento de fase, supondo que os índices de refração são constantes em cada camada.

Como foi mencionado no capítulo anterior, em um meio de comprimento  $l$ , a eficiência é diminuída em um valor menor a  $4/\pi^2$  quando  $\Delta k l \leq \pi$ . É de interesse tecnológico conhecer os requisitos de uniformidade da espessura das camadas para que a potência não seja diminuída em um valor maior a este.

A mudança na diferença de fase, causada por variações de espessura entorno da *espessura de casamento*, pode ser avaliada a partir da seguinte série de Taylor

$$\delta(\Delta k) = \Delta k(d_{cas} + \delta d) - \Delta k(d_{cas}) = \frac{\partial(\Delta k)}{\partial d} \delta d + \frac{1}{2} \frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial d^2} (\delta d)^2 + \dots \quad (3-69)$$

Considerando apenas o primeiro termo, segue-se que o requisito sobre a uniformidade em função da derivada da diferença de fase com respeito à espessura é

$$\Delta d \leq \frac{\pi}{l \left( \frac{\partial(\Delta k)}{\partial d} \right)} \quad (3-70)$$

Por exemplo, na Tabela 3-2 são apresentados os requisitos de uniformidade das camadas para dois guias com comprimentos  $l_1 = 1\text{ cm}$  e  $l_2 = 1\text{ mm}$ .

Tabela 3-2. Requisitos de uniformidade das camadas

$l_1 = 1\text{ cm}$		$l_2 = 1\text{ mm}$	
$\frac{\partial(\Delta k)}{\partial d} \text{ ((}\mu\text{m)}^{-2}\text{)}$	$\Delta d \text{ (}\mu\text{m)}$	$\frac{\partial(\Delta k)}{\partial d} \text{ ((}\mu\text{m)}^{-2}\text{)}$	$\Delta d \text{ (}\mu\text{m)}$
10	$3 \times 10^{-5}$	10	$3 \times 10^{-4}$
1	$3 \times 10^{-4}$	1	$3 \times 10^{-3}$
$10^{-1}$	$3 \times 10^{-3}$	$10^{-1}$	$3 \times 10^{-2}$
$10^{-2}$	$3 \times 10^{-2}$	$10^{-2}$	$3 \times 10^{-1}$

Retomando o exemplo da Figura 3-2 e considerando apenas os modos nos quais ocorre casamento de fase (Figura 3-6), percebe-se que a derivada da diferença de fase com respeito à espessura  $\frac{\partial(\Delta k)}{\partial d}$  é próxima da unidade.

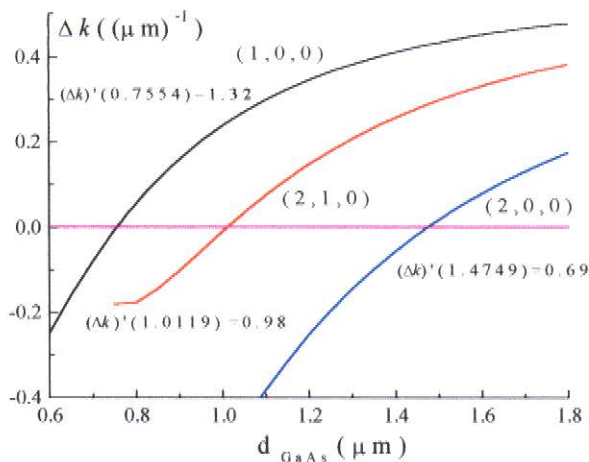


Figura 3-6. Diferença de Fase vs. Espessura  
Guia  $Ga_{0.35}Al_{0.65}As / GaAs / Ga_{0.35}Al_{0.65}As$

Neste exemplo também aprecia-se que, na medida que as ordens dos modos envolvidos são maiores, a derivada no ponto de casamento diminui, fazendo-o menos sensível às variações da espessura. Estas condições repetiram-se na maioria das modelações realizadas durante a pesquisa, entretanto em algumas outras, constatou-se que existem configurações nas quais sob certas condições, é possível minimizar a derivada. Estas últimas serão estudadas no próximo capítulo.

Segundo a Tabela 3-2, e considerando que as técnicas modernas de crescimento permitem um controle da espessura da ordem de  $20\text{\AA}$ , conclui-se que quando o valor da derivada é aproximadamente 1, o comprimento dos guias deve limitar-se a 1mm.

Nesta seção mostrou-se que os requisitos na uniformidade das camadas são determinados pela derivada da diferença de fase em relação à espessura no ponto de casamento e pelo comprimento do guia. Concluiu-se também, que é fundamental encontrar configurações nas quais a derivada no ponto de casamento seja o menor possível para se relaxar os estritos requisitos de uniformidade e em consequência, aumentar o comprimento máximo do guia.

Também ilustrou-se, que a precisão requerida da uniformidade ( $\approx 20\text{\AA}$  em 1mm), não podia ser satisfeita pela técnica de LPE ( $500\text{-}1000\text{\AA}$  em 1mm) que era a única disponível na década de 70. Entretanto, atualmente esta precisão pode ser alcançada pelas técnicas modernas de crescimento.

### 3.6.2 Fator de Overlap

O *fator de overlap* ( 3-71 ) definido na seção 3.4.2.2 é uma medida da superposição dos modos acoplados na interação. Este fator é ponderado pela resposta não linear representada pelo coeficiente “d” embutido na integral de overlap  $I_{ov}$ . Nesta seção são analisadas as dificuldades para se otimizar este fator.

$$f_{ov} = \frac{\left( d_{eff}^1 I_{ov} \right)^2}{I_{d_1} I_{d_2}} \quad ( 3-71 )$$

Quando o casamento é realizado com todos os modos sendo de ordem zero, altos valores do fator de overlap são alcançados. Neste caso também os altos coeficientes não lineares dos filmes produzem interações muito eficientes.

Como dito na Seção 3.6.1.1, na medida que as ordens dos modos envolvidos são maiores, a derivada no ponto de casamento diminui, fazendo-o menos sensível às variações da espessura. Desafortunadamente, nesta situação, a eficiência da interação é diminuída, pois a interferência dos modos na integral e no fator de overlap aumenta.

Na medida que as ordens dos modos envolvidos na interação são maiores, as distribuições destes aumentam sua oscilação. Isto provoca que o integrando da integral de overlap (produto dos modos) também aumente suas oscilações e em consequência, o valor da integral e do fator de overlap são diminuídos.

Outro caso de diminuição drástica da eficiência é quando em um guia simétrico misturam-se modos de forma tal que o produto destes seja uma função ímpar. Nesta situação, a integral e o fator de overlap anulam-se e em consequência a potência da onda gerada é zero, isto é, não existe onda gerada.

Considere-se o exemplo da Figura 3-7 onde são misturados um laser YAG e um laser semiconductor de InGaAsP ( $1.55\mu\text{m}$ ), com potências 1W e de 0.1W respectivamente, para se gerar a diferença das frequências em  $3.353\mu\text{m}$ . A figura mostra que existem três possibilidades de se obter casamento de fase, correspondentes aos conjuntos de modos (0,0,0), (1,0,0) e (2,0,0).

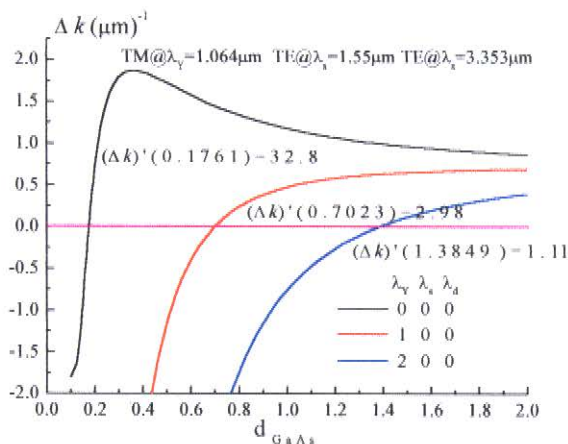


Figura 3-7. Diferença de Fase vs. Espessura  
Guia Ox. de AlAs/GaAs/Ox. de AlAs

O fator de overlap no caso (1,0,0) é nulo, pois trata-se de um guia simétrico e o produto destes modos é uma função ímpar.

Na Figura 3-8 apresenta-se o fator de Overlap em função da espessura da camada central para os conjuntos de modos (0,0,0) e (2,0,0), do mesmo guia utilizado na Figura 3-7.

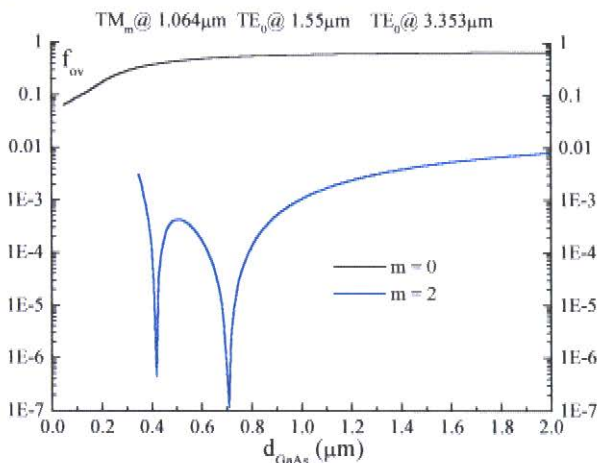


Figura 3-8. Fator de Overlap vs. Espessura  
Guia Ox. de AlAs/GaAs/Ox. de AlAs

Nesta figura aprecia-se que a interferência dos modos (2,0,0) na integral de overlap, provoca uma diminuição no fator de overlap de pelo menos 2 ordens de magnitude com respeito ao caso (0,0,0).



Por causa da diminuição do fator de overlap na interação com os modos (2,0,0), a potência gerada, quando o comprimento do guia é de 1mm, é de  $1.62\mu\text{W}$  (Figura 3-9). Entretanto, nas mesmas condições, a potência gerada é de  $4.85\text{mW}$ , quando a interação é realizada com os modos (0,0,0).

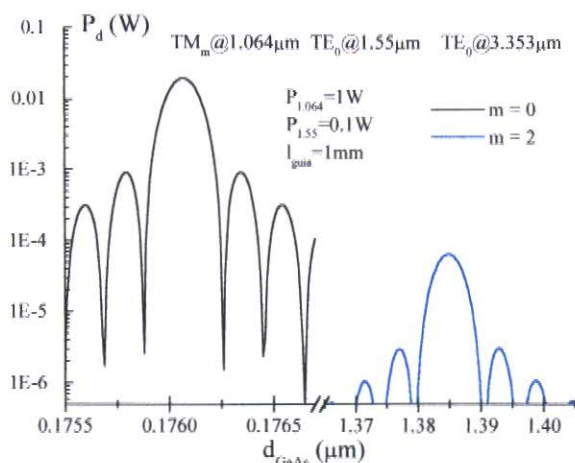


Figura 3-9. Potência Gerada com Diferentes Combinações de Modos  
Guia Óx. de AlAs/GaAs/ Óx. de AlAs

Este exemplo ilustra que é mais eficiente realizar as interações paramétricas com modos de menor ordem, se possível zero. Outra observação relevante é que no caso onde todos os modos são de ordem zero, um erro na espessura do filme de  $2\text{\AA}$  deteriora a eficiência de geração de forma drástica, entretanto, no outro caso um erro de até  $20\text{\AA}$ , não causa grandes transtornos na eficiência da interação.

Segundo as conclusões obtidas, conseguir crescer um guia para a interação com modos (0,0,0) é muito difícil, mas crescer um guia que envolve a interação com os modos (2,0,0) é mais viável.

Embora sendo difícil conseguir crescer um guia com a espessura exata para se realizar uma interação eficiente para dois comprimentos de onda pré-determinados, ainda assim existem duas possibilidades de ajustar as condições de casamento para este guia:

- mudar o índice de refração dos filmes que o compõem, mediante variação de temperatura ou injeção de portadores,
- utilizar um laser sintonizável para ajustar o comprimento de onda no qual ocorre o casamento de fase (Figura 3-10).

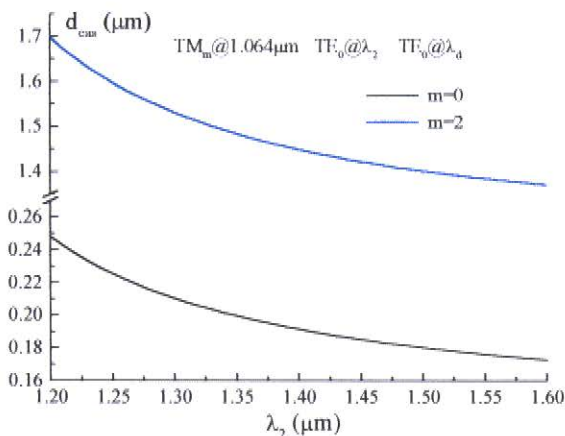


Figura 3-10. Espessura de Casamento vs. Comprimento de Onda  
Guia Óx. de AlAs/GaAs/ Óx. de AlAs

Para se realizar interações paramétricas casadas em guias simples (três camadas) utilizando modos de ordem zero, a razão entre os índices de refração da camada central e das confinantes deve ser suficientemente grande<sup>2</sup>.

Não é possível crescer filmes de semicondutores III-V com grandes batentes de índices de refração utilizando técnicas epitaxiais que mudam a composição entre camadas. Para se satisfazer este requisito, técnicas especiais são necessárias. Por exemplo, aproveitando a alta taxa de oxidação do AlAs, podem ser construídas trilhas em estruturas do tipo GaAs-subst/AlAs/GaAs, nas quais se faz passar vapor de água para criar o óxido de AlAs, que tem um índice de refração de 1.55 [ 47 ].

Se não for possível realizar interações que apenas envolvam modos de ordem zero, existem algumas alternativas para se melhorar o fator de overlap:

- Colocar materiais de menor coeficiente não linear em certas camadas para diminuir a interferência entre os modos [ 48 ],
- Utilizar guias de maior comprimento, para que a onda gerada consiga ganhar uma quantidade considerável de energia,

As técnicas anteriores tem alguns inconvenientes.

Colocar materiais de menor coeficiente não linear em certas camadas resulta na diminuição da interferência, mas não no aproveitamento de toda a energia que poderia ser extraída das ondas incidentes. Esta técnica não pode ser aplicada com crescimentos epitaxiais porque não há muita diferença entre os coeficientes não lineares dos semicondutores que compõem o guia.

<sup>2</sup> Na geração do segundo harmônico requer-se um batente de índice de refração maior que  $\sqrt{2}$  [ 45 ] [ 46 ].



Crescer guias bem mais compridos aumenta as dificuldades para se manter a uniformidade. No exemplo correspondente à Figura 3-9, para se igualar a potência gerada pelos modos  $(0,0,0)$  em um guia de 1mm de comprimento, é necessário um outro guia de 14mm ao misturar os modos  $(2,0,0)$ . Ao se misturar os modos  $(2,0,0)$  em um guia deste comprimento, é necessária uma uniformidade de  $2\text{\AA}$ , o que é impraticável.

Nesta seção foram mencionados os problemas existentes na definição do fator de overlap, e estudou-se a importância da sua otimização, assim como algumas técnicas utilizadas para isto e seus inconvenientes.

### 3.7 Considerações Finais

O estudo apresentado neste capítulo permite concluir que, alcançar interações eficientes é uma tarefa difícil e requer uma modelação complexa. Para se alcançar este objetivo, os esforços devem centrar-se em:

- garantir o **casamento de fase**, e
- otimizar o **fator de overlap**

O casamento de fase é uma condição necessária, entretanto, quanto maior for o fator de overlap consegue-se gerar mais potência. A análise detalhada dos aspectos que afetam cada um destes pontos, proporcionou as seguintes conclusões de seus comportamentos.

#### Casamento de Fase

- é difícil de se conseguir: ocorre apenas para certas espessuras com determinadas combinações das ordens dos modos,
- obtido com todas as ordens zero, produz a interação mais eficiente: ocorre apenas com batentes de índices de refração suficientemente grandes<sup>3</sup>,
- é afetado por variações de espessura nos filmes: a variação da espessura permissível é maior na medida que a derivada da diferença de fase na espessura de casamento é menor<sup>4</sup>,
- é menos sensível às variações de espessura quando as ordens dos modos envolvidos são maiores: com ordens maiores, a derivada no ponto de casamento diminui,
- determina o comprimento máximo do guia no qual mantém-se o casamento: é maior na medida que a derivada no ponto de casamento é menor.

#### Fator de Overlap

- diminui quanto maiores as ordens dos modos envolvidos: ordens maiores produzem maior interferência,
- é afetado pelos coeficientes não lineares dos materiais: uma escolha adequada destes, pode diminuir a interferência, e em consequência aumentar o fator. Esta técnica não pode ser aplicada com crescimentos epitaxiais porque não há muita diferença entre os coeficientes não lineares dos semicondutores que compõem o guia,
- anula-se e não existe onda gerada quando o produto dos modos é uma função ímpar em um guia simétrico,

---

<sup>3</sup> As técnicas epitaxiais para compostos III-V criam camadas com diferentes composições e não conseguem crescer filmes com grandes batentes de índices de refração.

<sup>4</sup> Com a chegada das técnicas MBE, MOCVD, e CBE é possível satisfazer os estritos requisitos de uniformidade.

É obvio que o trabalho deve encaminhar-se no sentido de se conseguir configurações de guias que satisfaçam a condição de casamento de fase e que por sua vez aumentem o fator de overlap.

Como pode-se notar, são muitas as variáveis envolvidas nos processos de interações paramétricas. Os valores de algumas destas variáveis tem efeitos claros e sem exceções, por exemplo, as variações de espessura dos filmes sempre afetam negativamente. Outro exemplo de efeito claro é que altos batentes de índices de refração, sempre resultam na existência de uma gama mais ampla de modos que podem casar-se.

Entretanto, a influência sobre a eficiência de outras variáveis não é evidente e depende da situação, por exemplo, na medida que as ordens dos modos envolvidos na interação é maior, produz-se maior interferência entre estes, mas ordens maiores também relaxam os requisitos sobre a variação da espessura. Outro exemplo de variável com efeitos opostos é o comprimento do guia, na medida que é maior, a onda gerada tem mais espaço para ganhar energia, mas se excede certo limite, esta começa a devolver a energia ou o casamento de fase é perdido.

Construir dispositivos que realizem interações paramétricas de alta eficiência, tem seu ponto mais importante na modelação, a qual deve considerar os efeitos favoráveis e negativos de cada variável. Esta modelação deve manipular estes fatores em favor de encontrar configurações com casamento de fase entre modos de pequenas ordens, onde os requisitos de uniformidade não sejam muito restritos (derivada pequena).

No próximo capítulo, o trabalho de modelação apresentado parte das expressões analíticas desenvolvidas neste capítulo, e é encaminhado no sentido de se encontrar configurações que satisfaçam os requisitos anteriores. Também será proposta uma técnica nova que tem como finalidade otimizar o fator de overlap.

## 4. Modelação de Guias de Ondas $\overline{43m}$

### 4.1 Introdução

No capítulo anterior, foram estudados os fatores que determinam o funcionamento e a eficiência dos dispositivos baseados em guias de ondas de compostos  $\overline{43m}$  para serem utilizados em interações paramétricas. Neste capítulo, aprofunda-se na influência de alguns destes fatores, e expõem-se novos resultados para vários dos problemas apresentados no capítulo anterior.

Como já foi frisado (Seção 3.7), para se conseguir guias de onda que realizem interações paramétricas eficientes, é fundamental, em primeiro lugar garantir a condição de casamento de fase, e em segundo lugar, maximizar o fator de overlap. Além disto, devido a que as variações na espessura dos filmes afetam drasticamente o casamento de fase, é também prioritário procurar configurações nas quais a influência destas variações seja diminuída.

Grande parte dos resultados apresentados neste capítulo, foram obtidos durante as modelações, com a ajuda da ferramenta computacional (Apêndice C) desenvolvida também como parte do trabalho de tese.

Na Seção 4.2, é aprofundado o estudo das condições necessárias para se obter o casamento de fase, enquanto na Seção 4.3, é proposta uma técnica que consegue evitar que o fator de overlap seja nulo em algumas interações de importância.

Na Seção 3.2 do Capítulo anterior, na análise da forma que adota a polarização não linear nos cristais  $\overline{43m}$ , foi concluído que existem quatro possíveis combinações de modos válidas, para se realizar a interação. Na Seção 4.2.1, é aprofundada aquela análise, considerando as ordens dos modos, e concluindo-se que algumas combinações de modos e ordens devem ser descartadas, enquanto em outras, deve-se colocar o ênfase das modelações.

No Capítulo 3 (Seção 3.6.2), foi destacado que a interação mais importante é aquela em que todos os modos são de ordem zero, pois produz interações muito eficientes. Neste capítulo (Seção 4.2.2) é obtido como resultado, um critério necessário para se conseguir casamento em uma interação que envolva unicamente modos de ordem zero.

Na Seção 3.6.1.1, foi estudada a influência das variações na espessura do filme sob o casamento de fase, e foi indicado que, na medida que a derivada no ponto de casamento diminui, o casamento de fase é menos sensível às variações da espessura. Na Seção 4.2.3, são pesquisadas as situações nas quais a derivada é pequena, conseguindo-se assim, relaxar os estritos requisitos de uniformidade. Isto é feito, primeiramente, através de guias de múltiplas camadas, e posteriormente, através de guias nas quais, sob certas condições, a derivada é zero (Configurações Não Críticas).

Na Seção 3.6.2, foi mostrada a influência determinante do fator de overlap sob a eficiência da interação. Em especial, foi destacada a perda total da onda gerada em guias simétricos, quando o fator de overlap se anula, devido a uma mistura de modos com produto ímpar.

Neste capítulo (Seção 4.3), é originalmente proposta uma técnica que evita o problema da anulação do fator de overlap, conseguindo elevar notavelmente a potência gerada. A utilização desta técnica, permite que interações onde a ordem de um modo é um e a dos restantes zero, alcancem eficiência comparável com a obtida quando todas as ordens são zero.

Na parte final deste capítulo (Seção 4.4), são expostos como exemplo, vários guias de ondas modelados com a utilização do programa desenvolvido. Os exemplos abrangem guias com vários tipos de interações paramétricas, combinações de modos e ordens, materiais, e comprimentos de onda. As especificações destes dados são valores factíveis de se dispor na prática.

Dentre os exemplos expostos, encontram-se alguns nos que, embora consiga-se realizar o casamento e maximizar o fator de overlap, os requisitos de uniformidade, inviabilizam a construção dos dispositivos. Entretanto, as configurações de outros exemplos são propostas para se construir guias práticos.

## **4.2 Casamento de Fase**

Nesta Seção, é aprofundado o estudo das condições necessárias para se obter o casamento de fase.

Na Seção 4.2.1, são analisadas as combinações de modos válidas nas interações paramétricas, levando em conta também as ordens dos modos. Desta análise será concluído que, a interação de maior importância é a do tipo  $ei + ej \rightarrow mk$ , já que é a única que permite realizar interações envolvendo unicamente modos de ordem zero. Tal interação é possível quando existem batentes de índices de refração suficientemente grandes (Seção 4.2.2).

Na Seção 4.2.3, são expostas as possibilidades encontradas para se relaxar os estritos requisitos de uniformidade, primeiramente mediante a utilização de guias de múltiplas camadas (Seção 4.2.3.1), e posteriormente, mediante Configurações Não Críticas (Seção 4.2.3.2). Os guias de múltiplas camadas, embora façam os requisitos de uniformidade menos estritos para cada camada individualmente, têm a desvantagem da complexidade que acrescenta a multiplicidade de camadas, tanto em uniformidade quanto em composição. A utilização de configurações não críticas, oferece a oportunidade de se relaxar os requisitos de uniformidade de uma maneira mais simples.

### 4.2.1 Combinações de Modos e Ordens

Na Seção 3.2, foram achadas as quatro possíveis combinações de modos das interações paramétricas em cristais  $\overline{4}3m$  com três ondas envolvidas.

Nesta seção, são analisadas as possibilidades de que, as interações realizadas com cada uma dessas combinações de modos consigam cumprir com a condição de casamento de fase. Para se facilitar a análise das diferentes combinações de modos, assim como de suas ordens são utilizadas notações do seguinte tipo

$$ei + mj \rightarrow ek$$

neste exemplo indica-se que na interação estão envolvidos um modo elétrico  $e$  de ordem  $i$ , um modo magnético  $m$  de ordem  $j$ , e um modo elétrico  $e$  de ordem  $k$ , onde a soma das frequências das ondas dos dois primeiros, dá a frequência da terceira.

A Tabela 4-1, apresenta a correspondência entre a notação do capítulo anterior e a adotada neste.

Tabela 4-1. Combinações de Modos permitidas em guias de ondas  $\overline{4}3m$

Caso	$\omega_1$	$\omega_2$	$\omega_3$	$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$	$\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$
1	M	E	E	$ei + mj \rightarrow ek$	$ei + ej \rightarrow mk$
2	E	M	E	$ei + mj \rightarrow ek$	$ei + mj \rightarrow ek$
3	E	E	M	$ei + ej \rightarrow mk$	$ei + mj \rightarrow ek$
4	M	M	M	$mi + mj \rightarrow mk$	$mi + mj \rightarrow mk$

Dadas as combinações anteriores o estudo reduz-se a três casos. Nas seções que se seguem, são analisadas as possibilidades de se obter o casamento de fase, nas interações com estas combinações.

#### 4.2.1.1 Interações $mi + mj \rightarrow mk$

No caso de uma interação do tipo  $mi + mj \rightarrow mk$  com  $k \leq i, j$ , isto é, onde os três modos envolvidos são magnéticos e a onda com maior frequência tem uma ordem menor ou igual que as outras duas ondas, não é possível conseguir casamento de fase nunca.

Para se mostrar isto define-se o máximo dos índices efetivos como  $n_{\max} = \max(n_{\text{eff}}^{(i)}, n_{\text{eff}}^{(j)})$ . Utilizando a definição de diferença de fase escrita em função dos índices efetivos (3-66) segue-se

$$\frac{\Delta k}{2\pi} = \frac{n_{\text{eff}}^{(k)}}{\lambda_3} - \left[ \frac{n_{\text{eff}}^{(i)}}{\lambda_1} + \frac{n_{\text{eff}}^{(j)}}{\lambda_2} \right] \geq \frac{n_{\text{eff}}^{(k)}}{\lambda_3} - n_{\max} \left[ \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right] = \frac{n_{\text{eff}}^{(k)} - n_{\max}}{\lambda_3}$$

Nesta análise, interessa a região transparente do material, pelo que se supõe que a dispersão dos índices de refração é normal, isto é, na medida que aumenta o comprimento da onda o índice de refração diminui.

É conhecido que, quando a ordem do modo é menor, o índice efetivo é maior. Sob a suposição de que a ordem ( $k$ ) do modo da onda de maior frequência, é menor ou igual que as ordens ( $i$ ) e ( $j$ ) das outras duas ondas, segue-se que  $n_{\text{eff}}^{(k)} > n_{\max}$  e em consequência  $\Delta k > 0$  não conseguindo-se o casamento.

Para este tipo de interação, resta apenas a possibilidade de se realizar o casamento com modos que cumpram que  $k > i, j$ . Segundo esta conclusão, fica eliminado se conseguir o casamento de fase com todos os modos sendo de ordem zero.

#### 4.2.1.2 Interações $ei + mj \rightarrow ek$

No caso da interação  $ei + mj \rightarrow ek$  com  $k \leq i, j$ , tampouco é possível conseguir o casamento de fase.

Para se mostrar isto, parte-se de que o índice efetivo da onda de modo magnético, é menor que o da onda de modo elétrico de iguais ordens, isto é,  $n_{\text{eff}}^{TM(j)} < n_{\text{eff}}^{TE(j)}$ , daí

$$\frac{n_{\text{eff}}^{TE(i)}}{\lambda_1} + \frac{n_{\text{eff}}^{TM(j)}}{\lambda_2} < \frac{n_{\text{eff}}^{TE(i)}}{\lambda_1} + \frac{n_{\text{eff}}^{TE(j)}}{\lambda_2} \leq n_{\max}^{TE} \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right)$$

onde  $n_{\max}^{TE} = \max(n_{\text{eff}}^{TE(i)}, n_{\text{eff}}^{TE(j)})$ .

A partir da definição de diferença de fase (3-66) e da equação anterior, segue-se

$$\frac{\Delta k}{2\pi} = \frac{n_{eff}^{TE(k)}}{\lambda_3} - \left( \frac{n_{eff}^{TM(i)}}{\lambda_1} + \frac{n_{eff}^{TE(j)}}{\lambda_2} \right) > \frac{n_{eff}^{TE(k)}}{\lambda_3} - n_{max}^{TE} \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) = \frac{n_{eff}^{TE(k)} - n_{max}^{TE}}{\lambda_3}$$

Sob a suposição de que  $k \leq i, j$  e  $\lambda_3 < \lambda_1, \lambda_2$  cumpre-se que  $n_{eff}^{TE(k)} > n_{max}^{TE}$  e em consequência  $\Delta k > 0$ .

Neste tipo de interação, as possibilidades de conseguir o casamento de fase também ficam reduzidas a quando as ordens dos modos cumprem que  $k > i, j$ . Novamente fica eliminada a combinação com todas as ordens sendo zero.

#### 4.2.1.3 Interações $ei + ej \rightarrow mk$

Como já foi mencionado, para que uma interação paramétrica seja eficiente, é necessário que os modos envolvidos satisfaçam a condição de casamento de fase. Adicionalmente, quando todos os modos envolvidos são de ordem zero, são maximizadas a integral e o fator de overlap pelo que a eficiência aumenta.

Por outro lado, as fontes de luz que realizam o papel de ondas incidentes, geralmente emitem modos de ordem zero ou bem a potência que estas possuem em modos superiores é muito pequena, comparada com a dos primeiros. Por isto, é importante dispor de interações que permitam realizar o casamento com ondas incidentes de ordem zero.

A diferença das combinações de modos expostas nas seções anteriores, no caso de interações do tipo  $ei + ej \rightarrow mk$  sim, é possível realizar o casamento de fase entre modos de igual ordem, em particular, no caso mais importante no qual todos os modos são de ordem zero.

As dificuldades para se obter o casamento de fase com todas as ordens sendo zero, fazem que não possam ser descartadas alternativas que envolvam modos maiores. Por outro lado, na medida que as ordens são maiores, aumenta a interferência entre os modos. A primeira alternativa a se considerar, é aquela na qual os modos das ondas incidentes são de ordem zero, e o modo da onda gerada é um.

No trabalho de tese, foram estudados os requisitos do batente dos índices de refração nas interações do tipo  $ei + ej \rightarrow mk$  de forma numérica, com a utilização do programa desenvolvido (Apêndice C) para diferentes ordens  $i, j$  e  $k$ . As combinações de ordens analisadas foram:

- $e0 + e0 \rightarrow m0$
- $e0 + e1 \rightarrow m0$
- $e0 + e0 \rightarrow m1$

Na Seção 4.2.2, serão expostos com detalhe os requisitos do batente dos índices de refração para a interação  $e0 + e0 \rightarrow m0$  em um guia simétrico de três camadas. Estudos similares foram realizados para as combinações



$e0 + e1 \rightarrow m0$  e  $e0 + e0 \rightarrow m1$ , encontrou-se que, na primeira não existe casamento para nenhum batente, enquanto que na segunda, sempre é possível achar uma espessura de casamento independentemente do batente.

Entretanto, em interações do tipo  $e0 + e0 \rightarrow m1$  em guias simétricos existe o problema de que o produto de seus modos é uma função ímpar e o fator de overlap é anulado (Seção 3.6.2). Na Seção 4.3 é exposta uma técnica para evitar isto, que ajuda otimizar o fator de overlap, esta técnica, apresenta sua melhor aplicação nesta alternativa, mas também pode ser útil nos outros tipos de interações.

### 4.2.2 Modos de Ordem Zero e Batente dos Índices de Refração

Na literatura, existem referências que apontam que o batente entre os índices de refração da camada guiante à confinante, deve no mínimo alcançar certos valores para que se possa conseguir o casamento de fase, quando todos os modos são de ordem zero. No caso da geração do segundo harmônico com uma interação do tipo  $e0 + e0 \rightarrow m0$  sabe-se [ 45 ] [ 46 ], que o batente mínimo requerido é  $\sqrt{2}$ .

No trabalho de tese, foi investigado, que valores tinha que alcançar o batente para se conseguir o casamento de fase entre todos os modos de ordens zero em diferentes tipos de conversão de frequências.

Com a finalidade de se obter uma regra aproximada, independente dos materiais envolvidos, os índices de refração foram considerados constantes, ignorando sua dispersão.

Para se encontrar qual é o batente necessário para que duas frequências  $\omega_1$  e  $\omega_2$  das ondas incidentes possam casar-se, denotam-se as frequências da seguinte forma

$$\omega_1 = \omega_3 \left( \frac{1 - \varepsilon}{2} \right) \qquad \omega_2 = \omega_3 \left( \frac{1 + \varepsilon}{2} \right) \qquad (\omega_1 + \omega_2 = \omega_3) \qquad (4-1)$$

Desta forma, o parâmetro  $\varepsilon$  indica como estão relacionadas as frequências das ondas  $\omega_1$  e  $\omega_2$ , uma vez fixada a onda de maior frequência  $\omega_3$ .

Para diferentes valores de batentes de índices de refração, o programa foi mudando o comprimento das ondas  $\omega_1$  e  $\omega_2$  e determinando se casavam ou não até achar os valores limites da fronteira. Desta forma foi determinada a relação entre o batente e as ondas que casam.

A partir destes valores, foi achada também a relação entre o batente mínimo dos índices de refração e o parâmetro  $\varepsilon$ , representada pela curva da Figura 4-1. A curva estabelece para cada batente, uma faixa de valores definida pelo intervalo  $[-\varepsilon, +\varepsilon]$  para os que não existe casamento de fase, e duas regiões definidas pelos intervalos  $[-1, -\varepsilon]$  e  $[+\varepsilon, +1]$  para os quais existe casamento de fase.

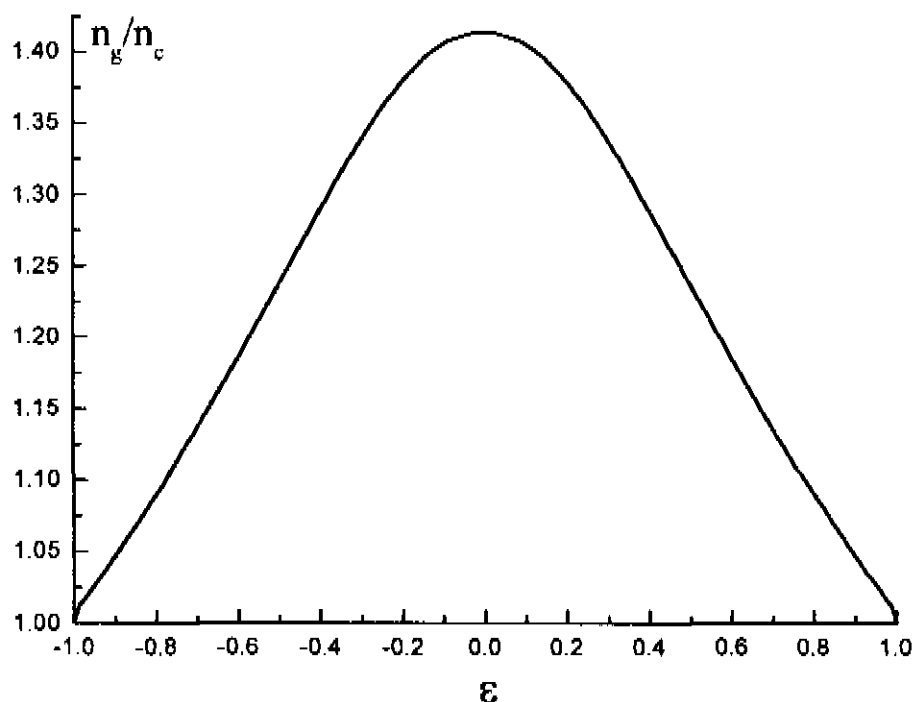


Figura 4-1. Batentes mínimos de índices de refração vs.  $\epsilon$  em interações casadas entre modos de ordem zero

Estes resultados ajudam a predizer a diferença máxima permitida entre os comprimentos das ondas incidentes para se conseguir o casamento de fase.

O batente dos índices de refração de guias de ondas de compostos III-V crescidos epitaxialmente, é relativamente pequeno (Tabela 4-2), o que faz que nestes, as interações casadas apenas sejam possíveis entre ondas de comprimentos muito próximos ou muito distantes.

Tabela 4-2. Batentes de Índices de Refração de guias de ondas de compostos III-V crescidos epitaxialmente

Camada Guiante	Camada Confinante	$n_g/n_c$
GaAs	AlAs	1.158
GaAs	InGaP	1.09
InP	InGaAsP ( $\lambda_p=1.55$ )	1.08
GaAs	Ga <sub>0.3</sub> Al <sub>0.7</sub> As	1.11

Para se conferir as predições da curva da Figura 4-1, foram considerados como exemplos, dois guias de compostos III-V dos tipos crescidos usualmente. Em ambos exemplos, foi calculada, com a utilização do programa, a variação da diferença de fase ( $\Delta k$ ) com respeito à espessura da camada central do guia considerando a dispersão dos índices de refração.

Na Figura 4-2, estão representados os resultados dos cálculos para o guia Ga<sub>0.3</sub>Al<sub>0.7</sub>As/GaAs/Ga<sub>0.3</sub>Al<sub>0.7</sub>As, enquanto na Figura 4-3, os correspondentes ao guia AlAs/GaAs/AlAs. Nos dois exemplos foi suposta a utilização de um laser YAG, emitindo em um comprimento de onda fixo  $\lambda_{YAG} = 1.064\mu\text{m}$ , e de um laser de Ti:Sapphire sintonizável, como fontes das ondas incidentes, com o propósito de testar as predições da Figura 4-1. Nos exemplos, misturam-se

modos de ordem zero da onda emitida pelo laser YAG com os de várias ondas de diferentes comprimentos emitidas pelo laser sintonizável.

Nos gráficos, cada curva representa a variação de  $\Delta k$  pela combinação (mistura) da onda do laser YAG, com uma onda de comprimento diferente gerada pelo laser sintonizável.

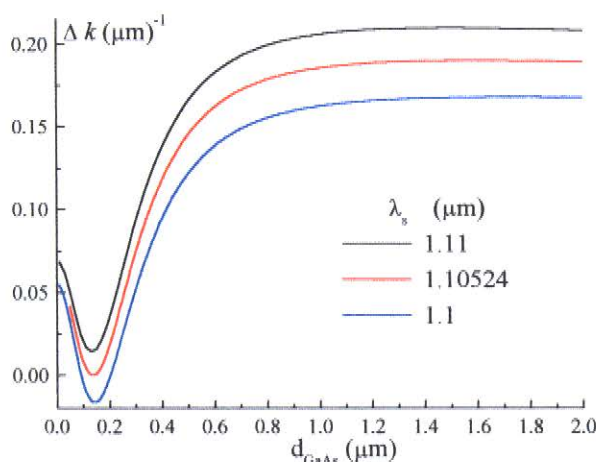


Figura 4-2. Diferença de Fase vs. Espessura  
Misturas entre modos de ordem zero  
Guia  $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$

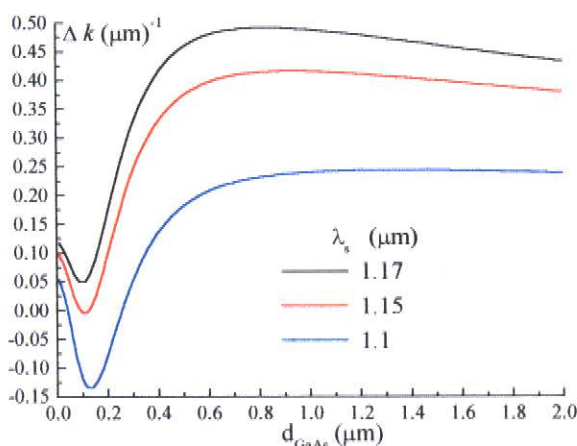


Figura 4-3. Diferença de Fase vs. Espessura  
Misturas entre modos de ordem zero  
Guia  $\text{AlAs}/\text{GaAs}/\text{AlAs}$

Nos dois exemplos percebe-se que, na medida em que aumenta a diferença entre os comprimentos das ondas misturadas, menores são as possibilidades de se conseguir o casamento de fase entre elas. Este comportamento mantém-se

até que, o comprimento da onda sintonizável, alcance o dobro do comprimento da onda emitida pelo laser YAG ( $\lambda_s = 2 \lambda_{YAG}$ ). A partir deste ponto, quanto maior é a diferença, aumentam novamente as possibilidades de se conseguir o casamento.

A partir do previsto pela regra obtida anteriormente (Figura 4-1), os comprimentos de onda máximos, segundo a região de casamento definida pelo intervalo  $[-1, -\epsilon]$ , que podem casar-se com o laser YAG são de  $1.18\mu\text{m}$  e  $1.28\mu\text{m}$  quando as camadas confinantes são  $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$  e  $\text{AlAs}$  respetivamente. Por sua vez, com os cálculos exatos, levando em conta a dispersão dos índices de refração dos materiais, encontrou-se que estes comprimentos são de  $1.1052\mu\text{m}$  e  $1.15\mu\text{m}$  respetivamente, o que confirma que a curva do batente mínimo em função de  $\epsilon$ , é uma regra com muito boa aproximação.

Os exemplos anteriores, mostram que podem misturar-se de forma casada, modos de ordem zero de um laser YAG e de um laser de Ti:Sapphire, e gerar-se ondas também com modos de ordem zero em guias de compostos III-V. Neste caso, os comprimentos das ondas incidentes, tem que estar muito próximos, devido aos baixos valores dos batentes dos índices de refração entre estes materiais.

Para se misturar ondas com comprimentos fora destas regiões e tentar o casamento, existem duas alternativas. Na primeira, é necessário trabalhar em guias de compostos III-V com modos de ordem superior e lidar com o problema da diminuição do fator de overlap e da eficiência. A segunda alternativa, seria utilizar guias que combinem outros materiais, com batentes de índices de refração maiores.

Nesta tese, propõe-se uma técnica original para trabalhar com a primeira alternativa que foi chamada de *inversão do sinal do coeficiente não linear* (Seção 4.3). A utilização desta técnica, permite realizar interações com dois modos de ordem zero e um de ordem um, e evitar que o fator de overlap seja anulado.

Combinações interessantes de materiais que permitem trabalhar com a segunda alternativa, podem conseguir-se utilizando compostos semicondutores II-VI nas camadas confinantes e III-V na camada guiante. Por exemplo, guias de  $\text{ZnSe}/\text{GaAs}/\text{ZnSe}$  tem um batente entre seus índices de refração de 1.39, o que permite misturar o modo zero do laser YAG, com modos zeros de lasers com comprimentos menores que  $1.81\mu\text{m}$ , ou bem maiores que  $2.58\mu\text{m}$ . Em particular, é interessante realizar esta mistura com lasers semicondutores de  $\text{InGaAsP}$  emitindo entre  $1.3\mu\text{m}$  e  $1.55\mu\text{m}$ , para se gerar ondas com modos de ordem zero e com comprimentos entre  $3.39\mu\text{m}$  e  $5.86\mu\text{m}$ .

### **4.2.3 Relaxamento dos Requisitos de Uniformidade**

No capítulo anterior (Seção 3.6.1.1), foi exposto que os requisitos de uniformidade nas camadas que compõem o guia, são maiores na medida que a derivada da diferença de fase com respeito à espessura é maior. Segundo isto, para se relaxar os estritos requisitos de uniformidade, é fundamental realizar interações em guias em que a derivada na espessura de casamento seja o menor possível.

Na Seção 4.2.3.1, é apresentada a utilização de guias com configurações de múltiplas camadas, como uma forma de se ter valores menores da derivada para cada camada e assim se relaxar os requisitos de uniformidade.

Na Seção 4.2.3.2, são apresentadas configurações não críticas em que a derivada com respeito à espessura para certos comprimentos de onda, é zero no ponto de casamento. Nestas configurações, as variações da espessura afetam o casamento apenas em segunda ordem.

#### **4.2.3.1 Guias de Múltiplas Camadas**

Nesta seção, são apresentados como exemplo dois guias que foram modelados com a utilização do programa desenvolvido. A comparação dos resultados obtidos para estes dois guias, ilustra como no guia com três camadas centrais, os requisitos de uniformidade são mais relaxados, em relação ao guia simples de uma camada central.

As Figuras 4-4 e 4-5, representam a variação da diferença de fase com respeito à espessura para guias de uma e três camadas respectivamente. Nos dois casos, os guias foram projetados para a geração da diferença de frequências, supondo os comprimentos das duas ondas incidentes  $1.064\mu\text{m}$  (laser YAG) e  $1.1\mu\text{m}$  (laser de Ti:Saphire) e modos de ordem zero.

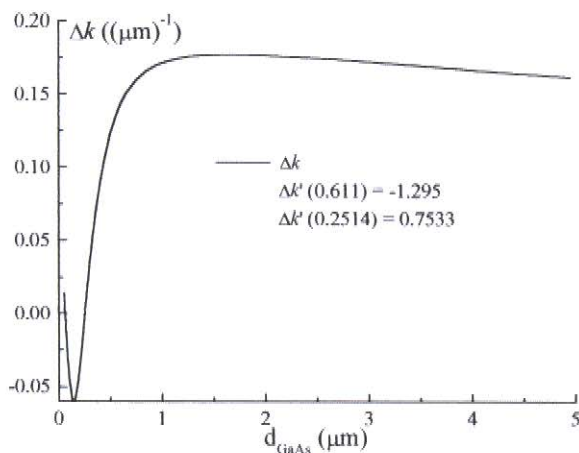


Figura 4-4. Diferença de Fase vs. Espessura da camada central  
Guia  $\text{Ga}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$

Nos gráficos, há uma curva representando a variação da espessura para cada camada, e são mostrados também, os valores das derivadas avaliadas nas espessuras de casamento.

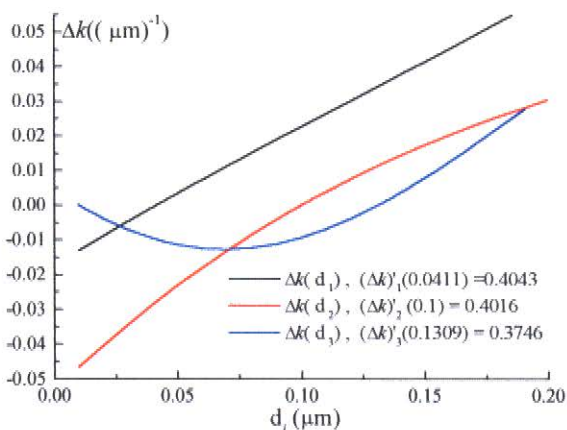


Figura 4-5. Diferença de Fase vs. Espessura das camadas centrais  
Guia  $\text{Ga}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.6}\text{Al}_{0.4}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$

Para o guia simples, os valores da derivada nos pontos de casamento, são o dobro ou maiores que os valores da derivada para o guia de múltiplas camadas. Desta maneira, são menores os requisitos de uniformidade em cada camada deste guia.

Embora que, nos exemplos anteriores, foi mostrado que é possível diminuir o requisito de uniformidade em cada camada individual, a exigência de que todos os requisitos (uniformidade e composição) devam ser satisfeitos simultaneamente em várias camadas, faz que os guias de múltiplas camadas não tenham uma grande vantagem prática em relação aos guias simples.

### 4.2.3.2 Configurações Não Críticas

Na Seção 3.6.1.1 do capítulo anterior, concluiu-se que, para se relaxar os estritos requisitos de uniformidade, é fundamental encontrar configurações nas quais a derivada no ponto de casamento seja o menor possível.

Na Figura 4-2, percebe-se que existe um ponto de casamento onde a derivada é zero, daí que possa aspirar-se a encontrar pontos nos quais sob condições adequadas (comprimentos de ondas, espessuras e batentes de índices de refração), ocorra casamento de fase com derivada zero. Estes casamentos e configurações são chamados **não críticos**.

Como feito anteriormente (Seção 3.6.1.1), para se estimar os requisitos de uniformidade que mantém a diferença de fase menor que  $\pi/l$ , sendo  $l$  o comprimento do guia, parte-se da seguinte série de Taylor

$$\delta(\Delta k) = \Delta k(d_{cas} + \delta d) - \Delta k(d_{cas}) = \frac{\partial(\Delta k)}{\partial d} \delta d + \frac{1}{2} \frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial d^2} (\delta d)^2 + \dots \quad (4-2)$$

No Capítulo 3, foi suposto que o primeiro termo (primeira derivada) desta série fosse diferente de zero, e determinaram-se as variações de espessura permissíveis.

Nesta seção, considerando o caso de casamento não crítico, onde o primeiro termo desta série é zero  $\frac{\partial(\Delta k)}{\partial d}(d_{cas}) = 0$  e levando em conta apenas o segundo termo, segue-se

$$\Delta d \leq \sqrt{\frac{2\pi}{l \left| \frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial d^2} \right|}} \quad (4-3)$$

Para se ter idéia de quanto esta condição de casamento não crítico pode relaxar os requisitos de uniformidade, considere-se o exemplo da Figura 4-2. Neste exemplo, quando a onda incidente emitida pelo laser sintonizável, tem comprimento  $\lambda_s = 1.10524 \mu\text{m}$  apresenta-se casamento com  $(\Delta k)'(0.1375 \mu\text{m}) = 0$  e  $(\Delta k)''(0.1375 \mu\text{m}) = 11.6 \mu\text{m}^{-2}$ .

Neste caso, os requisitos de uniformidade são  $\Delta d \leq 74 \text{Å}$  e  $\Delta d \leq 233 \text{Å}$  para guias de 1cm e 1mm, respetivamente, que diferem significativamente (Tabela 4-3) dos requisitos  $\Delta d \leq 3 \text{Å}$  e  $\Delta d \leq 30 \text{Å}$  obtidos na Seção 3.6.1.1 quando a primeira derivada é próxima da unidade.

**Tabela 4-3 Requisitos de uniformidade das camadas**

$l_1 = 1 \text{ cm}$

$l_2 = 1 \text{ mm}$

$\partial(\Delta k) / \partial d$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ )	$\partial^2(\Delta k) / \partial d^2$ ( $\mu\text{m}^{-3}$ )	$\Delta d$ ( $\mu\text{m}$ )
0	11.6	$7.4 \times 10^{-3}$
1	---	$3 \times 10^{-4}$

$\partial(\Delta k) / \partial d$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ )	$\partial^2(\Delta k) / \partial d^2$ ( $\mu\text{m}^{-3}$ )	$\Delta d$ ( $\mu\text{m}$ )
0	11.6	$2.33 \times 10^{-2}$
1	---	$3 \times 10^{-3}$

Comparando estes resultados, percebe-se que a condição de uniformidade foi relaxada por fatores de 25 e 8 quando o comprimento do guia é de 1cm e 1mm respetivamente.

É de destacar que, utilizando as técnicas atuais de crescimento e com este relaxamento dos requisitos de uniformidade, é fatível construir um dispositivo com 1cm de comprimento muito mais eficiente do que outro de 1mm de comprimento.

#### 4.2.3.2.1 Origem das configurações não críticas

As configurações não críticas têm sua origem nos diferentes comportamentos dos índices efetivos associados aos modos elétricos e magnéticos. Este comportamento, aprecia-se mais facilmente no caso da geração do segundo harmônico, onde a condição de casamento de fase, converte-se na condição de igualdade para os índices efetivos da onda fundamental e da harmônica.

Os gráficos da Figura 4-6, consideram um guia de InGaP/GaAs/InGaP e apresentam a variação dos índices efetivos em função da espessura da camada central, supondo uma interação que gera o segundo harmônico da onda fundamental. Os pontos de interseção das curvas, correspondem-se com as situações nas que se consegue casamento de fase.

A seqüência de gráficos, mostra a evolução da relação entre os índices efetivos e a espessura da camada central, segundo a variação do comprimento da onda fundamental.



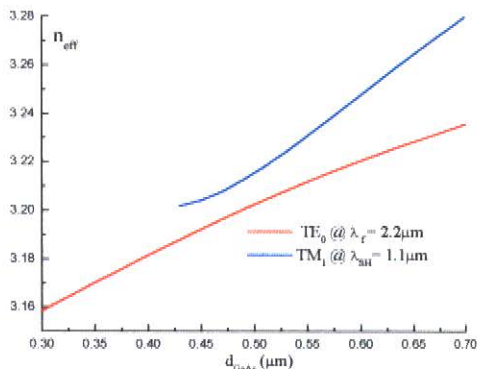
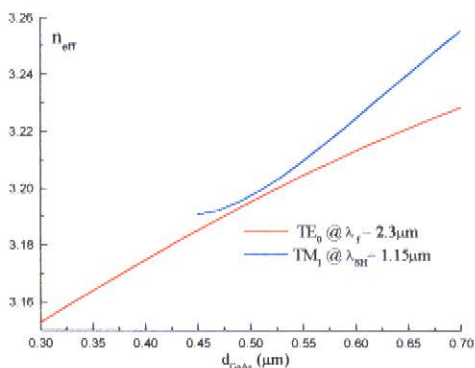
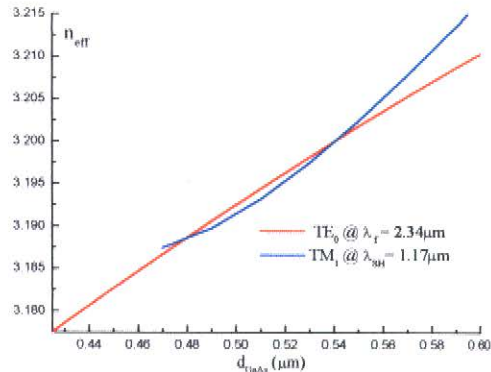
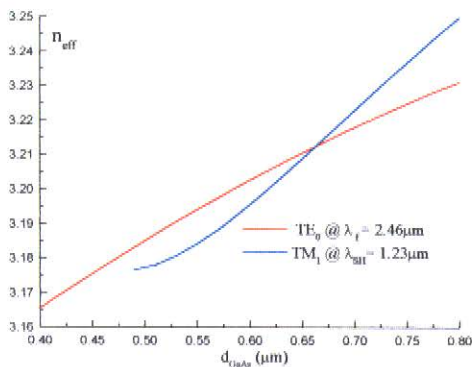


Figura 4-6. Índices Efetivos vs. Espessura com diferentes  $\lambda_f$   
Geração do Segundo Harmônico  
Guia InGaP/GaAs/InGaP

Na medida que o comprimento da onda fundamental diminui, chega um momento a partir do qual, as curvas dos índices efetivos se interceptam em dois pontos, isto é, existem duas espessura nas quais pode realizar-se casamento de fase. Ao continuar diminuindo o comprimento da onda fundamental, existe um ponto no qual as curvas são tangenciais, é nessa situação que o casamento acontece com a derivada da diferença de fase com respeito à espessura sendo zero. Ao continuar variando desta maneira o comprimento da onda fundamental, chega um momento a partir do qual as curvas não se interceptam mais, não acontecendo então casamento de fase.

No caso geral da interação  $ei + ej \rightarrow mk$  as curvas de  $\frac{n_{eff}^{(TE)}}{\lambda_1} + \frac{n_{eff}^{(TE)}}{\lambda_2}$  e  $\frac{n_{eff}^{(TM)}}{\lambda_3}$  tem um comportamento muito similar ao das curvas de  $n_{eff}^{(TE)}$  e  $n_{eff}^{(TM)}$  da Figura 4-6, respetivamente.

4.2.3.2.2 Interações Aproximadamente Casadas e Sintonização

Ao se planejar um guia para se realizar uma interação casada, é necessário que o guia crescido tenha a espessura de casamento exata e uniformidade perfeita. Na prática, as espessuras exatas são difíceis de se conseguir, pois, embora as técnicas de crescimento tenham alcançado qualidade superior à do passado, sempre existe uma margem de erro.

Afortunadamente, a curva do casamento de fase que relaciona a espessura de casamento ( $d_{cas}$ ) com um dos comprimentos das ondas incidentes ( $\lambda_c$ ) é contínua, daí que, para variações da espessura em torno da espessura de casamento planejada, é possível achar um comprimento de onda próximo do comprimento também planejado no qual acontece o casamento de fase.

Na Figura 4-7, é apresentada a curva de casamento que relaciona a espessura e o comprimento da onda fundamental de um guia de InGaP/GaAs/InGaP participando de uma interação de geração do segundo harmônico. Nesta figura, observa-se que para uma faixa de comprimentos, existem duas espessuras de casamento e o ponto de casamento não crítico apresenta-se em  $\lambda_f = 2.32464\mu m$  com uma espessura de  $0.5031\mu m$ .

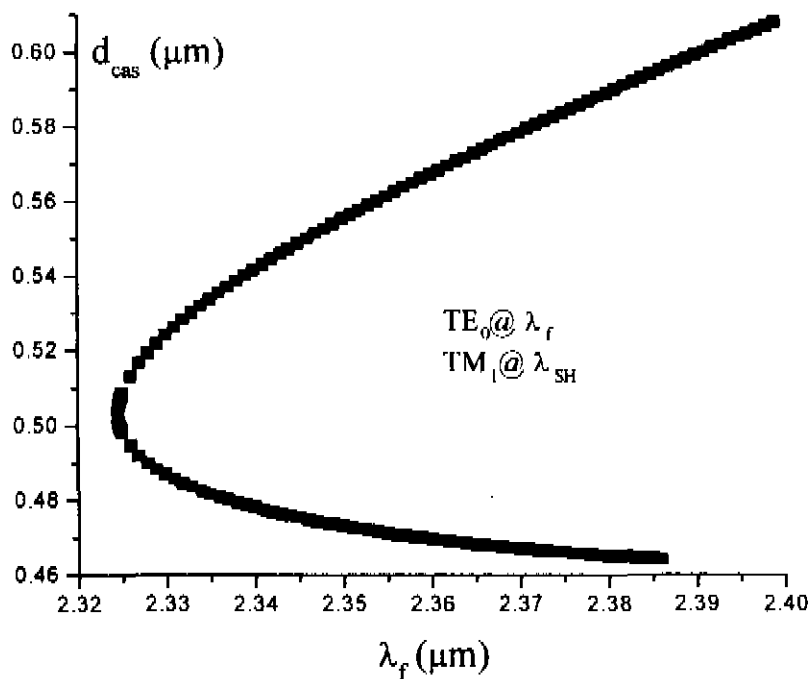


Figura 4-7. Espessura de Casamento vs.  $\lambda_f$   
Geração do Segundo Harmônico  
Guia InGaP/GaAs/InGaP

A Figura 4-8, mostra a diferença de fase em função do comprimento da onda fundamental para o mesmo guia da Figura 4-7, considerando a espessura de casamento no ponto não crítico.

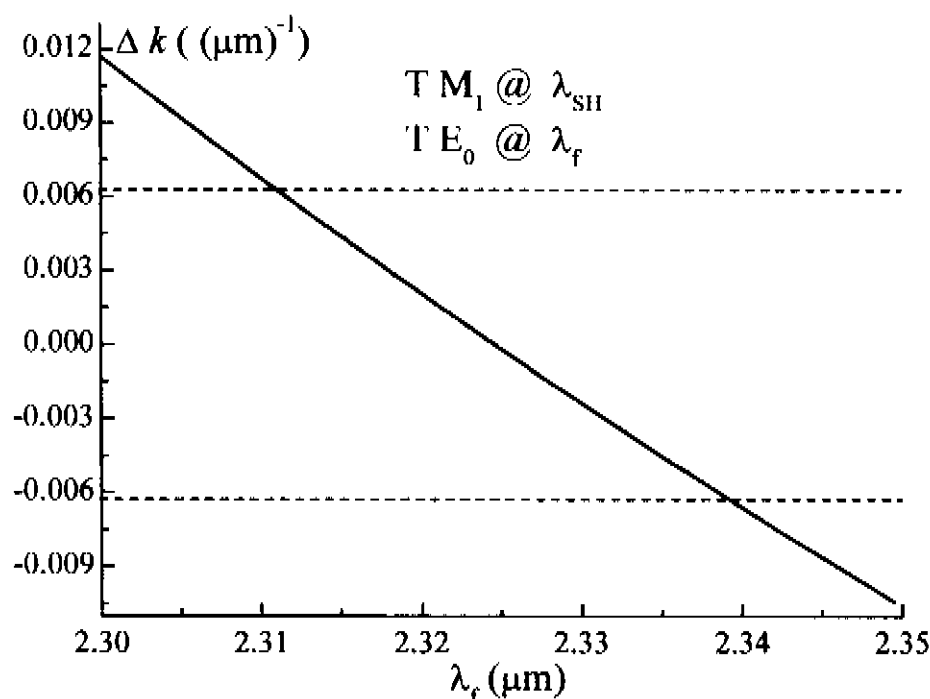


Figura 4-8. Diferença de Fase vs.  $\lambda_f$   
Espessura não crítica  
Guia InGaP/GaAs/InGaP

Nesta figura, observa-se que os comprimentos de onda que estão perto do comprimento de casamento não crítico, satisfazem com boa aproximação a condição de casamento de fase. Isto permite a existência de uma faixa em torno do comprimento de casamento na qual é possível sintonizar o comprimento da onda incidente e emitir de forma aproximadamente casada.

As margens para a variação de  $\Delta k$ , e portanto de  $\lambda_f$ , onde a interação aproximadamente casada é eficiente, dependem do comprimento do guia e são determinadas pela expressão  $\Delta k \leq \pi/l$ . Para um guia de 0.5mm de comprimento com esta configuração, a margem de variação permissível é  $\Delta k \cong 6.28 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ . A região que satisfaz esta condição está limitada na Figura 4-8 pelas linhas de traços descontínuos, de onde segue-se que a faixa na qual é possível emitir em forma aproximadamente casada é aquela na que  $\lambda_f$  está entre 2.31 e 2.34  $\mu\text{m}$ .

Outro exemplo de possível sintonização é mostrado no guia da Figura 4-9, a faixa de comprimentos de onda na qual o casamento pode manter-se é de 3.055 a 3.16  $\mu\text{m}$ .

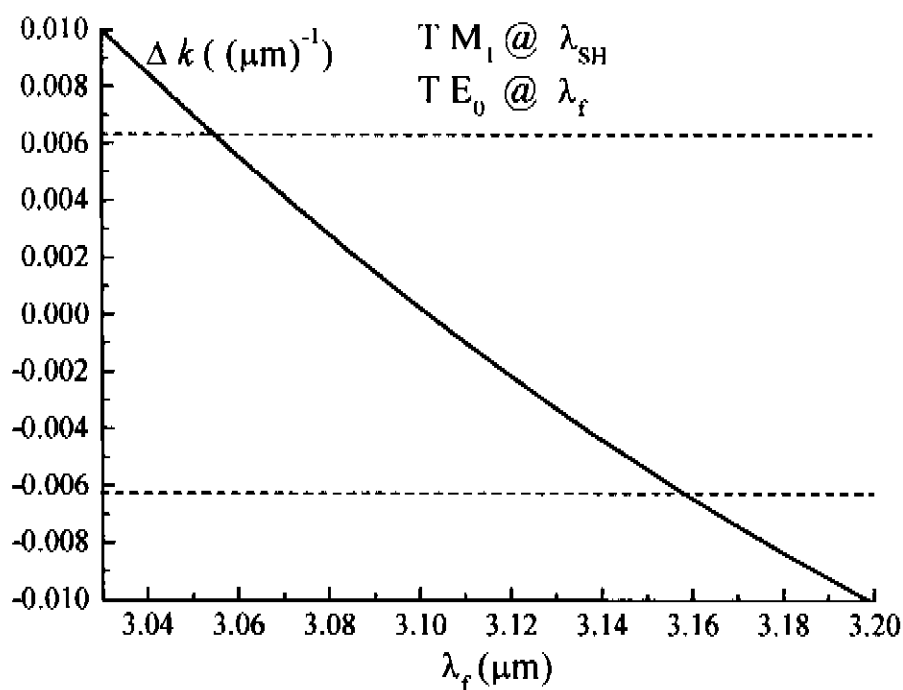


Figura 4-9. Diferença de Fase vs.  $\lambda_f$   
Espessura não crítica  
Guia  $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$

Na Figura 4-10 mostra-se um guia no qual a faixa de comprimentos de onda onde a interação permanece casada é bastante ampla (5.43 a 6.55  $\mu\text{m}$ ).

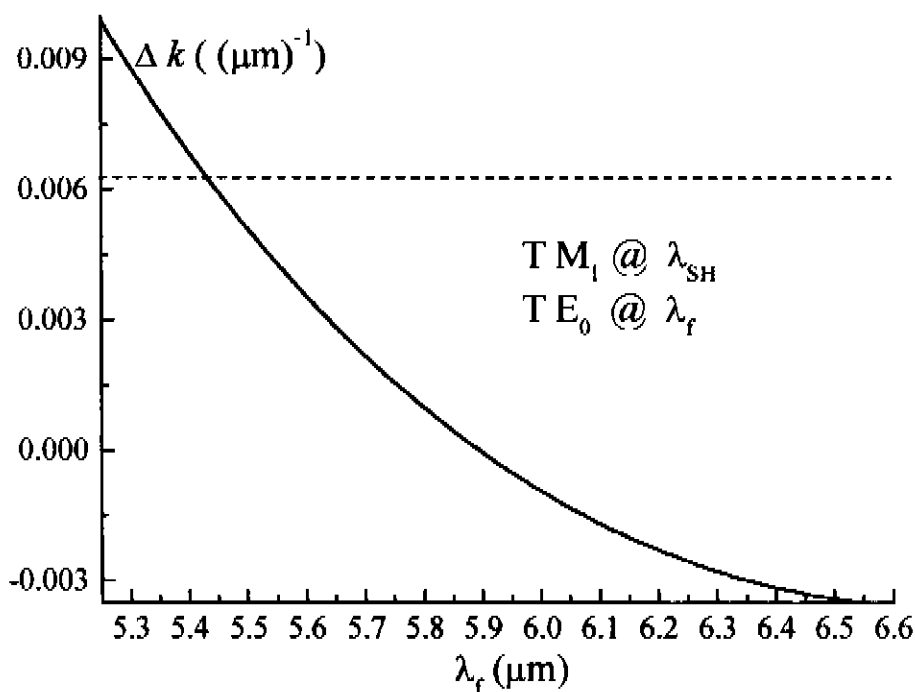


Figura 4-10. Diferença de Fase vs.  $\lambda_f$   
Espessura não crítica  
Guia  $\text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}$

Nesta seção, foi apreciado que os pontos de casamento não crítico são de grande interesse, pois oferecem a possibilidade de gerar ondas de forma aproximadamente casada, em uma certa faixa de comprimentos de onda além de relaxar os requisitos de uniformidade.

### 4.3 Inversão do Sinal do Coeficiente Não Linear

Na Seção 3.6, explicou-se que a satisfação da condição de casamento de fase é necessária para se conseguir interações paramétricas eficientes. Na própria seção, explicou-se também, a importância de se otimizar o fator de overlap para se alcançar maior eficiência.

Nestes estudos (Seção 3.6.2), destacou-se a presença do coeficiente não linear  $d_{14}$ , como um fator na formulação das expressões da potência gerada e sua influência nos valores da integral e do fator de overlap.

Na análise prévia também foi exposto o problema da diminuição do fator de overlap provocada pela interferência entre os modos quando estes não são todos de ordem zero. Um caso de diminuição drástica da eficiência, ocorre em guias simétricos, quando o produto dos modos é uma função ímpar e o fator de overlap é anulado.

Algumas alternativas de configurações para se melhorar o fator de overlap foram indicadas, mas também alguns inconvenientes destas foram frisados.

Nas interações paramétricas, quando o guia é simétrico, sempre é possível achar uma espessura de casamento com a combinação de modos  $e_0 + e_0 \rightarrow m_1$  (Seção 4.2.1.3), independentemente do valor do batente, mas nestas combinações o fator de overlap é anulado, por ser o produto dos modos uma função ímpar.

Nesta seção, propõe-se uma solução para se evitar a anulação do fator de overlap, que é de utilidade nas interações do tipo  $e_0 + e_0 \rightarrow m_1$ , assim como em outros casos onde o produto dos modos também seja uma função ímpar.

Inicialmente (Seção 4.3.1), é explicado em que consiste esta técnica, posteriormente (Seção 4.3.2), é mostrada analiticamente sua validade, e finalmente (Seção 4.3.3), é ilustrado através de um exemplo, as melhorias conseguidas no fator de overlap e na eficiência.

#### 4.3.1 Técnica de Inversão por Fusão Atômica

Considere-se o guia da Figura 4-11, onde os coeficientes não lineares das três camadas tem igual sinal o que está indicado pela direção das flechas. Nesta figura, está representada uma interação paramétrica do tipo  $e_0 + e_0 \rightarrow m_1$  com casamento de fase para a geração do segundo harmônico, e onde a faixa entre as linhas verticais representa a camada central.

A curva em azul representa o produto dos campos fundamental e harmônico, ponderado pelo coeficiente não linear  $d_{14}$ . Os modos envolvidos na integral de overlap formam uma função ímpar pelo que esta integral é nula, assim como o fator de overlap.

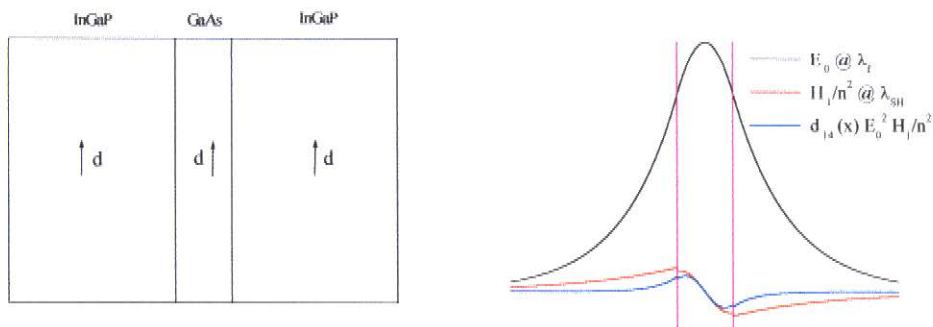


Figura 4-11. Guia Simples  
Integral de Overlap Nula

Neste caso, para se aplicar a técnica proposta, requer-se que seja crescida uma amostra apenas com as duas camadas InGaP/GaAs. Esta amostra deve ser clivada em duas metades, e uma destas girada e superposta sobre a outra InGaP/GaAs  $\leftrightarrow$  GaAs/ InGaP (Figura 4-12), para posteriormente serem soldadas entre si por fusão atômica.

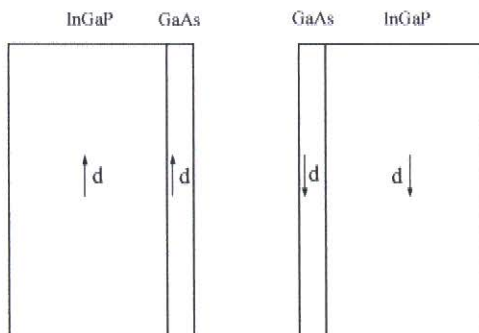


Figura 4-12. Metades da amostra clivada

A amostra obtida por este procedimento (Figura 4-13), é um guia de ondas onde o produto dos modos continua sendo uma função ímpar. Mas agora  $d_{14}(x)$  também é uma função ímpar ( $d_{14} > 0$  em uma metade do guia e  $d_{14} < 0$  na outra), pelo qual o integrando do *overlap* vira uma função par, sendo assim sua integral diferente de 0.

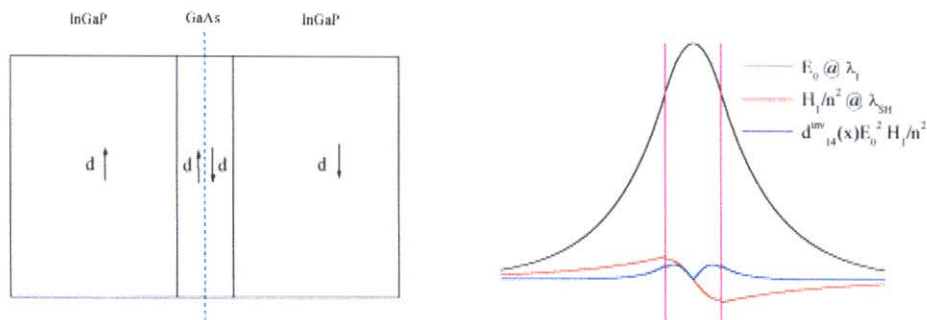


Figura 4-13. Guia Soldada  
Integral de Overlap Não Nula

Esta técnica é uma alternativa útil, quando em guias de compostos III-V não é possível realizar interações casadas entre modos de ordem zero. A aplicação desta técnica, permite realizar interações casadas, com fator de overlap diferente de zero, embora o produto dos modos seja uma função ímpar. Na Seção 4.3.3, será apresentado um exemplo que mostra quanto pode ser aumentado o fator de overlap com sua aplicação.

### 4.3.2 Fundamentação

A idéia de se inverter o sinal do coeficiente não linear  $d_{14}$ , está baseada em que a fase da polarização não linear, pode ser deslocada em  $\pi$ , mudando a orientação de uma parte do guia de forma adequada.

Para se mostrar a validade desta técnica, considerem-se as equações de onda dos modos gerados

$$\left[ \nabla^2 + k_0^2 \epsilon \right] E_g = -\mu_0 \omega_g^2 \hat{e}_g \cdot \hat{P}^{NL} \quad \text{TE} \quad (4-4)$$

$$\left[ \nabla^2 + k_0^2 \epsilon \right] H_g = -i \omega_g \hat{e}_g \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL} \quad \text{TM} \quad (4-5)$$

Nestas equações,  $\hat{e}_g$  refere-se à direção de polarização, tanto da componente elétrica do modo **TE**, quanto da componente magnética do modo **TM**. No caso de interesse, esta direção é  $\hat{e}_g = +\hat{e}_y$ .

Ao se aplicar a técnica de fusão atômica, existem duas configurações adequadas para se inverter a fase da polarização e o sinal do coeficiente não linear. Considerando o guia da Figura 3-1, estas são:

- clivar pelo plano (011), e soldar as duas metades pelo plano (100),
- clivar pelo plano (01 $\bar{1}$ ), e soldar as duas metades pelo plano (100).

A Figura 4-14 mostra a primeira destas configurações, enquanto a segunda teria um desenho semelhante.

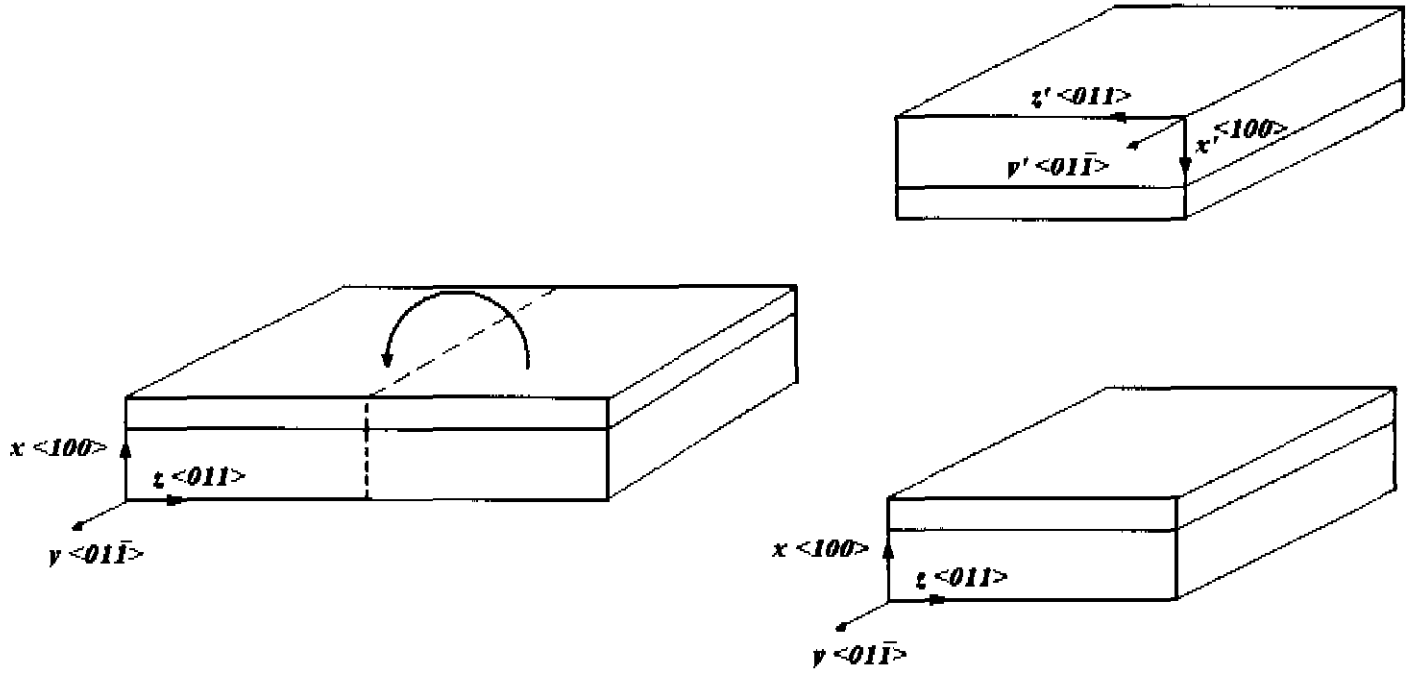


Figura 4-14. Detalhes da solda do guia

Nesta figura, o sistema de coordenadas original é utilizado para a metade da amostra na parte inferior do gráfico. Entretanto, para a metade na parte superior do gráfico, é utilizado o sistema de coordenadas girado X'Y'Z'.

### Clivado pelo plano (011)

Os eixos X'Y'Z' estão relacionados aos eixos XYZ da seguinte maneira

$$\hat{e}_g = \hat{e}_{y'} = \hat{e}_y \quad \hat{e}_{x'} = -\hat{e}_x \quad \hat{e}_{z'} = -\hat{e}_z \quad (4-6)$$

daí que a relação, entre ambos sistemas, das expressões das componentes dos campos propagando-se ao longo da direção (011) é

$$E_{y'} = E_y \quad E_{x'} = -E_x \quad E_{z'} = -E_z \quad (4-7)$$

#### Caso 1: Modo TE gerado pela fonte $\hat{e}_g \cdot \hat{P}^{NL}$

Segundo a equação (3-2), a componente da polarização expressa nos eixos X'Y'Z' está dada por

$$\hat{e}_g \cdot \hat{P}^{NL} = \hat{e}_{y'} \cdot \hat{P}^{NL} = 2d_{14}\hat{e}_{y'} \cdot \left[ \left( -E_{x'}^{(1)}E_{y'}^{(2)} - E_{x'}^{(2)}E_{y'}^{(1)} \right) \hat{e}_{y'} \right] \quad (4-8)$$

utilizando (4-6) e (4-7)

$$\hat{e}_g \cdot \hat{P}^{NL} = -2d_{14}\hat{e}_g \cdot \left[ \left( -E_x^{(1)}E_y^{(2)} - E_x^{(2)}E_y^{(1)} \right) \hat{e}_y \right] = -\hat{e}_g \cdot \hat{P}^{NL} \quad (4-9)$$

De (4-8) e (4-9), segue-se que a componente de interesse da polarização está dada por

$$\hat{e}_g \cdot \hat{P}^{NL} = \hat{e}_y \cdot \hat{P}^{NL} \quad \text{com} \quad \begin{cases} d_{14} > 0 & \text{se } x > 0 \\ d_{14} < 0 & \text{se } x < 0 \end{cases} \quad (4-10)$$

por isto, consegue-se inverter o sinal de  $d_{14}$  na metade do guia.



**Caso 2:** Modo TM gerado pela fonte  $\hat{e}_g \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL}$

Neste caso  $\hat{e}_g \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL} = \partial_{z'} P_{x'} - \partial_{x'} P_{z'}$

De (3-2) segue-se

$$\begin{aligned} P_{z'} &= P_z, & \partial_{x'} &= -\partial_x & \Rightarrow & \partial_{x'} P_{z'} &= -\partial_x P_z \\ P_{x'} &= P_x, & \partial_{z'} &= -\partial_z & \Rightarrow & \partial_{z'} P_{x'} &= -\partial_z P_x \end{aligned} \quad (4-11)$$

de onde segue-se

$$\hat{e}_g' \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL} = -\hat{e}_g \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL} \quad (4-12)$$

e em consequência (4-10), daí que também neste caso, consegue-se a inversão do sinal de  $d$ .

### Clivado pelo plano $(01\bar{1})$

Os eixos  $X'Y'Z'$  estão relacionados aos eixos  $XYZ$  da seguinte maneira

$$\hat{e}_{y'} = -\hat{e}_y = -\hat{e}_g \quad \hat{e}_{x'} = -\hat{e}_x \quad \hat{e}_{z'} = \hat{e}_z \quad (4-13)$$

daí que a relação, entre ambos sistemas, das expressões das componentes dos campos propagando-se ao longo da direção  $(011)$  é

$$E_{y'} = -E_y \quad E_{x'} = -E_x \quad E_{z'} = E_z \quad (4-14)$$

**Caso 1:** Modo TE gerado pela fonte  $\hat{e}_g \cdot \hat{P}^{NL}$

Segundo a equação (3-2), a componente da polarização com respeito aos eixos  $X'Y'Z'$  está dada por

$$\hat{e}_g \cdot \hat{P}^{NL} = -\hat{e}_{y'} \cdot \hat{P}^{NL} = -2d_{14} \hat{e}_{y'} \cdot \left[ \left( -E_{x'}^{(1)} E_{y'}^{(2)} - E_{x'}^{(2)} E_{y'}^{(1)} \right) \hat{e}_{y'} \right] \quad (4-15)$$

utilizando (4-13) e (4-14)

$$\hat{e}_g \cdot \hat{P}^{NL} = -2d_{14} \hat{e}_g \cdot \left[ \left( -E_x^{(1)} E_y^{(2)} - E_x^{(2)} E_y^{(1)} \right) \hat{e}_y \right] = -\hat{e}_g \cdot \hat{P}^{NL} \quad (4-16)$$

De (4-15) e (4-16) segue-se que a componente de interesse da polarização está dada por

$$\hat{e}_g \cdot \hat{P}^{NL} = \hat{e}_y \cdot \hat{P}^{NL} \quad \text{com} \quad \begin{cases} d_{14} > 0 & \text{se } x > 0 \\ d_{14} < 0 & \text{se } x < 0 \end{cases} \quad (4-17)$$

por isto, consegue-se inverter o sinal de  $d_{14}$  na metade do guia.

**Caso 2:** Modo TM gerado pela fonte  $\hat{e}_g \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL}$ .

Neste caso  $\hat{e}_g \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL} = -\hat{e}_{y'} \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL} = -(\partial_{z'} P_{x'} - \partial_{x'} P_{z'})$

De (3-2) segue-se

$$\begin{aligned} P_{z'} &= -P_z, \quad \partial_{x'} = -\partial_x \Rightarrow \partial_{x'} P_{z'} = \partial_x P_z \\ P_{x'} &= P_x, \quad \partial_{z'} = \partial_z \Rightarrow \partial_{z'} P_{x'} = \partial_z P_x \end{aligned} \quad (4-18)$$

de onde segue-se

$$\begin{aligned} \hat{e}_g \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL} &= -\hat{e}_{y'} \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL} = -(\partial_{z'} P_{x'} - \partial_{x'} P_{z'}) = \\ &= -(\partial_z P_x - \partial_x P_z) = -\hat{e}_y \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL} = -\hat{e}_g \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL} \end{aligned} \quad (4-19)$$

e em consequência (4-17), daí que neste caso também consegue-se a inversão do sinal de **d**.

Nesta seção, foi provado que ao se aplicar a técnica proposta, consegue-se inverter o sinal do coeficiente não linear  $d_{14}$ , e em consequência, evitar a anulação do fator de overlap.

### 4.3.3 Exemplo

Nesta seção é utilizado um exemplo para se ilustrar os resultados que podem alcançar-se ao se aplicar a técnica de fusão atômica. Para isto, é retomado o exemplo da Seção 3.6.2 onde foi apresentado um guia de três camadas Óx. de AlAs/GaAs/Óx. de AlAs, e consideradas duas interações com as combinações de modos (0, 0, 0) e (2, 0, 0).

Na Figura 3-8, foi apresentado o comportamento do fator de overlap, com respeito à variação da espessura para essas duas interações. Naquela oportunidade, a combinação de modos (1, 0, 0) ficou fora de cogitação, pois a integral de overlap anulava-se nesses casos.

Na Figura 4-15, é retomado aquele gráfico e acrescentada a curva (vermelha) correspondente à combinação de modos (1, 0, 0), supondo que o guia foi construído com a técnica de fusão atômica.

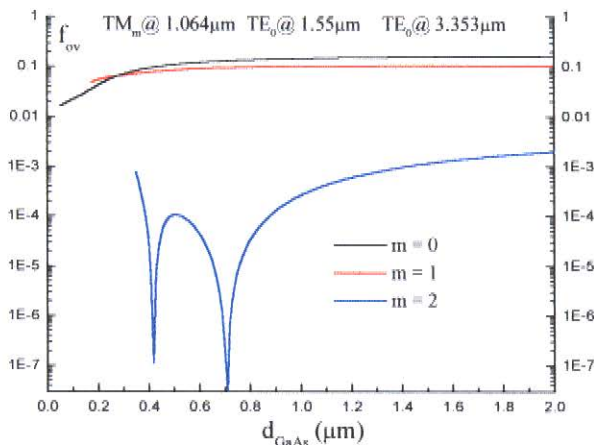


Figura 4-15. Fator de Overlap vs. Espessura  
Guia Ox. de AlAs/GaAs/Ox. de AlAs

Da figura anterior, segue-se que na interação com os modos (1, 0, 0), o fator de overlap consegue atingir valores pouco menores que no caso em que todos os modos são de ordem zero.

Na Figura 4-16, apresenta-se a comparação das potências geradas pelas interações com os modos (0, 0, 0) e (1, 0, 0). Ambas potências são muito similares, o que contrasta fortemente com o caso (2, 0, 0) apresentado na Figura 3-9.

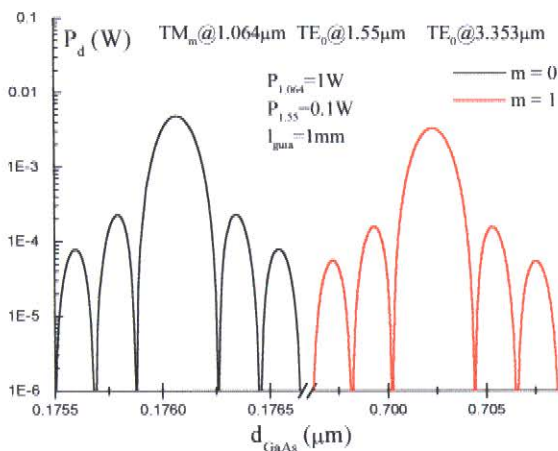


Figura 4-16. Potência Gerada. Ordens dos Modos (0,0,0) e (0,0,1)  
Guia Óx. de AlAs/GaAs/Óx. de AlAs

Nesta seção, foi mostrado que a técnica de inversão do sinal de “d”, permite aumentar de forma considerável o fator de overlap.

Nas próximas seções, esta idéia, assim como a de se relaxar os requisitos de uniformidade aproveitando as configurações não críticas (Seção 4.2.3.2), são utilizadas para se propor configurações de interesse prático.

## **4.4 Modelação**

A partir da análise apresentada neste capítulo, evidencia-se que o processo de modelação de guias de ondas para serem empregadas em interações paramétricas, requer que sejam considerados inúmeros fatores.

A seguir, é apresentado um resumo dos diferentes aspectos que devem ser considerados no processo de modelação.

- Comprimento de onda que se pretende gerar e fontes disponíveis para as ondas incidentes
- Tipos de Conversão de Frequências: Soma, Diferença, Segundo Harmônico
- Combinações de Modos válidas
- Combinações das ordens dos modos
- Materiais disponíveis para o crescimento epitaxial dos guias
- Batentes necessários dos índices de refração, para casamento entre modos de ordem zero
- Dispersão dos índices de refração
- Espessuras de casamento
- Requisitos de uniformidade dos filmes e pontos de casamento não crítico
- Fator de Overlap
- Inversão do sinal de  $d_{14}$ , quando o produto dos modos é ímpar
- Eficiência da geração

O programa desenvolvido para a modelação (Apêndice C), permite levar em consideração estes aspectos. Na seção seguinte, serão apresentados vários guias modelados utilizando este programa.

### **4.4.1 Exemplos e Configurações Propostas**

A ordem de apresentação dos exemplos está dada em primeiro lugar, pelo tipo de interação paramétrica (Soma, Diferença, e Segundo Harmônico). Dentro desta classificação, são expostos primeiro as interações que envolvem unicamente modos de ordem zero (0,0,0), e posteriormente as que envolvem um modo de ordem um (0,0,1).

Nesta seção, são propostas algumas configurações de guias de ondas, obtidas das modelações realizadas. Na **Tabela 4-4**, são mostrados de forma resumida, alguns dados dos guias apresentados como exemplos nesta seção.

Ex.	Tipo de Interação	Guia	Ondas Incidentes ( $\mu\text{m}$ )		Onda Gerada ( $\mu\text{m}$ )	Casamento não crítico
			Fixada	Variável		
1	Diferença	ZnSe/GaAs/ZnSe	$\text{TE}_0 @ \lambda_s = 1.33$	$\text{TM}_0 @ \lambda_{\text{Ti:Sp}} 1.031 - 1.2$	$\text{TE}_0 4.5 - 12.28$	$\lambda_{\text{nc}}=1.0312$ $d_{\text{cas}}=0.07477$
2		Óx. AlAs/GaAs/ Óx. AlAs	$\text{TE}_0 @ \lambda_s = 1.33$	$\text{TM}_0 @ \lambda_{\text{Ti:Sp}} 0.9 - 1.2$	$\text{TE}_0 2.78 - 12.28$	---
3		Óx. AlAs/GaAs/ Óx. AlAs	$\text{TE}_0 @ \lambda_s = 1.55$	$\text{TM}_0 @ \lambda_{\text{Ti:Sp}} 0.9 - 1.2$	$\text{TE}_0 2.15 - 5.31$	---
4	Soma	Óx. AlAs/GaAs/ Óx. AlAs	$\text{TE}_0 @ \lambda_s = 1.33$	$\text{TE}_0 @ \lambda_{\text{IR}} 2.78 - 10.6$	$\text{TM}_0 0.9 - 1.18$	---
5		Óx. AlAs/GaAs/ Óx. AlAs	$\text{TE}_0 @ \lambda_s = 1.55$	$\text{TE}_0 @ \lambda_{\text{IR}} 2.15 - 5$	$\text{TM}_0 0.9 - 1.18$	---
6		InGaP/GaAs/InGaP *	$\text{TE}_0 @ \lambda_s = 1.33$	$\text{TE}_0 @ \lambda_{\text{IR}} 3.587 - 10.6$	$\text{TM}_1 0.97 - 1.182$	$\lambda_{\text{nc}}=3.587$ $d_{\text{cas}}=0.3807$
7		InGaP/GaAs/InGaP *	$\text{TE}_0 @ \lambda_s = 1.55$	$\text{TE}_0 @ \lambda_{\text{IR}} 3.23 - 5$	$\text{TM}_1 1.047 - 1.183$	$\lambda_{\text{nc}}=3.2305$ $d_{\text{cas}}=0.4316$
8		$\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/ \text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As} *$	$\text{TE}_0 @ \lambda_s = 1.33$	$\text{TE}_0 @ \lambda_{\text{IR}} 2.78 - 11$	$\text{TM}_1 0.9 - 1.186$	---
9	Segundo	InGaP/GaAs/InGaP *	$\text{TE}_0 @ \lambda_f 2.325 - 2.4$		$\text{TM}_1 1.162 - 1.2$	$\lambda_{\text{nc}}=2.3246$ $d_{\text{cas}}=0.5032$
10	Harmônico	$\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/ \text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As} *$	$\text{TE}_0 @ \lambda_f 1.8 - 2.4$		$\text{TM}_1 0.95 - 1.2$	---

(\* - Aplicada a inversão do sinal de  $d_{14}$ )

Tabela 4-4. Exemplos de Configurações

Nas interações que empregam unicamente modos de ordem zero, são necessários batentes de índices de refração grandes, para se conseguir o casamento de fase (Seção 4.2.2).

Os guias de semicondutores III-V, construídos mediante crescimento epitaxial, têm batentes de índices de refração pequenos, da ordem de 1.1. Devido ao baixo batente dos índices de refração destes guias, as interações que geram a diferença das frequências das ondas incidentes empregando unicamente modos de ordem zero, requerem que para se conseguir o casamento, sejam misturados dois comprimentos de onda aproximados. Daí que, o comprimento da onda gerada seja muito longo ( $>10\mu\text{m}$ ) e que este caso não seja de interesse.

Os exemplos apresentados com batentes de índices de refração relativamente grandes, são guias de Óx. AlAs/GaAs/ Óx. AlAs e de ZnSe/GaAs/ZnSe. Nos guias de Óx. AlAs/GaAs/ Óx. AlAs, o alto batente é conseguido, posteriormente ao crescimento epitaxial, com a aplicação de uma técnica que aproveita a rápida taxa de oxidação do AlAs (Seção 3.6.2). No guia de ZnSe/GaAs/ZnSe, o alto batente é conseguido alternando no crescimento, compostos dos grupos II-VI e III-V de forma que os parâmetros de rede estejam casados.

Entretanto, nas interações que envolvem um modo de primeira ordem na onda gerada, não se tem a exigência de altos batentes dos índices de refração (Seção 4.2.1.3). Nestes casos, há a possibilidade de se utilizar uma gama mais ampla de materiais, incluídos os semicondutores III-V.

As fontes para as ondas incidentes, geralmente emitem em modos de ordem zero, e a potência nestes modos, é muito maior do que a dos modos de ordem superior. Daí que nos exemplos, seja considerado que os modos das ondas incidentes são de ordem zero.

Os exemplos concentram-se nas interações com modos de ordens (0, 0, 0) e (0, 0, 1), por serem os de maior interesse. Em especial, é considerada a interação  $e_0 + e_0 \rightarrow mk$ , por ser a única que permite realizar casamento entre modos de ordem zero ( $k=0$ ), além de poder-se aplicar com a mesma interação, a técnica de inversão do sinal de  $d_{14}$  ( $k=1$ ).

Nos casos em que participa um modo de primeira ordem, supõe-se que os guias foram construídos aplicando a técnica de fusão atômica (Seção 4.3), para se inverter o sinal do coeficiente não linear  $d_{14}$ . Estes exemplos estão marcados na tabela com um asterisco (\*).

No caso de diferença de frequências, a interação  $e_0 + e_0 \rightarrow mk$  é possível apenas quando todos os modos são de ordem zero. Entretanto, na geração da soma e do segundo harmônico, esta interação pode realizar-se com o modo da onda gerada sendo de ordem zero ou um.

Os valores de 1.33 e 1.55 $\mu\text{m}$  dos comprimentos das ondas incidentes fixas, foram considerados por estar disponíveis comercialmente, lasers semicondutores de InGaAsP, que emitem nestes valores com alta potência.

Em relação às faixas de valores dos comprimentos das ondas incidentes variáveis, foram consideradas três possíveis fontes: um laser sintonizável de Ti:Sp, um laser Cobra sintonizável de Co:MgF<sub>2</sub> (disponíveis nos laboratórios do LPD), e uma radiação de luz infravermelha (IR) a se detectar.

A tabela apresenta também, para cada exemplo, a possível faixa de valores dos comprimentos das ondas a se gerar.

Em alguns dos exemplos, é indicada a existência de pontos de casamento não crítico, nos quais os requisitos de uniformidade estão relaxados.

A seguir será dada uma exposição mais detalhada dos exemplos, para cada um destes, serão apresentados os quatro gráficos seguintes:

- **espessura de casamento** ( $d_{cas}$  vs.  $\lambda_{var}$ ): a curva das espessuras de casamento da camada central do guia em função do comprimento da onda variável,
- **requisitos de uniformidade** ( $\Delta d$  vs.  $\lambda_{var}$ ): a variação permissível da espessura da camada central, entorno da espessura de casamento de forma que o casamento e a eficiência não sejam drasticamente afetadas,
- **Fator de Overlap** ( $f_{ov}$  vs.  $\lambda_{var}$ ): mostra a variação do Fator de Overlap em função do comprimento de onda para as espessuras onde acontece o casamento de fase,
- **Eficiência da interação** ( $P_g/P_{menor}$ ): a fração de energia gerada por unidade da onda incidente de menor potência.

Cada ponto da curva  $d_{cas}$  vs.  $\lambda_{var}$  representa uma possível espessura para a camada central do guia com a qual se conseguiria casamento de fase, se incide o correspondente comprimento de onda do eixo  $x$ . Em alguns dos exemplos, é possível se observar, nesta curva, comprimentos de onda para os que existem duas espessuras de casamento, assim como pontos de casamento não crítico.

Os guias crescidos com espessuras aproximadas às do ponto não crítico, oferecem a possibilidade de emitir em forma aproximadamente casada (Seção 4.2.3.2.2).

Os requisitos de uniformidade refletidos na curva  $\Delta d$  vs.  $\lambda_{var}$ , somados às possibilidades reais de se satisfazer os mesmos, determinam a factibilidade ou não de que o guia tenha a funcionalidade prevista. Nos exemplos apresentados, é esclarecido em cada caso, a possibilidade ou não de que o guia seja crescido com as especificações previstas.

Nos guias em que existem duas espessuras de casamento para um mesmo comprimento de onda, o gráfico  $\Delta d$  vs.  $\lambda_{var}$  apresenta  $\Delta d$ 's diferentes para cada. Os valores de  $\Delta d$  mostrados em vermelho correspondem à espessura menor das duas.

O cálculo dos valores de  $\Delta d$  permissíveis foram realizados de duas maneiras diferentes, dependendo do valor da primeira derivada no ponto de casamento ser zero (Seção 4.2.3.2) ou não (Seção 3.6.1.1). No ponto de casamento não crítico (primeira derivada zero) os requisitos de uniformidade são altamente relaxados.

As técnicas de crescimento atuais, possibilitam a disponibilidade comercial de *wafers* com filmes crescidos com uma variação na espessura de 5%, a uma distância de 40mm do centro<sup>1</sup>. Supondo que a variação da espessura aumente linearmente, obtêm-se que a variação em um filme de 1mm com 0.5 $\mu$ m de espessura especificada, é de 6Å.

Para se definir as faixas dos comprimentos de onda onde os dispositivos são viáveis, foi adotado de maneira conservadora que a variação permissível devia ser  $\geq 20\text{Å}$  ( $\approx 3 \cdot 6\text{Å}$ ).

O Fator de Overlap é uma medida do acoplamento entre os modos, quanto maior seja seu valor, maior eficiência é conseguida. Nos casos em que existam duas espessuras de casamento para um mesmo comprimento, também existem dois pontos na curva do fator de overlap.

Tanto os cálculos dos requisitos de uniformidade, quanto da eficiência, supõem que os guias tem 1mm de comprimento.

---

<sup>1</sup> Qualidade oferecida pela empresa *Epitaxial Products International, Ltd*, UK



## Exemplo 1

Composição: ZnSe/GaAs/ZnSe

Tipo de Interação: Diferença de Frequências

Ondas Incidentes:  $TE_0 @ \lambda_s = 1.33 \mu m$        $TM_0 @ \lambda_{Ti:Sp} = 1.031 - 1.2 \mu m$

Potência de  $\lambda_{Ti:Sp}$ : 1 W

Onda Gerada:  $TE_0 @ \lambda_{dif} = 4.5 - 12.28 \mu m$

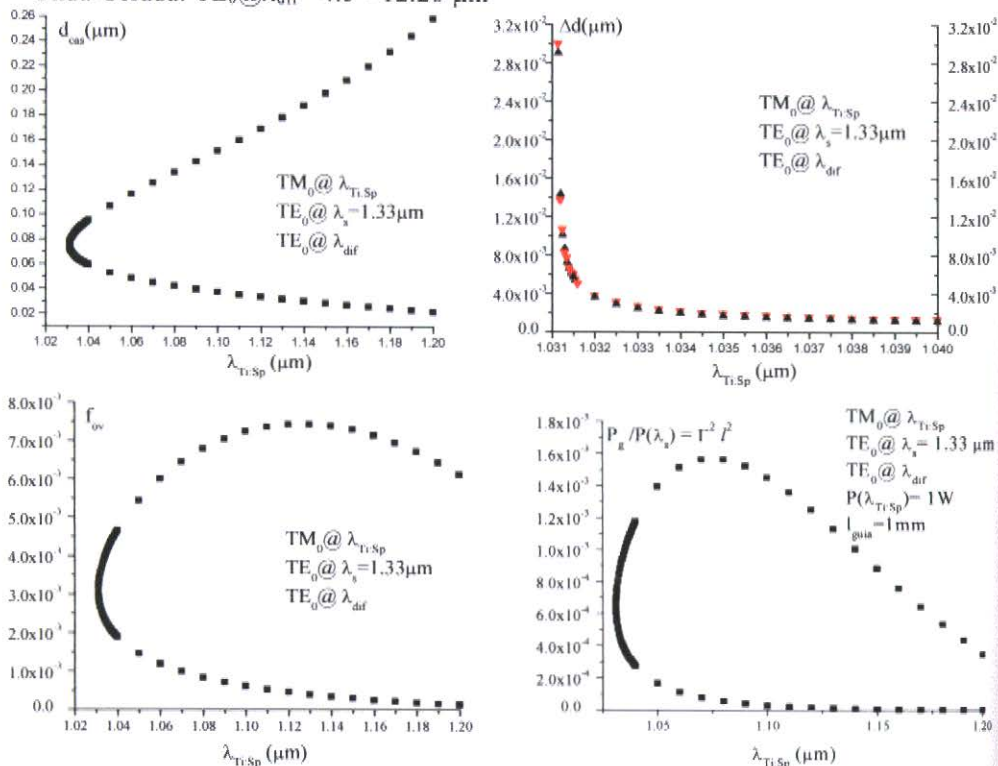


Figura 4-17. Guia de Ondas I ZnSe/GaAs/ZnSe

Batente dos índices de refração alto ao alternar camadas de compostos dos grupos II-VI e III-V.

Os requisitos de uniformidade são possíveis de se alcançar, nos seguintes intervalos restringidos de comprimentos de onda:

Onda Incidente:  $TM_0 @ \lambda_{Ti:Sp} = 1.031 - 1.035 \mu m$

Onda Gerada:  $TE_0 @ \lambda_{dif} = 4.586 - 4.666 \mu m$

O guia mais viável, é o crescido com a configuração correspondente ao ponto de casamento não crítico ( $d_{cas} = 0.07477$  e  $\lambda_{dif} = 1.0312 \mu m$ ), o qual emite  $\lambda_{dif} = 4.59 \mu m$ . Neste caso, é possível sintonizar o laser de Ti:Sp para se emitir em uma faixa entorno deste comprimento.

## Exemplo 2

Composição: Óx. de AlAs/GaAs/ Óx. de AlAs

Tipo de Interação: Diferença de Frequências

Ondas Incidentes:  $TE_0 @ \lambda_s = 1.33 \mu m$        $TM_0 @ \lambda_{Ti:Sp} = 0.9 - 1.2 \mu m$

Potência de  $\lambda_{Ti:Sp}$ : 1W

Onda Gerada:  $TE_0 @ \lambda_{dif} = 2.78 - 12.28 \mu m$

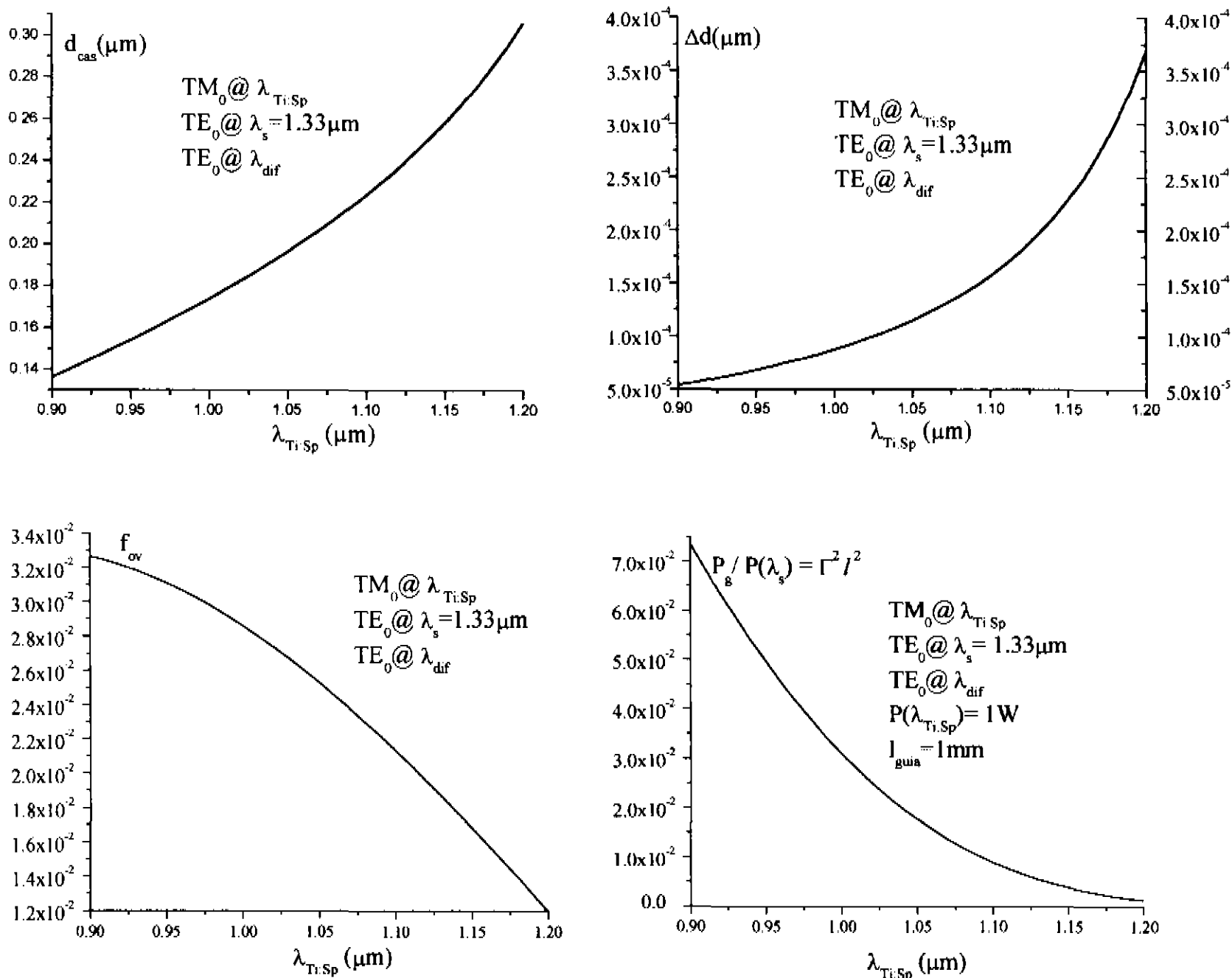


Figura 4-18. Guia de Ondas 2 Óx. de AlAs/GaAs/ Óx. de AlAs

Batente dos índices de refração alto ao se oxidar as camadas de AlAs.

Não tem ponto de casamento não crítico.

Não é possível se alcançar os requisitos de uniformidade, portanto, não é possível se construir este dispositivo.

### Exemplo 3

Composição: Óx. de AlAs/GaAs/ Óx. de AlAs

Tipo de Interação: Diferença de Freqüências

Ondas Incidentes:  $TE_0 @ \lambda_s = 1.55 \mu m$        $TM_0 @ \lambda_{Ti:Sp} = 0.9 - 1.2 \mu m$

Potência de  $\lambda_{Ti:Sp}$ : 1 W

Onda Gerada:  $TE_0 @ \lambda_{dif} = 2.15 - 5.31 \mu m$

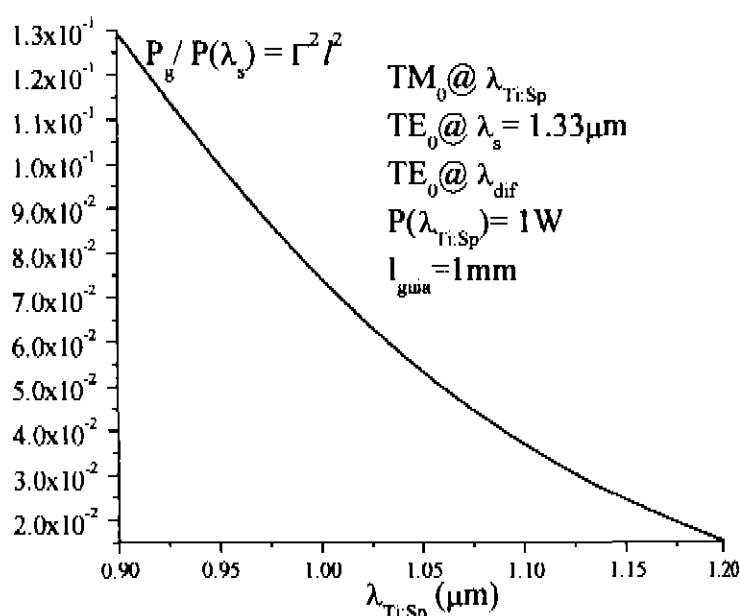
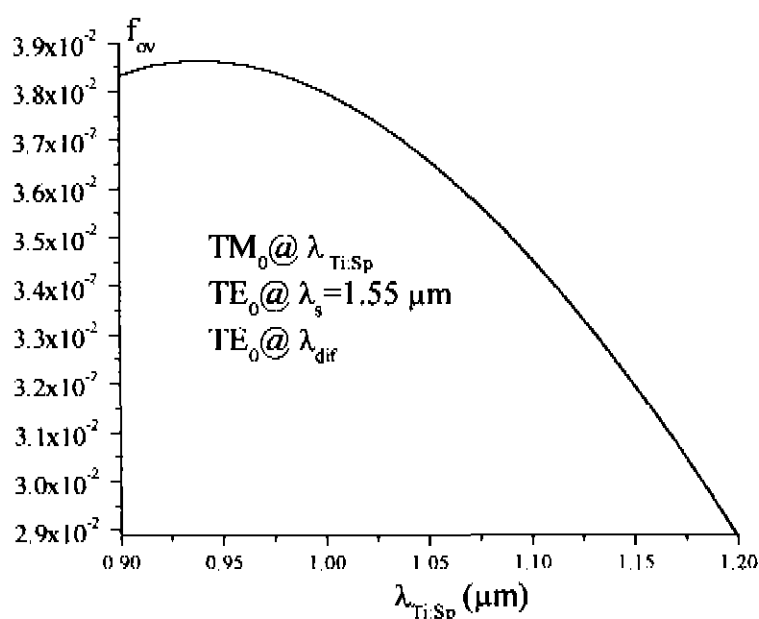
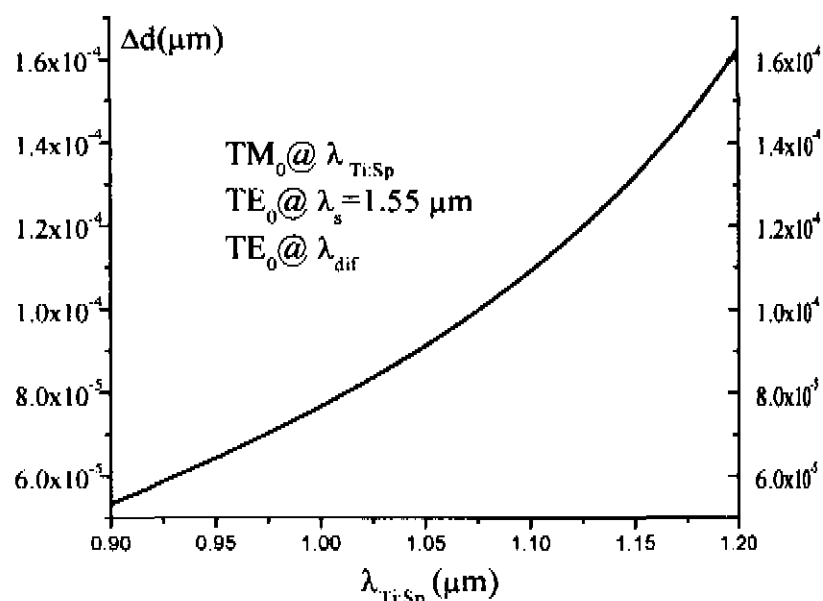
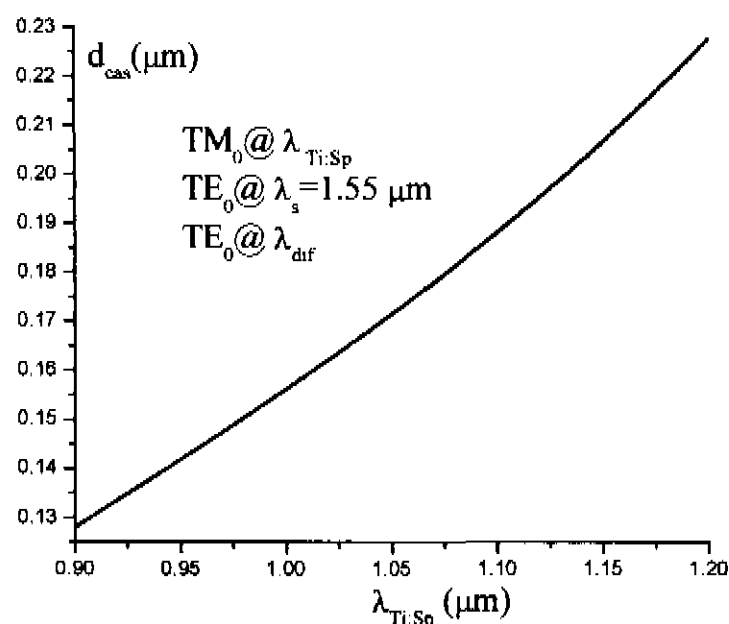


Figura 4-19. Guia de Ondas 3 Óx. de AlAs/GaAs/ Óx. de AlAs

Batente dos índices de refração alto ao se oxidar as camadas de AlAs.

Não tem ponto de casamento não crítico.

Não é possível se alcançar os requisitos de uniformidade, portanto, não é possível se construir este dispositivo.

## Exemplo 4

Composição: Óx. de AlAs/GaAs/ Óx. de AlAs

Tipo de Interação : Soma de Frequências

Ondas Incidentes:  $TE_0@ \lambda_s = 1.33 \mu m$        $TE_0@ \lambda_{IR} = 2.78 - 10.6 \mu m$

Potência de  $\lambda_s$ : 0.1 W

Onda Gerada:  $TM_0@ \lambda_{soma} = 0.9 - 1.182 \mu m$

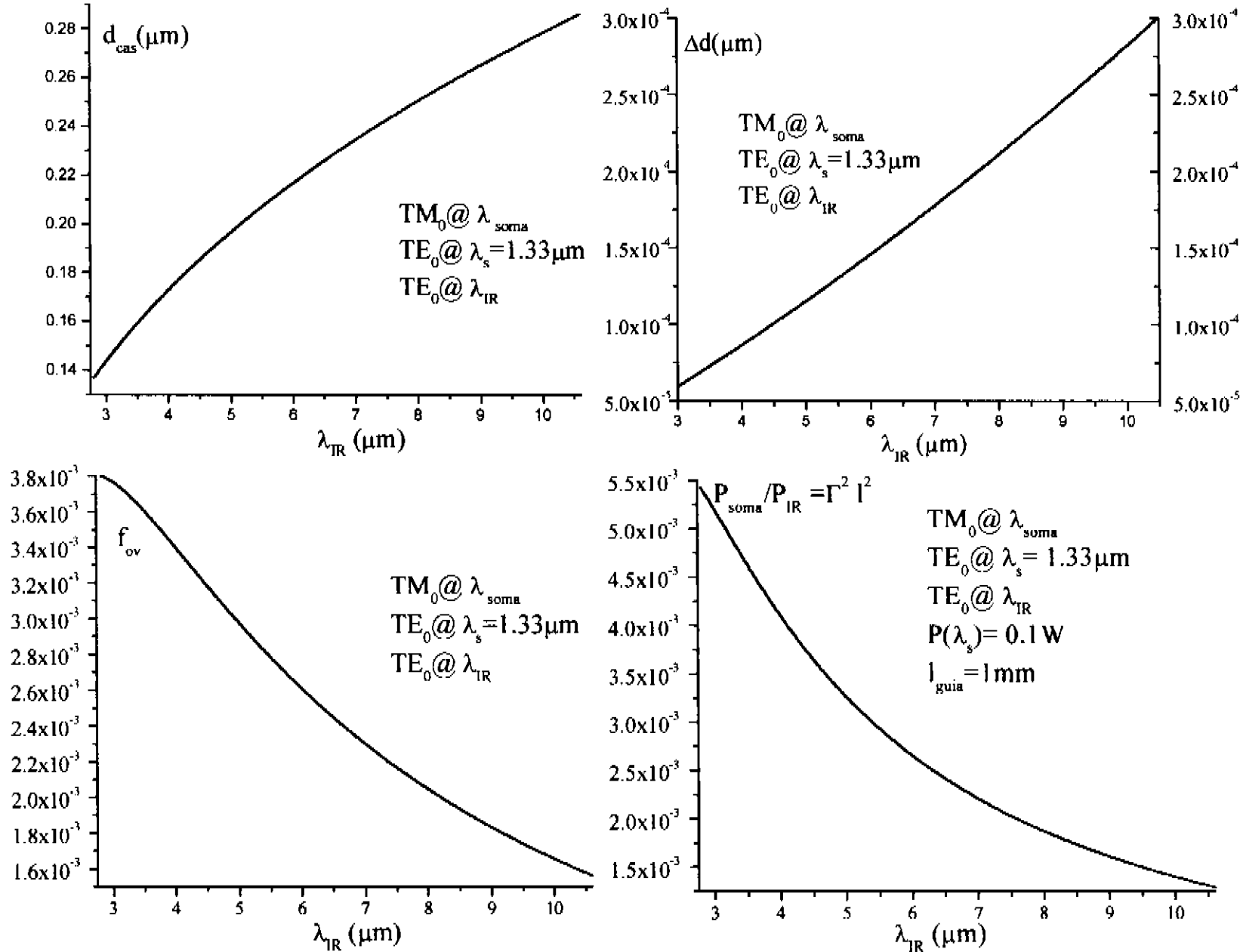


Figura 4-20. Guia de Ondas 4 Óx. de AlAs/GaAs/ Óx. de AlAs

Batente dos índices de refração alto ao se oxidar as camadas de AlAs.

Não tem ponto de casamento não crítico.

Não é possível se alcançar os requisitos de uniformidade, portanto, não é possível se construir este dispositivo.

Exemplo 5

Composição: Óx. de AlAs/GaAs/ Óx. de AlAs

Tipo de Interação : Soma de Frequências

Ondas Incidentes:  $TE_0@ \lambda_s = 1.55 \mu m$        $TE_0@ \lambda_{IR} = 2.15 - 5 \mu m$

Potência de  $\lambda_s$ : 0.1W

Onda Gerada:  $TM_0@ \lambda_{soma} = 0.9 - 1.183 \mu m$

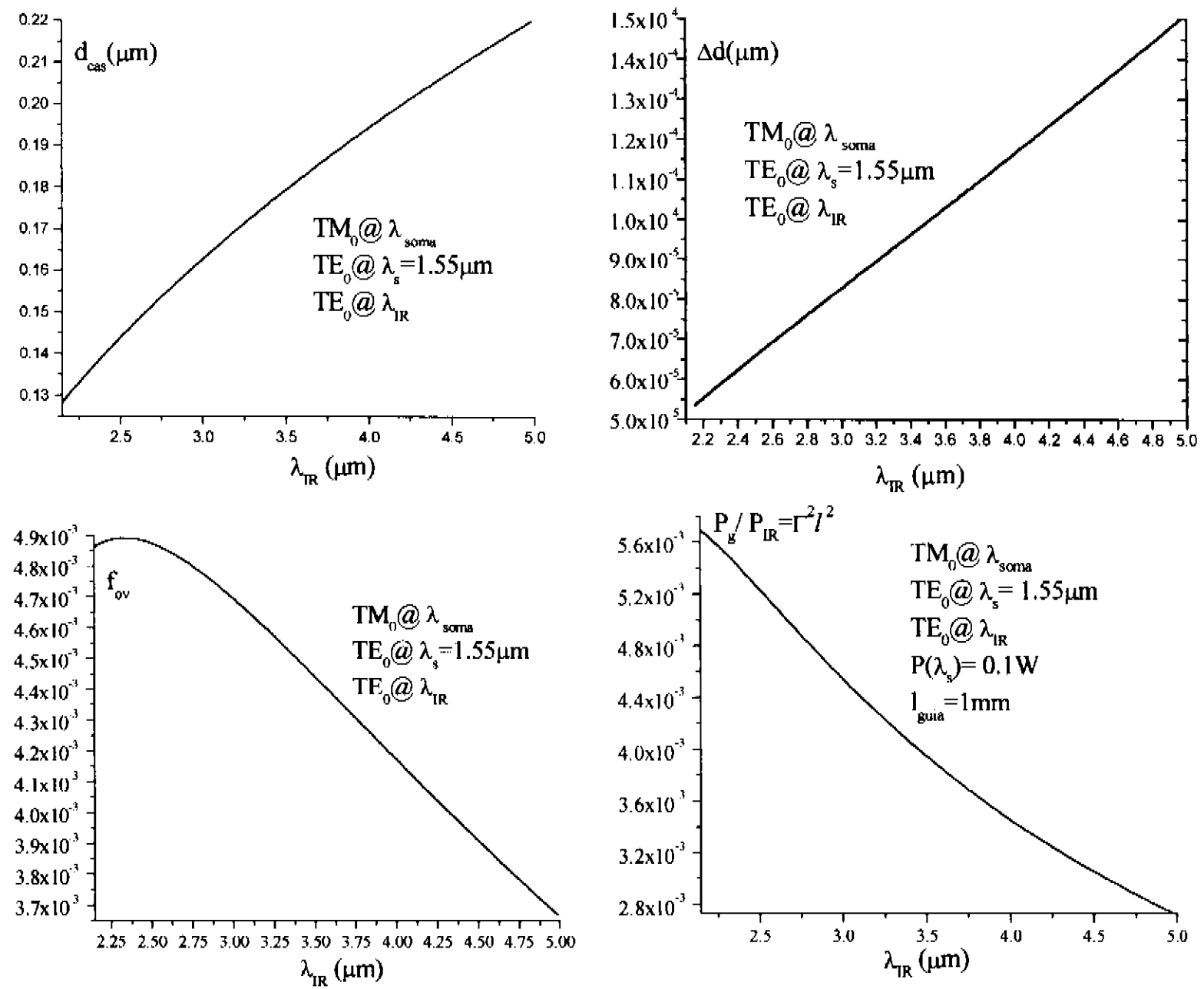


Figura 4-21. Guia de Ondas 5 Óx. de AlAs/GaAs/ Óx. de AlAs

Batente dos índices de refração alto ao se oxidar as camadas de AlAs.

Não tem ponto de casamento não crítico.

Não é possível se alcançar os requisitos de uniformidade, portanto, não é possível se construir este dispositivo.

## Exemplo 6

Composição: InGaP/GaAs/InGaP (utiliza a técnica de inversão de d)

Tipo de Interação : Soma de Frequências

Ondas Incidentes:  $TE_0@ \lambda_s = 1.33 \mu m$        $TE_0@ \lambda_{IR} = 3.587 - 10.6 \mu m$

Potência de  $\lambda_s$ : 0.1 W

Onda Gerada:  $TM_1@ \lambda_{soma} = 0.97 - 1.182 \mu m$

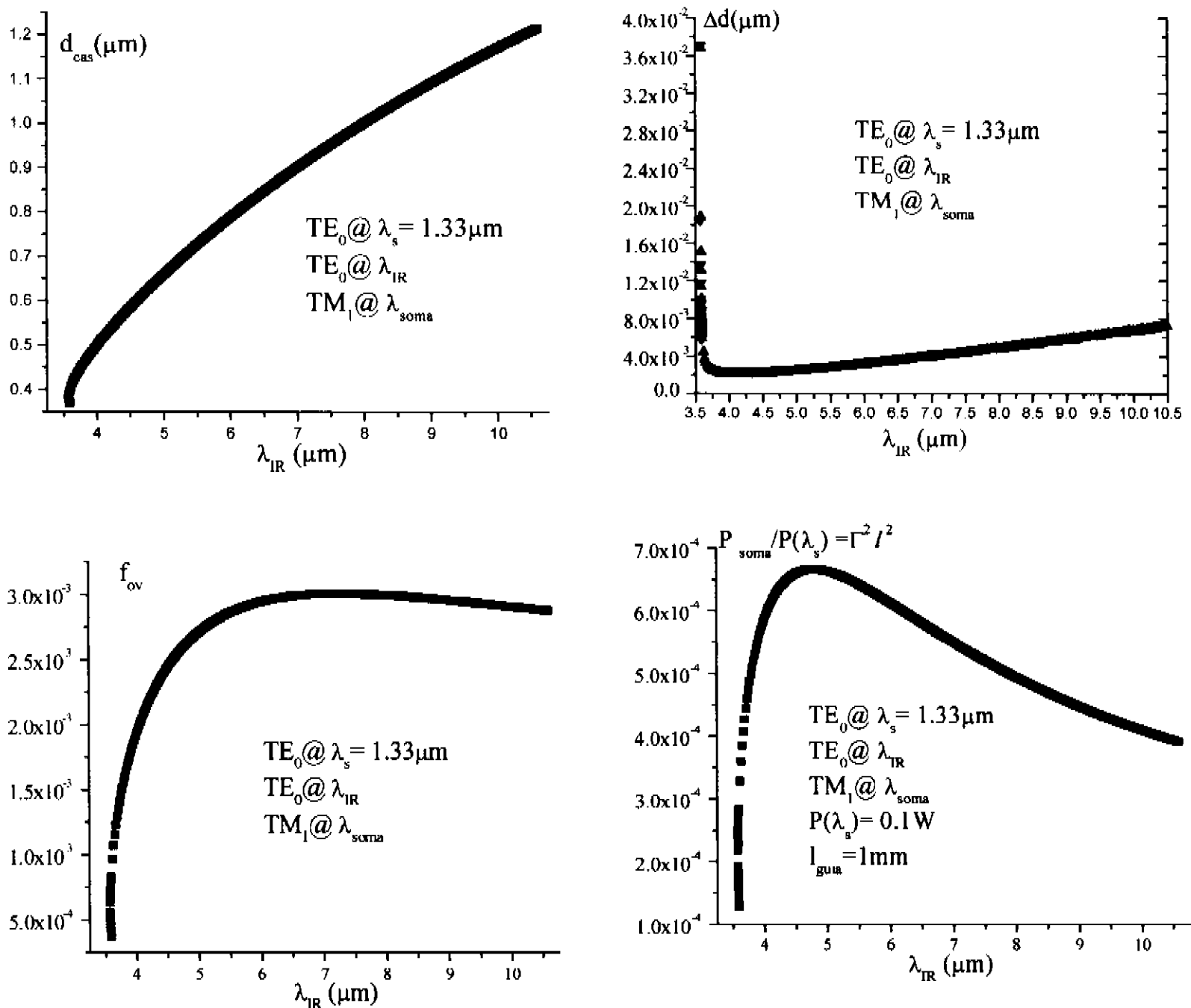


Figura 4-22. Guia de Ondas 6 InGaP/GaAs/InGaP

Os requisitos de uniformidade são possíveis de se alcançar em todo o intervalo analisado.

O guia mais viável, é o crescido com a configuração correspondente ao ponto de casamento não crítico ( $d_{cas} = 0.3807 \mu m$  e  $\lambda_{IR} = 3.587 \mu m$ ), o qual detecta de forma mais sensível a luz infravermelha na sua vizinhança.

## Exemplo 6

Composição: InGaP/GaAs/InGaP (utiliza a técnica de inversão de d)

Tipo de Interação : Soma de Frequências

Ondas Incidentes:  $TE_0 @ \lambda_s = 1.33 \mu m$        $TE_0 @ \lambda_{IR} = 3.587 - 10.6 \mu m$

Potência de  $\lambda_s$ : 0.1 W

Onda Gerada:  $TM_1 @ \lambda_{soma} = 0.97 - 1.182 \mu m$

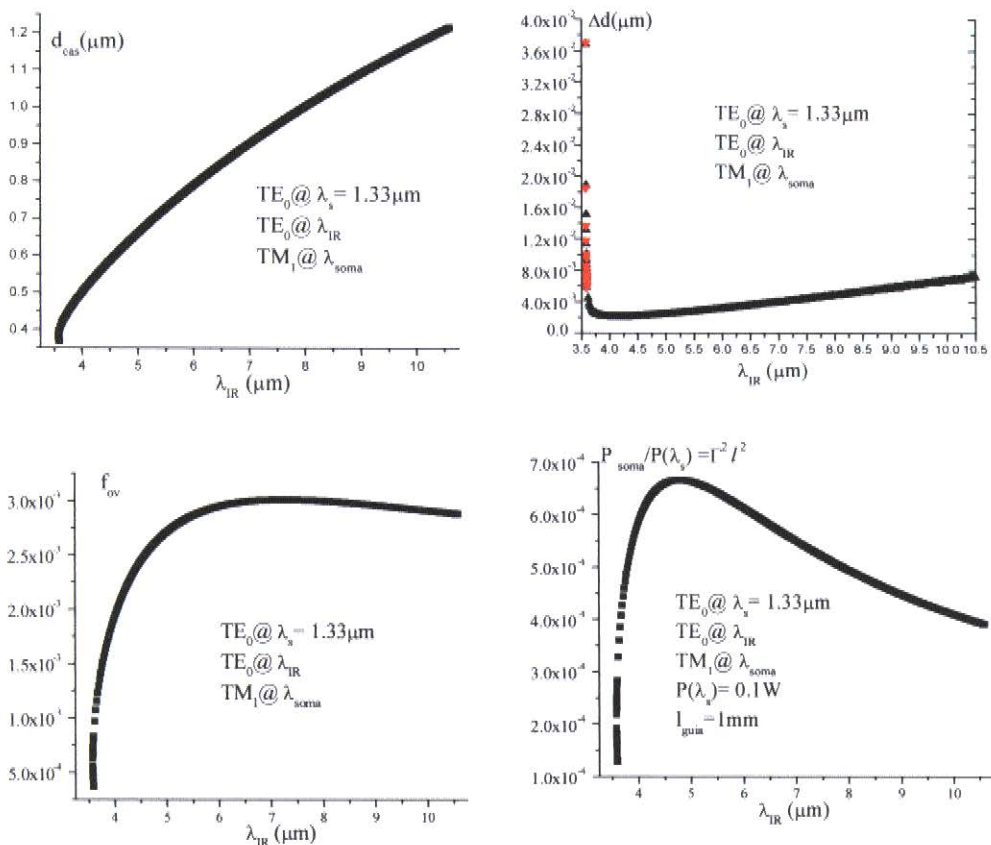


Figura 4-22. Guia de Ondas 6 InGaP/GaAs/InGaP

Os requisitos de uniformidade são possíveis de se alcançar em todo o intervalo analisado.

O guia mais viável, é o crescido com a configuração correspondente ao ponto de casamento não crítico ( $d_{cas} = 0.3807 \mu m$  e  $\lambda_{IR} = 3.587 \mu m$ ), o qual detecta de forma mais sensível a luz infravermelha na sua vizinhança.

## Exemplo 7

Composição: InGaP/GaAs/InGaP (utiliza a técnica de inversão de d)

Tipo de Interação : Soma de Freqüências

Ondas Incidentes:  $TE_0 @ \lambda_s = 1.55 \mu m$        $TE_0 @ \lambda_{IR} = 3.23 - 5 \mu m$

Potência de  $\lambda_s$ : 0.1 W

Onda Gerada:  $TM_1 @ \lambda_{soma} = 1.047 - 1.183 \mu m$

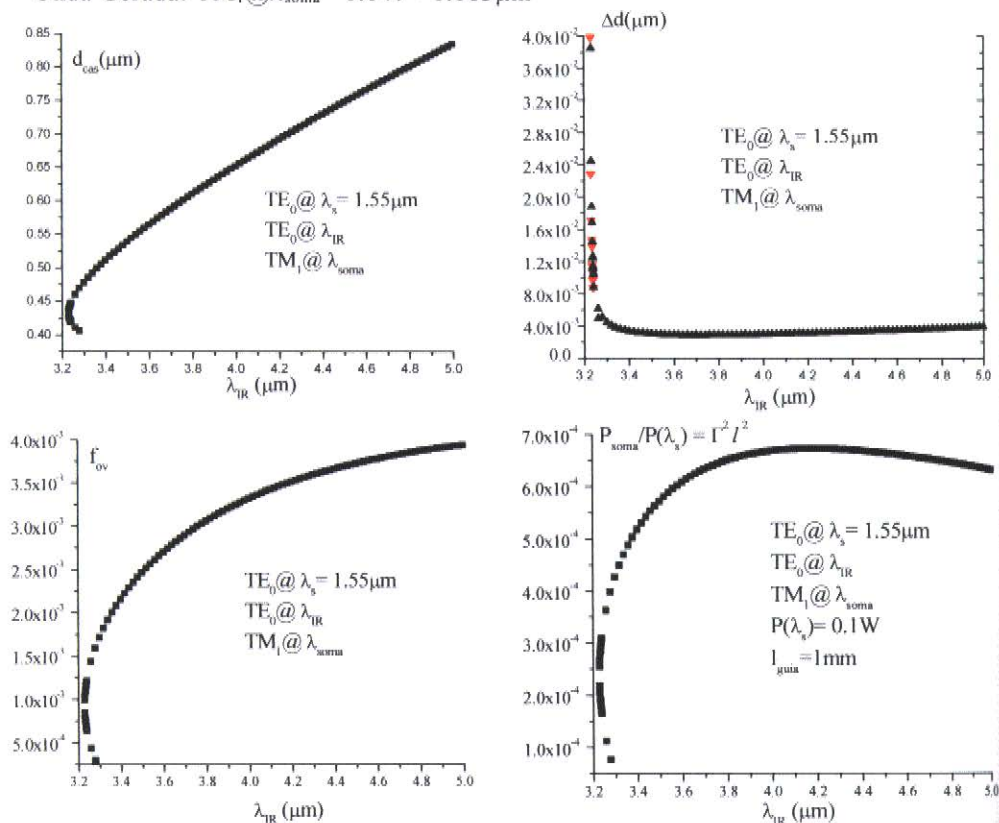


Figura 4-23. Guia de Ondas 7 InGaP/GaAs/InGaP

Os requisitos de uniformidade são possíveis de se alcançar em todo o intervalo analisado.

O guia mais viável, é o crescido com a configuração correspondente ao ponto de casamento não crítico ( $d_{cas} = 0.4316 \mu m$  e  $\lambda_{IR} = 3.2305 \mu m$ ), o qual detecta de forma mais sensível a luz infravermelha na sua vizinhança.



## Exemplo 8

Composição:  $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$  (com a técnica de inversão de  $d$ )

Tipo de Interação : Soma de Frequências

Ondas Incidentes:  $\text{TE}_0 @ \lambda_s = 1.33 \mu\text{m}$        $\text{TE}_0 @ \lambda_{\text{IR}} = 2.78 - 11 \mu\text{m}$

Potência de  $\lambda_s$ : 0.1 W

Onda Gerada:  $\text{TM}_1 @ \lambda_{\text{soma}} = 0.9 - 1.186 \mu\text{m}$

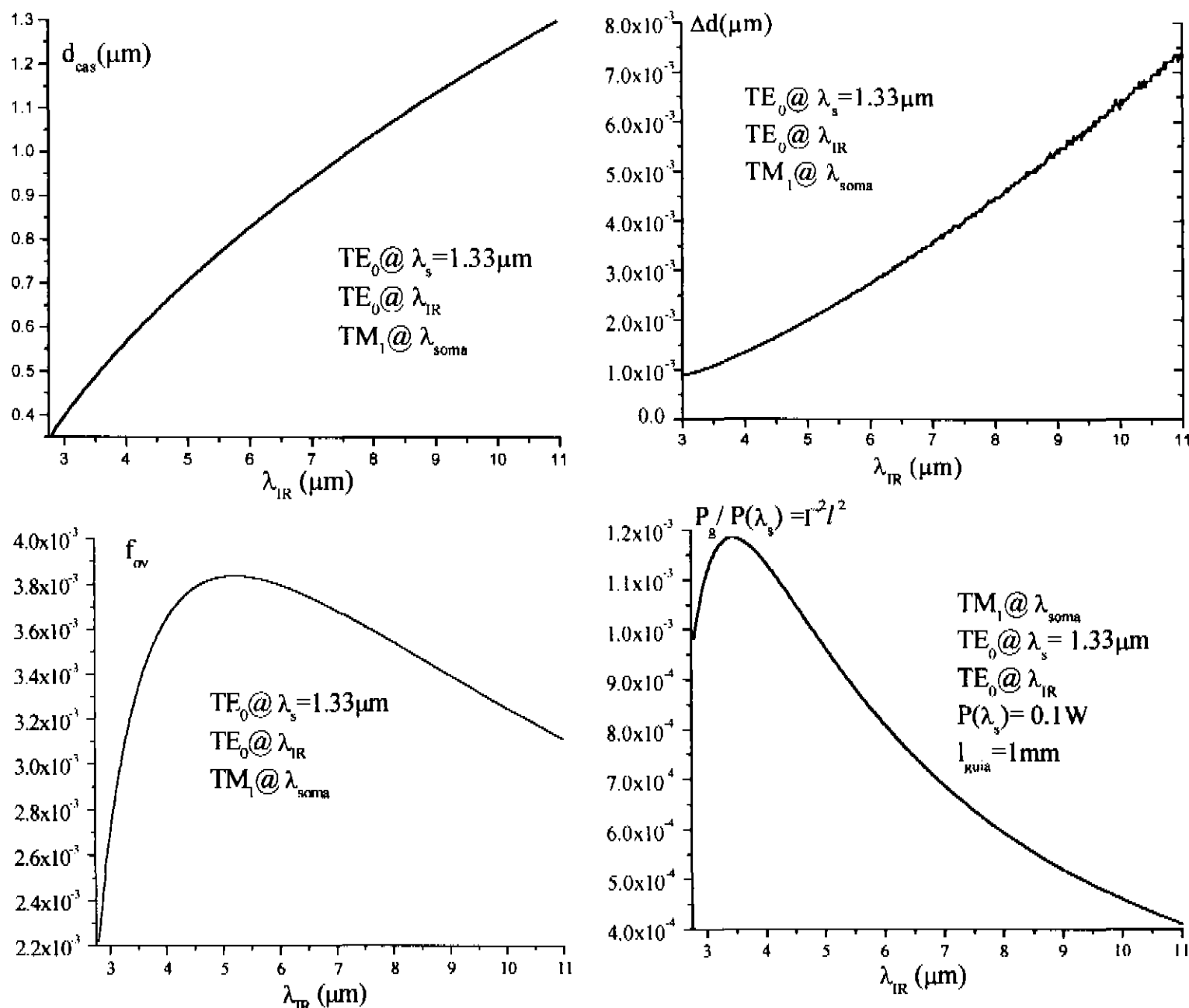


Figura 4-24. Guia de Ondas 8  $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$

Os requisitos de uniformidade são possíveis de se alcançar, nos seguintes intervalos restringidos de comprimentos de onda:

Onda Incidente:  $\text{TE}_0 @ \lambda_{\text{Ti:Sp}} = 5 - 11 \mu\text{m}$

Onda Gerada:  $\text{TM}_1 @ \lambda_{\text{soma}} = 1.05 - 1.186 \mu\text{m}$

Não tem ponto de casamento não crítico.

## Exemplo 9

Composição: InGaP/GaAs/InGaP (utiliza a técnica de inversão de  $d$ )

Tipo de Interação: Segundo Harmônico

Ondas Incidentes (fundamental):  $TE_0 @ \lambda_f = 2.325 - 2.4 \mu m$

Potência de  $\lambda_f$ : 1W

Onda Gerada:  $TM_1 @ \lambda_{SH} = 1.162 - 1.2 \mu m$

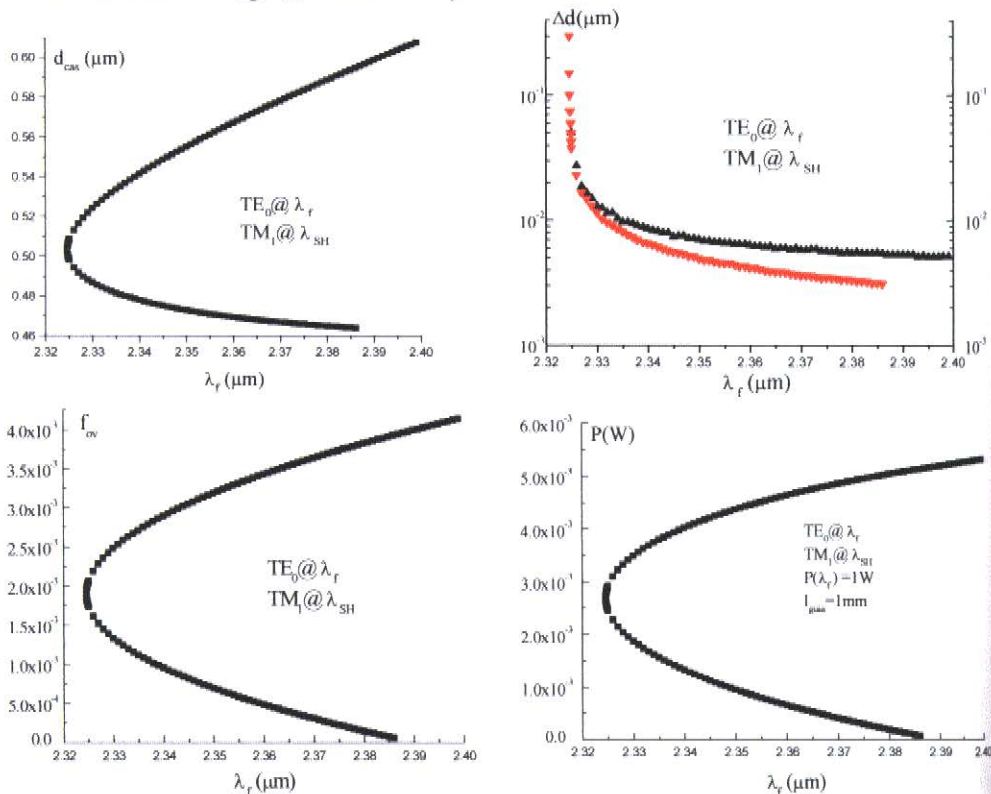


Figura 4-25. Guia de Ondas 9 InGaP/GaAs/InGaP

Os requisitos de uniformidade são possíveis de se alcançar, em todo o intervalo analisado.

Ponto de casamento não crítico:  $\lambda_{nc} = 2.3246 \mu m$   $d_{cas} = 0.5032 \mu m$

Este guia oferece a possibilidade de geração do Segundo Harmônico, com requisitos de uniformidade altamente relaxados.

## Exemplo 10

Composição:  $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$  (com a técnica de inversão de d)

Tipo de Interação: Segundo Harmônico

Ondas Incidentes (fundamental):  $\text{TE}_0@ \lambda_f = 1.8 - 2.4 \mu\text{m}$

Potência de  $\lambda_f$ : 1W

Onda Gerada:  $\text{TM}_1@ \lambda_{\text{SH}} = 0.95 - 1.2 \mu\text{m}$

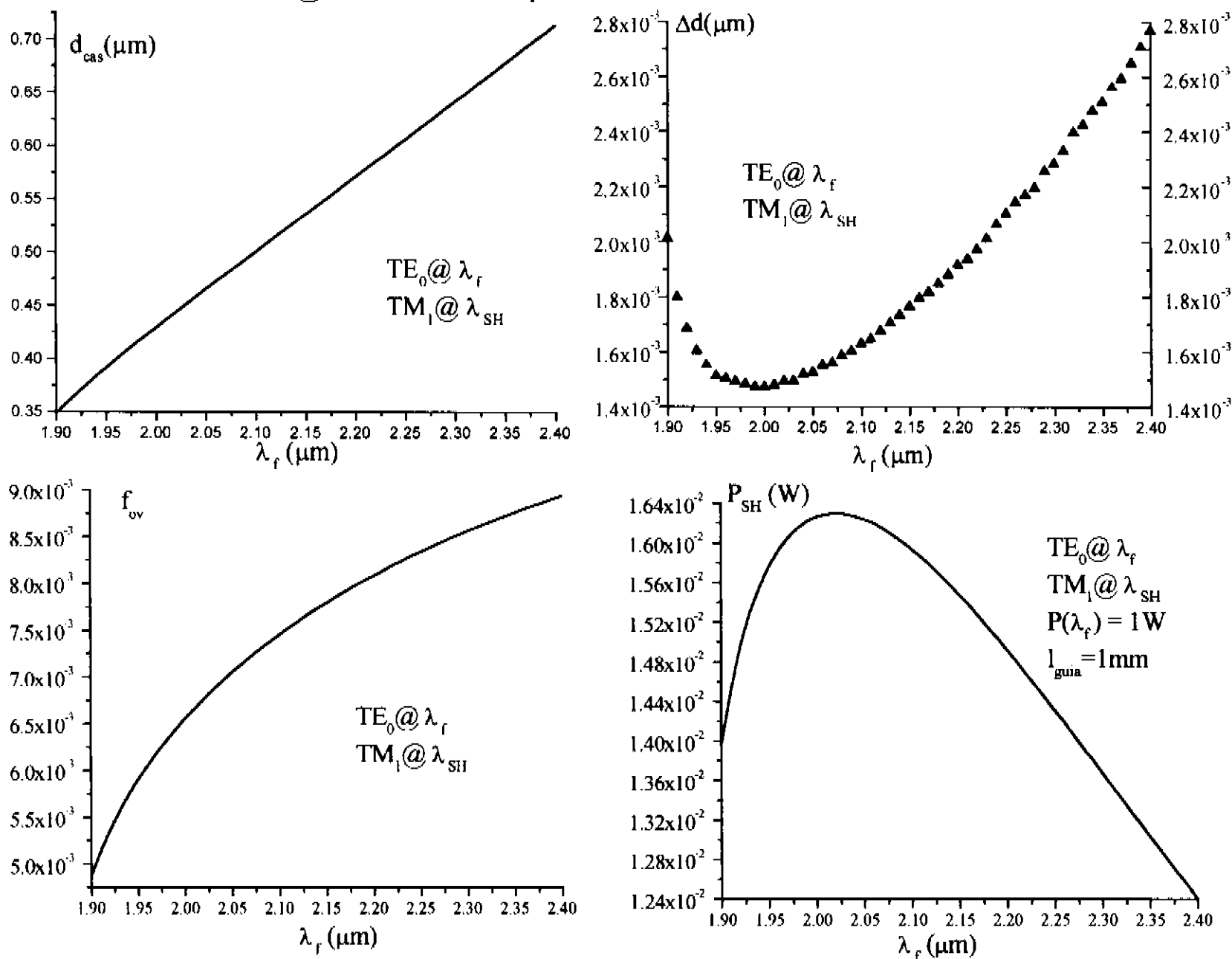


Figura 4-26. Guia de Ondas 10  $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$

Os requisitos de uniformidade são possíveis de se alcançar, nos seguintes intervalos restringidos de comprimentos de onda:

Onda Incidente:  $\text{TE}_0@ \lambda_f = 2.2 - 2.4 \mu\text{m}$

Onda Gerada:  $\text{TM}_1@ \lambda_{\text{SH}} = 1.1 - 1.2 \mu\text{m}$

Neste guia, é possível se conseguir a geração do Segundo Harmônico no intervalo reduzido.

Os requisitos de uniformidade, são mais restritos neste exemplo do que no anterior, devido a que, não existe ponto de casamento não crítico neste intervalo.

Nos diferentes exemplos, foram indicadas as variações de espessura permissíveis entorno das espessuras de casamento, para se manter a eficiência da interação. Em alguns destes exemplos, foi indicado também que as faixas de comprimentos de onda consideradas inicialmente, ficam restringidas pela impossibilidade de se alcançar os requisitos de uniformidade em algumas regiões.

Na Tabela 4-5, apresenta-se um resumo dos diferentes intervalos, onde os guias dos exemplos, satisfazem a condição de casamento de fase e os requisitos de uniformidade.

Ex.	Guia	Ondas Incidentes ( $\mu\text{m}$ )			Onda Gerada ( $\mu\text{m}$ )	
		Fixada	Variável		Casamento	Restringido
			Casamento	Restringido		
1	ZnSe/GaAs/ZnSe	1.33	1.031 - 1.2	1.031 - 1.035	4.5 - 12.28	4.586 - 4.666
2	Óx. AlAs/GaAs/ Óx. AlAs	1.33	0.9 - 1.2	---	2.78 - 12.28	---
3	Óx. AlAs/GaAs/ Óx. AlAs	1.55	0.9 - 1.2	---	2.15 - 5.31	---
4	Óx. AlAs/GaAs/ Óx. AlAs	1.33	2.78 - 10.6	---	0.9 - 1.182	---
5	Óx. AlAs/GaAs/ Óx. AlAs	1.55	2.15 - 5	---	0.9 - 1.183	---
6	InGaP/GaAs/InGaP *	1.33	3.587 - 10.6	sem restrição	0.97 - 1.182	sem restrição
7	InGaP/GaAs/InGaP *	1.55	3.23 a 5	sem restrição	1.047 - 1.183	sem restrição
8	Ga <sub>0.3</sub> Al <sub>0.7</sub> As/GaAs/ Ga <sub>0.3</sub> Al <sub>0.7</sub> As *	1.33	2.78 - 11	5 - 11	0.9 - 1.186	1.05 - 1.186
9	InGaP/GaAs/InGaP *	---	2.325 - 2.4	sem restrição	1.162 - 1.2	sem restrição
10	Ga <sub>0.3</sub> Al <sub>0.7</sub> As/GaAs/ Ga <sub>0.3</sub> Al <sub>0.7</sub> As *	---	1.8 - 2.4	2.2 - 2.4	0.95 - 1.2	1.1 - 1.2

Tabela 4-5. Faixas de Comprimentos de Onda que satisfazem o Casamento de Fase e os Requisitos de Uniformidade

Nas modelações feitas, encontrou-se que no caso do segundo harmônico, o ponto de casamento não crítico é deslocado para comprimentos de ondas maiores, na medida que o batente dos índices de refração é menor.

Com referência aos guias utilizados para a detecção de luz infravermelha, é importante destacar que a eficiência de geração destes, pode ser aumentada em certas faixas, proporcionalmente ao quadrado do comprimento do guia, mas isto está limitado pelos requisitos de uniformidade que são mais restritos ( $l^{-1}$ ), na medida que o comprimento do guia aumenta.

## 4.5 Conclusões

Neste capítulo, foram estudadas algumas possibilidades de se realizar interações paramétricas, utilizando guias de ondas de semicondutores  $\overline{43m}$  crescidos epitaxialmente. De maneira resumida, os principais resultados obtidos são:

- 1) Critério (curva) do batente mínimo necessário para se conseguir interações casadas que envolvam unicamente modos de ordem zero (Seção 4.2.2),
- 2) Existência das configurações não críticas que relaxam os estritos requisitos de uniformidade (Seção 4.2.3.2),
- 3) Possibilidade de se gerar luz de maneira aproximadamente casada na vizinhança dos pontos não críticos, sintonizando o comprimento de uma das ondas incidentes (Seção 4.2.3.2.2),
- 4) Proposta para se evitar a anulação do Fator de Overlap em interações com produto das ordens dos modos ímpar e com eficiência comparável à de modos de ordem zero (Seção 4.3),
- 5) Proposta de configurações práticas (Exemplos 1, 6-10) que aproveitam a existência de pontos de casamento não críticos, assim como a maximização do Fator de Overlap, através da Técnica para se inverter o sinal do coeficiente não linear  $d_{14}$  (Seção 4.4.1).

Dos exemplos expostos, conclui-se que, embora em certos materiais possa realizar-se casamento entre modos de ordem zero e maximizar o fator de overlap, os requisitos de uniformidade podem não permitir a viabilidade destes dispositivos. Isto faz com que a técnica de inversão do sinal de " $d_{14}$ " adquira maior importância, já que brinda a possibilidade de utilizar uma gama mais ampla de materiais com interações que incluam um modo de ordem um.

A técnica de inversão do sinal de " $d_{14}$ ", proposta nesta tese (Seção 4.3), oferece uma boa possibilidade de se utilizar materiais com baixo batente entre seus índices de refração, para se construir "Up-Converters" na óptica integrada (Exemplos 6-8). Estes dispositivos, ao receber uma frequência do infravermelho longínquo ou médio e misturá-la com uma outra do infravermelho médio ou próximo, geram ondas com frequências para as quais existem detetores de Si ou Ge altamente sensíveis. A construção deste tipo de dispositivos oferece uma possibilidade atrativa para a detecção de luz infravermelha.

Do estudado neste capítulo conclui-se que, para se construir emissores paramétricos mediante a diferença de frequências, é necessário utilizar materiais com um batente de índices de refração suficientemente grande. Entretanto, a construção de "up-converters" acoplados a detetores de Si ou Ge pode ser realizada em guias tanto com grande batente de índices de refração (casamento entre modos de ordem zero), quanto com materiais de pequenos batentes junto com a idéia de inversão do sinal de " $d_{14}$ ".

## 5. Medições de Índices de Refração

### 5.1 Introdução

Em diferentes pontos dos capítulos anteriores, foi destacada a importância dos índices de refração, para as interações paramétricas. De maneira resumida, a influência destes, sob as interações paramétricas, é refletida através dos seguintes aspectos:

- **não linearidade:** da Regra de Miller conclui-se que, materiais com alto índice de refração, possuem não linearidade também alta (Seção 1.2.2.3),
- **índices efetivos:** os índices de refração, participam do cálculo destes, que por sua vez, determinam a distribuição dos modos, e a velocidade de propagação de cada (Seções 2.3-2.6),
- **casamento de fase:** é diretamente determinado pelas velocidades de propagação da onda gerada, e da polarização não linear, as quais estabelecem a diferença de fase ( $\Delta k$ ) entre as mesmas (Seção 3.6.1),
- **fator de overlap:** a não linearidade, e a distribuição dos modos, influem sob o fator de overlap, o qual por sua vez, determina a potência da onda gerada (Seção 3.6.2).

Em geral, estes fatores determinam a eficiência da interação paramétrica (Seção 3.7). Por exemplo, algumas interações muito eficientes que acontecem entre modos de ordem zero, apenas são possíveis em guias de ondas com batentes de índices de refração suficientemente grandes (Seção 4.2.2).

Como parte do trabalho de tese, foram realizadas também, medições de índices de refração, para diferentes comprimentos de onda dos compostos GaSb, e GaInAsSb.

Os compostos submetidos à medições, além de poder serem crescidos nos laboratórios do LPD, possuem altos índices de refração, e em consequência não linearidades altas que podem ser aproveitadas com a técnica de inversão do sinal de  $d_{14}$  (Seção 4.3). Adicionalmente, os valores dos índices de refração destes compostos, são importantes no planejamento de lasers semicondutores, que emitem com comprimentos de onda na faixa de  $2\mu\text{m}$ .

Muitas das técnicas utilizadas na determinação de índices de refração de filmes, supõem conhecido o índice de refração do substrato. Os valores dos índices de refração do composto GaSb, achados durante a revisão bibliográfica [ 50 ]-[ 52 ], são apresentados na Figura 5-1.



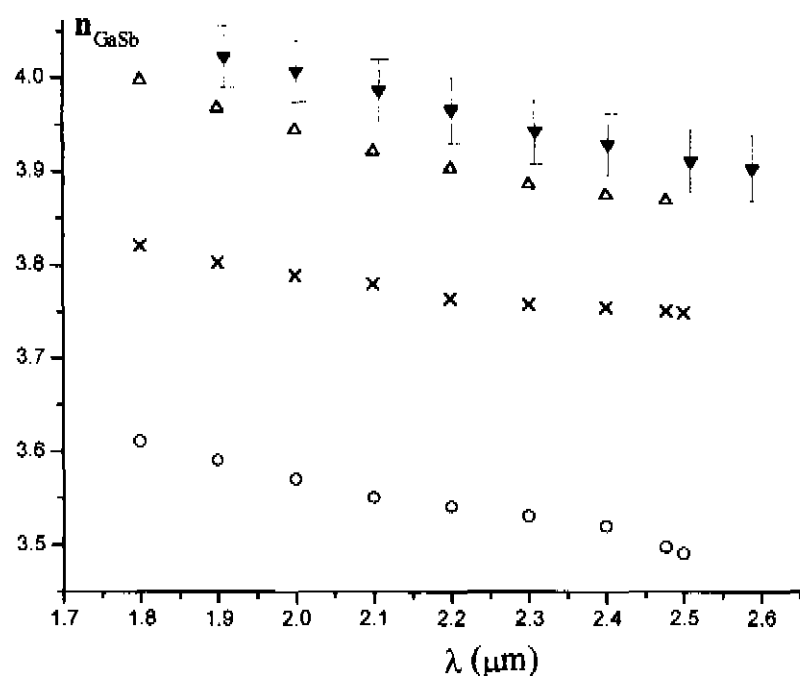


Figura 5-1. Índices de Refração do GaSb  
(anteriores ao trabalho de tese)

Na figura anterior, aprecia-se que, até esse momento, não existiam valores consistentes dos índices de refração deste composto. Por outro lado, para a determinação dos índices de refração dos filmes, é necessário conhecer os do substrato. Daí, a necessidade de se realizar novas medições para o GaSb.

Para se medir índices de refração, existem diversas técnicas. No trabalho de tese foram utilizadas as seguintes:

- elipsometria (Seção 5.2),
- refração da luz por um prisma de um composto binário (Seção 5.3),
- difração de modos guiados (Seção 5.4).

Nas seções dedicadas a cada uma destas técnicas, serão expostas suas bases teóricas, alguns detalhes experimentais, e a discussão dos resultados obtidos.

## 5.2 Elipsometria

A elipsometria, é uma técnica utilizada na determinação das mudanças de estado de polarização da luz, quando esta é transmitida ou refletida por uma estrutura de várias camadas [ 53 ].

Esta técnica é utilizada, usualmente, para se determinar os índices de refração de substratos e filmes, assim como a espessura destes últimos.

Existem duas variantes da técnica elipsométrica, as quais medem as mudanças de estado de polarização da luz através dos fenômenos de reflexão e de transmissão, respectivamente.

Nas seções que se seguem, é apresentada uma descrição da técnica de elipsometria por reflexão, a qual foi a variante utilizada no trabalho de tese. Nestas seções é explicado também, como a partir das medidas obtidas com a utilização de um elipsômetro, é possível determinar os índices de refração e as espessuras de uma estrutura de tipo laminar (*slab*).

A descrição da técnica elipsométrica por transmissão, assim como o método para se determinar os índices de refração e as espessuras, a partir de medições feitas por esta variante, seguem a mesma idéia.

## 5.2.1 Bases Teóricas

### 5.2.1.1 Coeficientes de Reflexão de Fresnel

Quando uma onda incide em uma estrutura laminar, composta por vários meios, e atinge um ponto da interface entre dois destes, apenas uma fração da energia da onda incidente é refletida. Neste caso, a quantidade de energia refletida está relacionada com os Coeficientes de Reflexão de Fresnel, os quais fornecem a razão entre as amplitudes da onda refletida e da onda incidente.

Os Coeficientes de Fresnel, adotam diferentes formas, dependendo da estrutura do sistema laminar. Nesta seção, são analisadas as formas destes coeficientes, em sistemas com os dois tipos de estruturas laminares seguintes:

- ◆ Dois meios semi-infinitos Ambiente/Substrato,
- ◆ Três meios Ambiente/Filme/Substrato, sendo os dois externos semi-infinitos.

Para o caso de dois meios, considere-se uma onda eletromagnética incidindo obliquamente em uma superfície planar (Figura 5-2), entre dois meios semi-infinitos, homogêneos e isotrópicos.

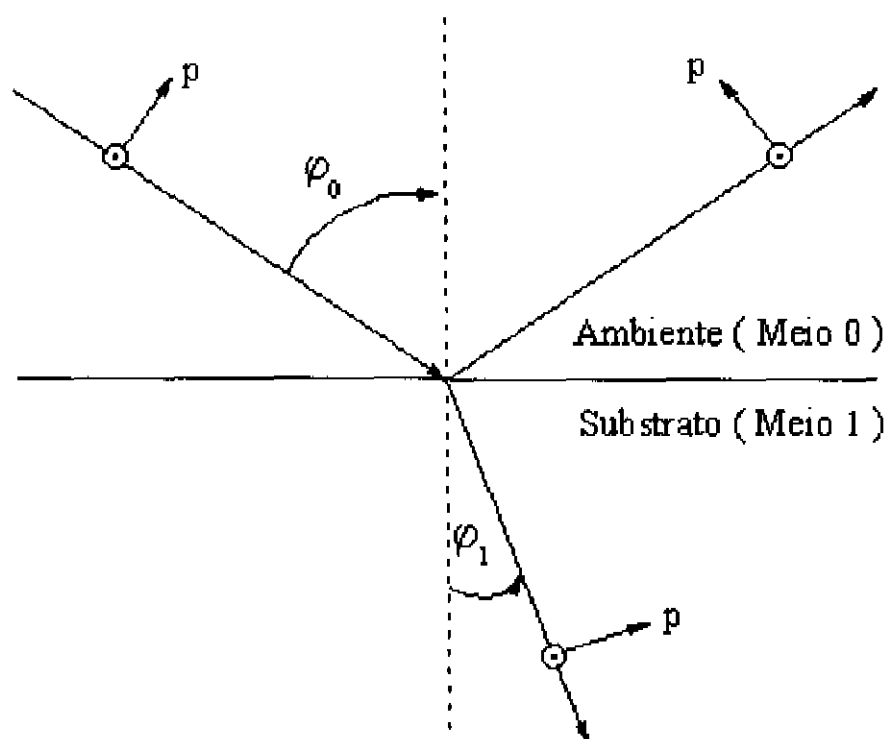


Figura 5-2. Reflexão e Refração de uma onda, ao incidir em um Substrato

Suponha-se que a onda incide na direção do meio 0 para o meio 1, sendo os índices de refração destes  $n_0$  e  $n_1$ , respectivamente. Desta maneira, a onda incidente desde o meio 0, é parcialmente refletida, e parcialmente refratada (transmitida), dando origem às outras duas ondas.

Sob estas considerações, e a partir das condições de contorno das equações de Maxwell, segue-se

- 1) As direções de propagação das três ondas, encontram-se no mesmo plano, conhecido como plano de incidência,
- 2) O ângulo de reflexão, é igual ao de incidência,
- 3) Os ângulos de refração e de incidência, estão relacionados mediante a lei de Snell  $n_0 \sin \varphi_0 = n_1 \sin \varphi_1$ .

Uma onda eletromagnética pode ser decomposta em outras duas, conhecidas como polarizações lineares de tipo “p” e de tipo “s”. A primeira destas, tem seu vetor elétrico oscilando no plano de incidência, enquanto o vetor elétrico da segunda, oscila perpendicularmente a este.

Em meios isotrópicos cumpre-se que, se a onda incidente possui polarização linear de certo(s) tipo(s) (p ou s), então as ondas refletida e refratada, também possuem o(s) mesmo(s) tipo(s) de polarização linear.

A partir deste ponto, não será mais considerada a onda refratada, pois o trabalho dedicou-se à elipsometria de reflexão.

Denote-se por ( $E_{ip}$ ,  $E_{is}$ ) às duas componentes do campo elétrico imediatamente antes da reflexão. De maneira similar, por ( $E_{rp}$ ,  $E_{rs}$ ) às duas componentes do campo elétrico imediatamente depois da reflexão. Aplicando a estes campos, as condições de contorno das equações de Maxwell, encontram-se

$$\frac{E_{rp}}{E_{ip}} = r_p = \frac{n_1 \cos \varphi_0 - n_0 \cos \varphi_1}{n_1 \cos \varphi_0 + n_0 \cos \varphi_1} \quad (5-1)$$

$$\frac{E_{rs}}{E_{is}} = r_s = \frac{n_0 \cos \varphi_0 - n_1 \cos \varphi_1}{n_1 \cos \varphi_0 + n_0 \cos \varphi_1}$$

onde  $r_p$  e  $r_s$ , representam a razão entre as amplitudes das ondas refletida e incidente. Estes valores são conhecidos como *Coefficientes de Reflexão de Fresnel*, para as polarizações “p” e “s”, respectivamente.

Para o caso de três meios, considere-se a situação na qual, a luz incidente é parcialmente refletida, e parcialmente transmitida por um filme crescido sobre um substrato (Figura 5-3).

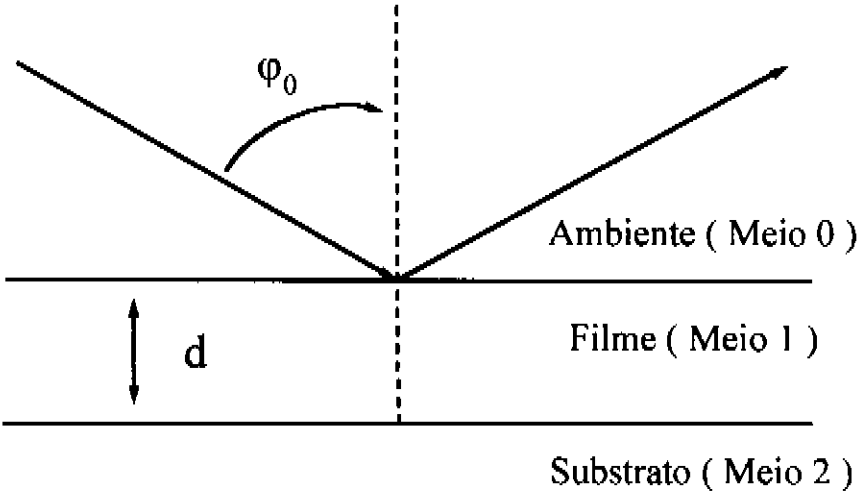


Figura 5-3. Reflexão de uma onda, ao incidir em um Filme/Substrato

Partindo da suposição de que o filme é isotrópico, e aplicando as condições de contorno, segue-se que os Coeficientes de Reflexão de Fresnel para a estrutura toda, estão dados por

$$R_p = \frac{r_{01p} + r_{12p}e^{-i2\beta}}{1 + r_{01p}r_{12p}e^{-i2\beta}} \tag{ 5-2 }$$

$$R_s = \frac{r_{01s} + r_{12s}e^{-i2\beta}}{1 + r_{01s}r_{12s}e^{-i2\beta}}$$

onde

$$\beta = 2\pi\left(\frac{d}{\lambda}\right)n_1 \cos\varphi_1 = 2\pi\left(\frac{d}{\lambda}\right)(n_1^2 - n_0^2\text{sen}^2\varphi_0)^{1/2} \tag{ 5-3 }$$

sendo  $r_{ijp}$  e  $r_{ijs}$ , os Coeficientes de Reflexão de Fresnel associados à interface entre os meios  $i$  e  $j$ , dados pela equação ( 5-1 ).

### 5.2.1.2 Ângulos Elipsométricos

A partir de medições elipsométricas, consegue-se determinar a razão entre os coeficientes de Fresnel dada por

$$\rho = \begin{cases} \frac{r_p}{r_s} & \text{no caso Ambiente / Substrato} \\ \frac{R_p}{R_s} & \text{no caso Ambiente / Filme / Substrato} \end{cases} \tag{ 5-4 }$$

É comum expressar  $\rho$  em função dos ângulos elipsométricos  $\psi$  e  $\Delta$

$$\rho = \operatorname{Tg} \psi e^{i\Delta} \quad (5-5)$$

A partir de ( 5-1 ) e ( 5-4 ), para o caso do sistema de dois meios, segue-se que, a razão entre os índices de refração, está dada por

$$\frac{n_1}{n_0} = \operatorname{sen} \varphi_0 \left[ 1 + \left( \frac{1 - \rho}{1 + \rho} \right)^2 \operatorname{Tg}^2 \varphi_0 \right]^{1/2} \quad (5-6)$$

esta equação mostra que, conhecendo-se os valores do índice de refração do meio desde o qual a luz incide e de  $\rho$ , é possível determinar o índice de refração do outro meio. Como foi mencionado,  $\rho$  pode ser determinada a partir das medições elipsométricas.

A partir das equações ( 5-2 ) e ( 5-4 ), para o caso de um sistema ambiente/filme/substrato, segue-se que, a razão dos coeficientes de Fresnel é dada por

$$\rho = \frac{r_{01p} + r_{12p} e^{-i2\beta}}{1 + r_{01p} r_{12p} e^{-i2\beta}} \frac{1 + r_{01s} r_{12s} e^{-i2\beta}}{r_{01s} + r_{12s} e^{-i2\beta}} \quad (5-7)$$

De ( 5-5 ) e de ( 5-7 ), segue-se a equação complexa

$$\operatorname{Tg} \psi e^{i\Delta} = \rho(n_0, n_1, n_2, d, \lambda, \varphi_0) \quad (5-8)$$

a qual pode ser decomposta nas seguintes equações reais

$$\begin{aligned} \psi &= \operatorname{Tg}^{-1} |\rho(n_0, n_1, n_2, d, \lambda, \varphi_0)| \\ \Delta &= \arg[\rho(n_0, n_1, n_2, d, \lambda, \varphi_0)] \end{aligned} \quad (5-9)$$

Com a utilização dos valores de uma medida elipsométrica a um ângulo fixo, e das equações ( 5-9 ), obtêm-se duas equações reais deste tipo.

As equações ( 5-9 ) mostram que, tanto  $\psi$ , quanto  $\Delta$ , são funções de nove parâmetros reais (parte real e imaginária de cada índice de refração, espessura do filme, comprimento e ângulo de incidência da onda). O único parâmetro que pode determinar-se analiticamente, em função dos restantes, é a espessura do filme. Em qualquer outra situação, é necessário determiná-los de forma numérica, devido à dependência transcendente entre os parâmetros.

Segundo o exposto anteriormente, a determinação dos índices de refração, com a ajuda das equações ( 5-9 ), deve ser feita de forma numérica.

### 5.2.1.3 Incidência a Múltiplos Ângulos

No caso de serem desconhecidos mais de dois parâmetros reais da estrutura, é necessário realizar medições a diferentes ângulos de incidência, de forma tal que, o sistema composto por equações do tipo ( 5-9 ), possa ser resolvido. Esta técnica é conhecida como *elipsometria com incidência a múltiplos ângulos MAIE* (Multiple Angle Incidence Ellipsometry).

Em geral, em uma estrutura planar na qual existem N filmes sobre um substrato (suposto de espessura infinita), existem 3N+2 parâmetros reais (N+1 índices de refração complexos e N espessuras). Como dito anteriormente, uma medida elipsométrica a um ângulo fixo proporciona duas equações reais, pelo que é necessário conhecer 3N parâmetros, para se determinar os restantes. Do contrário, a técnica **MAIE** deve ser aplicada.

Utilizando os ângulos elipsométricos, é possível determinar os parâmetros da estrutura, minimizando a seguinte função de várias variáveis

$$F = \sum_{i=1}^m \left[ \left( \psi(n_1, n_2, \dots, n_{N+1}, d_1, \dots, d_N, \varphi_i, \lambda) - \psi_i^{\text{exp}} \right)^2 \right. \\ \left. \dots + \left( \Delta(n_1, n_2, \dots, n_{N+1}, d_1, \dots, d_N, \varphi_i, \lambda) - \Delta_i^{\text{exp}} \right)^2 \right] \quad ( 5-10 )$$

onde

- $n_i$  - índice de refração da camada  $i$        $\varphi_i$  - ângulos de incidência
- $d_i$  - espessura da camada  $i$        $\lambda$  - comprimento de onda
- $m$  - quantidade de ângulos nos que se devem realizar as medições  
( $2m >$  quantidade de parâmetros desconhecidos)

Embora esta técnica seja estritamente necessária quando não se conhecem 3N parâmetros, a mesma também pode ser útil para se sobre-determinar o sistema de equações, e reduzir assim, os erros na determinação dos parâmetros da estrutura.

No trabalho de tese foi desenvolvido um programa, que a partir dos dados dos ângulos elipsométricos  $\psi$  e  $\Delta$ , minimiza a equação ( 5-10 ), e determina os parâmetros da estrutura (índices de refração e espessuras). Este programa também tem a opção para se realizar os cálculos no sentido oposto, isto é, conhecendo os índices de refração e as espessuras das camadas, ele calcula os ângulos elipsométricos.

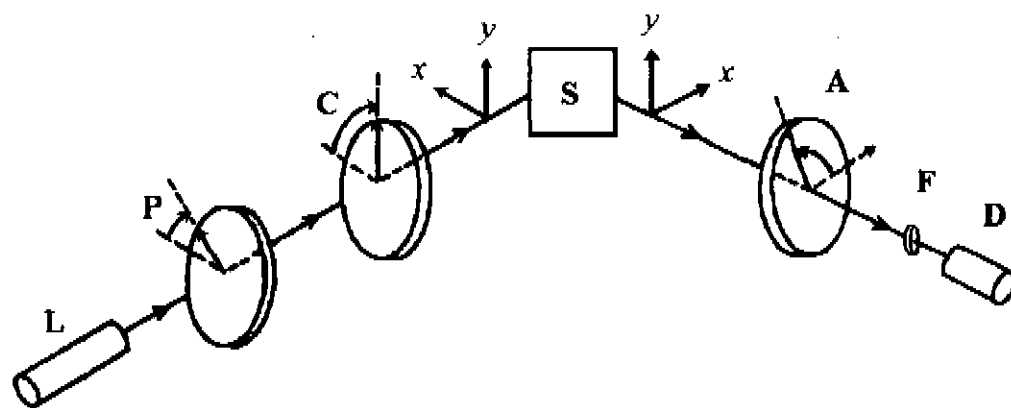
A primeira destas opções, foi utilizada para se obter os índices de refração e as espessuras, a partir das medições experimentais (Seção 5.2.3).

A segunda destas opções, foi utilizada para se estimar a influência do óxido nativo do substrato, sob os ângulos elipsométricos (Seção 5.2.2.3).

Ambas opções, foram utilizadas na determinação do erro do índice de refração do substrato, ao se ignorar a presença do óxido (Seção 5.2.2.3), e na estimação da influência da irregularidade de um filme sob os índices de refração (Seção 5.2.3.2).

### 5.2.1.4 Elipsometria Nula e Ângulos Azimutais

A montagem experimental utilizada para se aplicar a técnica de interesse, é chamada de **elipsomêtro** (Figura 5-4).



L: Fonte de Luz    P: Polarizador    C: Compensador  
S: Amostra    A: Analisador    F: Filtro    D: Detetor

Figura 5-4. Elipsomêtro

As principais componentes de um elipsomêtro têm as seguintes funções:

- ♦ **Polarizador:** Polariza a luz a um ângulo P ajustável,
- ♦ **Compensador:** Introduce uma diferença de fase entre as diferentes componentes da polarização, dependendo do ângulo C ajustado,
- ♦ **Analisador:** Recebe a luz refletida pela amostra, deixando passar a parte desta que está polarizada a um certo ângulo A ajustável,
- ♦ **Filtro:** Recebe a luz transmitida pelo analisador, e seleciona o comprimento de onda de interesse,
- ♦ **Detetor:** Registra a quantidade de luz que o analisador transmite.

Em uma medida elipsométrica, os ângulos indicados pelo polarizador, o compensador e o analisador, são conhecidos como ângulos azimutais.

A técnica de **elipsometria nula**, consiste em achar os conjuntos de ângulos azimutais, para o polarizador (P), o compensador (C) e o analisador (A), que fazem com que a intensidade da luz que chega ao detetor seja nula. A vantagem de trabalhar com a **elipsometria nula**, é que não depende da intensidade da luz incidente, nem de suas variações.

Utilizando o compensador como uma placa de quarto de onda, com seu eixo rápido orientado a  $+45^\circ$  ou a  $-45^\circ$ , é possível encontrar vários conjuntos de ângulos do polarizador ( $P_i$ ) e do analisador ( $A_i$ ), que fazem com que o sinal no detetor seja nulo, estes ângulos são chamados de “nulos”.

Orientando o compensador a  $+45^\circ$ , são encontrados os pares de ângulos azimutais ( $A_2, P_2$ ) e ( $A_4, P_4$ ), enquanto orientado a  $-45^\circ$ , são encontrados os pares de ângulos azimutais ( $A_1, P_1$ ) e ( $A_3, P_3$ ).

Nestes casos, os ângulos azimutais estão relacionados [ 53 ] com os ângulos elipsométricos  $\psi$  e  $\Delta$ , pelas chamadas relações de zona (Tabela 5-1).

Tabela 5-1. Relações de zona entre os ângulos azimutais e elipsométricos

Zona		Compensador(C)	$\Delta$	$\psi$
1	$0 \leq A_i \leq \frac{\pi}{2}$	$-45^\circ$	$2 P_1 + 90^\circ$	$A_1$
2	$-\frac{\pi}{4} \leq P_i \leq \frac{3\pi}{4}$	$+45^\circ$	$-2 P_2 + 270^\circ$	$A_2$
3	$-\frac{\pi}{2} \leq A_i \leq 0$	$-45^\circ$	$2 P_3 + 270^\circ$	$-A_3$
4	$-\frac{3\pi}{4} \leq P_i \leq \frac{\pi}{4}$	$+45^\circ$	$-2 P_4 + 90^\circ$	$-A_4$

A aplicação em conjunto, das técnicas **MAIE** e de **elipsometria nula**, proporcionam uma ferramenta poderosa na análise elipsométrica.

**5.2.2 Detalhes Experimentais**

As experiências elipsométricas, foram realizadas com um elipsômetro manual, de marca Rudolph e modelo 436. Os procedimentos de calibração mais importantes, e as modificações do sistema original, são apresentados brevemente nesta seção.

**5.2.2.1 Calibração do Compensador**

Como foi mencionado anteriormente, para se aplicar a técnica de elipsometria nula (Seção 5.2.1.4), é necessário que o compensador (Figura 5-4) funcione como placa de quarto de onda para o comprimento de interesse.

A calibração tem que ser realizada para cada um dos filtros, a serem utilizados, projetados para diferentes comprimentos de onda. Em cada calibração, é necessário ajustar o Compensador, através de seu micrômetro, até se conseguir a retardação necessária para que funcione como uma placa de quarto de onda. Esta calibração é conseguida realizando os seguintes passos [ 55 ] para cada filtro

- 1) Coloca-se o Compensador orientado a  $+45^\circ$ , o Polarizador a  $0^\circ$ , e o Analisador a  $90^\circ$ ,
- 2) Procura-se o valor mínimo do sinal do detetor, girando o micrômetro do Compensador até achar, o chamado ponto de retardação “0”,
- 3) Coloca-se o Analisador a  $0^\circ$ , e determina-se de igual forma, o valor mínimo do sinal do detetor, chamado ponto de retardação de meia onda,
- 4) Repete-se o mesmo procedimento com  $-45^\circ$ ,
- 5) Calcula-se a média aritmética dos valores do micrômetro correspondentes aos mínimos no detetor, obtendo-se, o ponto de retardação de quarto de onda, para o comprimento de onda do filtro selecionado.



A calibração foi feita para filtros projetados para 1, 1.3, 1.5, 1.75, 2, 2.3, e 2.477 $\mu\text{m}$  de comprimentos de onda. Na Figura 5-5, são apresentadas as leituras do micrômetro do compensador, que fazem que este realize a função de placa de quarto de onda nos diferentes comprimentos.

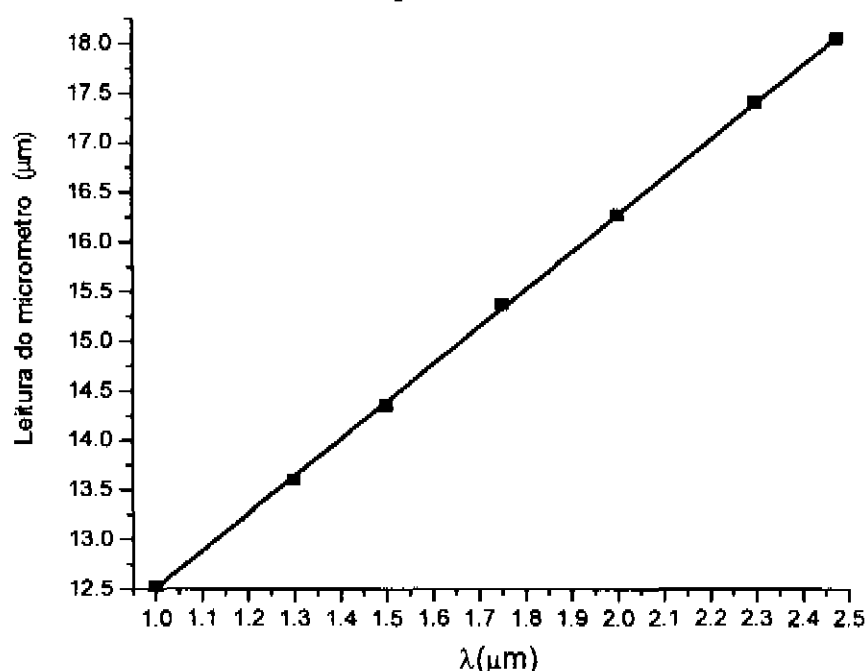


Figura 5-5. Leitura do micrômetro do compensador vs. Comprimento de onda para os pontos  $\lambda/4$

Os filtros utilizados nas diferentes medições, dependeram do composto que está sendo analisado. Foi de interesse trabalhar na região transparente de cada material, por isto, sempre foram utilizados filtros projetados para comprimentos de onda maiores que o valor do *gap* do material. Por exemplo, nas medições dos índices de refração do GaSb, foram utilizados os filtros para 1.75, 2, 2.3, e 2.477 $\mu\text{m}$  de comprimento de onda, pois o *gap* do GaSb está em 1.72 $\mu\text{m}$ .

### 5.2.2.2 Resolução dos Detetores

Trabalhar em regiões de comprimentos de onda, onde não existem fotomultiplicadoras que aumentem o nível do sinal, faz com que o trabalho de detecção torne-se complicado. As medições aqui apresentadas ( $\lambda > 1.72\mu\text{m}$ ), estão na faixa de comprimentos de onda, onde não se dispõe de fotomultiplicadoras. Por isto, é fundamental, trabalhar com um detetor o mais sensível e estável possível.

Por outro lado, ao trabalhar com a elipsometria nula, é de interesse detectar sinais bem próximos do nulo, o que enfatiza ainda mais a necessidade de um detetor com alta sensibilidade. Nesta situação, perto do valor nulo, também é mais difícil distinguir entre sinal e ruído.

Nas primeiras medições, foi utilizado um detetor de PbS, embutido na montagem do fabricante do elipsomêtro. A utilização deste detetor levou a resultados aceitáveis, mas não satisfatórios, pois, a sensibilidade e a estabilidade do mesmo não são suficientes, o que ocasiona erros na determinação dos ângulos elipsométricos. Acreditava-se que um detetor de

InAs fosse melhor, mas era necessária uma comparação mais fundamentada dos mesmos.

Outro aspecto que podia ocasionar problemas, era a sensibilidade do *lock-in* original. Por isto, foi feita tanto a troca do detetor, quanto a adaptação do elipsomêtro para se utilizar um *lock-in* com uma amplificação de  $10^8$  V/Å.

Para se realizar a comparação, foram realizadas medições com uma mesma amostra, em ambas montagens. O interesse da comparação é determinar qual dos dois detetores consegue ser mais sensível, registrando sinais bem pequenos, perto do nulo. As medições com a montagem modificada resultaram serem mais precisas.

Nesta seção, é apresentado primeiramente, o critério de comparação utilizado e, posteriormente, a própria comparação entre os resultados das medições com cada uma das montagens.

As dificuldades principais, para se realizar a comparação entre ambos detetores foram que o detetor de PbS está embutido dentro de um sistema fechado *lock-in-chopper-detector* do fabricante do elipsomêtro, e que o *lock-in* deste não têm indicadas unidades na sua escala.

Para se resolver o problema da falta de unidades na escala, foi utilizada a equação seguinte [ 54 ]

$$I = I_0[\text{sen}^2(A - A_0) + \text{sen}2A \text{sen}2A_0 \text{sen}^2(P - P_0)] \quad (5-11)$$

que expressa a dependência funcional, que cumpre a intensidade da luz no detetor de um sistema ideal, quando o ângulo do compensador é  $C = \pm 45^\circ$ .

Nesta equação,  $A_0$  e  $P_0$  são os ângulos azimutais nulos procurados (que fazem a intensidade nula), enquanto  $A$  e  $P$  são os ângulos, nos quais o analisador e o polarizador, respectivamente, são posicionados. A variável  $I_0$ , representa a intensidade máxima dos sinais registrados pelo detetor.

Fazendo nesta equação,  $P \cong P_0$ , segue-se que,  $I/I_0 = \text{sen}^2(A - A_0)$ , o qual é independente do detetor, sendo  $A_0$  característico da amostra. Esta última igualdade oferece um critério para se comparar quão perto do ângulo nulo  $A_0$  estão os ângulos  $A$  que podem ser medidos com cada detetor.

Similarmente, fazendo na equação ( 5-11 ),  $A \cong A_0$ , segue-se que,  $I/I_0 = (\text{sen} 2A_0)^2 \text{sen}^2(P - P_0)$ , o qual é independente do detetor, sendo  $P_0$  característico da amostra. Esta última igualdade, pode ser utilizada, para se comparar, quão perto do ângulo nulo  $P_0$ , estão os ângulos  $P$ , que podem ser medidos com cada detetor.

Utilizando um substrato de GaSb, foram realizadas medições, na zona 2 (Seção 5.2.1.4), com um comprimento de onda  $\lambda = 2.3\mu\text{m}$ , e um ângulo de incidência  $\theta_{\text{inc}} = 50^\circ$ , em ambas montagens.

Para as diferentes medições, foi calculada a razão  $I/I_0$  entre as intensidades  $I$  e a máxima  $I_0$ , dos sinais registrados pelo detector. A partir dos valores calculados, foram construídos os gráficos da Figura 5-6 e da Figura 5-7, nas quais o vértice das parábolas foi transladado para a origem do sistema de coordenadas.

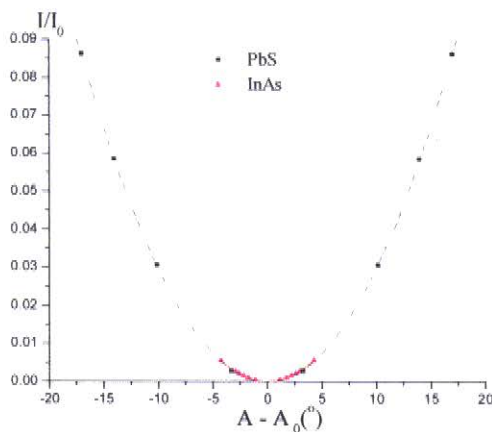


Figura 5-6. Resolução dos ângulos do Analisador, na zona 2 para os detectores de PbS e InAs ( $P_2 \cong P_0$ )

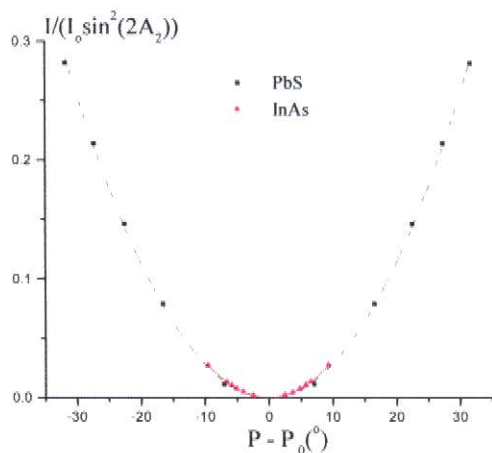


Figura 5-7. Resolução dos ângulos do Polarizador, na zona 2 para os detectores de PbS e InAs ( $A_2 \cong A_0$ )

Os pontos com os valores menores de  $I/I_0$ , são aqueles mais perto dos ângulos nulos, nos quais foi possível distinguir o sinal do ruído.

Estas figuras indicam, que o detector de InAs, auxiliado pelo novo *lock-in*, consegue detectar sinais bem pequenos, nas que o detector de PbS, não consegue distinguir entre sinal e ruído.

O detetor de InAs, permite distinguir o sinal do ruído, quando os valores dos ângulos do Polarizador e do Analisador, estão aproximadamente a 1.5° de diferença daqueles que conseguem que o sinal seja nulo. Entretanto, o detetor de PbS só consegue fazer esta distinção, quando a diferença entre os ângulos é aproximadamente de 7°. O primeiro destes detetores, também apresentou maior estabilidade.

Realizaram-se testes para se determinar a flutuação na reprodutibilidade dos detetores, e foram obtidos os resultados mostrados na Tabela 5-2.

Tabela 5-2. Taxas de Reprodutibilidade dos Detetores

Detetor	P (°)	$\Delta$ (°)	A (°)	$\psi$ (°)
PbS	0.1	0.2	0.05	0.05
InAs	0.02	0.04	0.02	0.02

Os estudos sobre a confiabilidade da montagem elipsométrica original, e da alternativa proposta, evidenciaram que esta última é mais vantajosa. As medições de índices de refração pela técnica de elipsometria, que se apresentam nas próximas seções, foram realizadas com esta nova montagem proposta.

**5.2.2.3 Determinação dos Ângulos Azimutais**

No trabalho experimental, os índices de refração de cada composto, foram determinados para diferentes comprimentos de onda da região transparente do material. Na determinação de cada índice de refração, foram aplicadas de maneira combinada, as técnicas MAIE (Seção 5.2.1.3) e de Elipsometria Nula (Seção 5.2.1.4).

A aplicação da técnica de Incidência a Múltiplos Ângulos (MAIE), implica que, para determinar cada índice de refração, sejam realizadas medições com diferentes ângulos de incidência, para se sobre-determinar o sistema de equações a se resolver.

Ao ser explicada a Elipsometria Nula (Seção 5.2.1.4), foi dito que em uma medida elipsométrica, os ângulos indicados pelo polarizador, o compensador, e o analisador, são os ângulos azimutais. Na própria seção, foram dadas (Tabela 5-1) as relações de zona que permitem obter os ângulos elipsométricos a partir de um par ( $A_i$ ,  $P_i$ ) de ângulos azimutais, sendo fixados o ângulo do compensador, e as posições dos ângulos nos quadrantes.

Se o sistema fosse ideal, seria suficiente realizar uma medida em uma única zona, mas devido às imperfeições do polarizador, do compensador e do analisador, são necessárias medições nas quatro zonas, para se diminuir os erros.

Por outro lado, como consequência do ruído, não é possível obter no detetor, o valor do sinal nulo com exatidão. Por este motivo, para cada zona, devem ser realizadas várias medições em torno de cada ângulo nulo, para posteriormente interpolar, e obter um par de ângulos azimutais ( $P_i$ ,  $A_i$ ) correspondentes ao sinal nulo no detetor.

O procedimento para se obter o par de ângulos nulos ( $P_i$ ,  $A_i$ ) para cada uma das zonas, é o seguinte:

- 1) Coloca-se o compensador orientado a  $C=\pm 45^\circ$ ,
- 2) Procura-se o valor mínimo aproximado do sinal no detetor, girando os ângulos do Polarizador e do Analisador simultaneamente, dentro dos valores da zona escolhida,
- 3) Fixa-se o Polarizador neste mínimo aproximado, e começa-se a girar o Analisador, para obter pontos entorno do mínimo aproximado, nos quais possa distinguir-se entre sinal e ruído,
- 4) Ajusta-se (fitting) uma parábola com estes valores, e o valor correspondente a seu mínimo, é tomado como o ângulo azimutal  $A_i$  procurado,
- 5) Repete-se o mesmo procedimento para o Polarizador, com o valor do ângulo azimutal  $A$  fixado, obtendo-se assim, o ângulo azimutal  $P_i$ ,
- 6) Repetem-se os passos 3, 4, e 5, com os valores obtidos  $A_i$  e  $P_i$ , até obter valores dos ângulos nulos, que não variem de uma interação a outra.

Nas medições realizadas, determinaram-se índices de refração de dois substratos de GaSb de tipo **n** e **p**, para quatro comprimentos de onda na sua região transparente. No caso do GaInAsSb, trabalhou-se com cinco amostras de diferentes composições e valores de *gap*, pelo que tentou-se determinar seus índices de refração entre dois e quatro comprimentos de ondas, dependendo da região transparente de cada.

No substrato de GaSb, trabalhou-se com três diferentes ângulos de incidência, enquanto nos compostos quaternários, com quatro diferentes ângulos de incidência.

Em todos os casos, foram achados oito pontos em torno de cada mínimo aproximado (quatro menores, e quatro maiores), para cada uma das quatro zonas dos quadrantes<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> Devido ao tempo que o detetor demorava para se estabilizar, foram necessários 30 min, para se conseguir os dados utilizados no ajuste de cada curva.

### 5.2.2.4 Influência do Óxido Nativo

Nesta seção, é apresentada a análise da influência do óxido nativo, sob as medições dos ângulos elipsométricos em substratos de GaSb. Para isto, foi utilizado o programa que a partir dos índices de refração e das espessuras das camadas, calcula os ângulos elipsométricos (Seção 5.2.1.3).

Primeiramente, é apresentada a influência sob os ângulos elipsométricos, em uma faixa de valores para a espessura da camada de óxido, e supondo diferentes índices de refração deste. Posteriormente, é analisada a repercussão nas medidas dos índices de refração obtidas para este substrato, no caso do óxido ser ignorado.

Neste estudo, foi utilizada uma faixa contínua entre 0 e 100Å de valores de espessura da camada, e diferentes valores dos índices de refração do óxido de GaSb da ordem de 2 [ 56 ]. Para todas estas combinações de valores, calcularam-se os ângulos elipsométricos.

Os resultados comparativos da variação dos ângulos elipsométricos  $\Delta$  e  $\psi$ , segundo os diferentes valores de espessuras e de índices de refração, são apresentados nos gráficos da Figura 5-8. Neste estudo considerou-se também, que o ângulo de incidência da luz era 55°, e que seu comprimento de onda era 2 $\mu$ m.

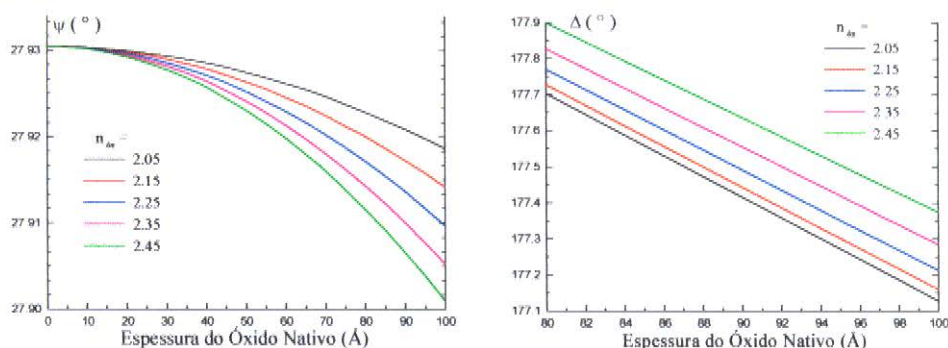


Figura 5-8. Variação de  $\psi$  e  $\Delta$  vs. Espessura com diferentes índices de refração do Óxido de GaSb

Nestes gráficos, percebe-se que a existência do óxido nativo em um substrato de GaSb, influencia mais ao ângulo  $\Delta$  do que ao ângulo  $\psi$ .

Por outro lado, como foi concluído na Seção 5.2.2.2, a resolução do detetor de InAs, utilizado nas medições desta tese, é de 0.02° em  $\psi$ , e de 0.04° em  $\Delta$ . Daí, que a presença do óxido, afeta o ângulo  $\psi$  em uma parte menor do que a mínima leitura que o elipsômetro pode resolver. Entretanto, a presença do óxido, afeta o ângulo  $\Delta$  em uma parte maior da que o elipsômetro pode resolver, pelo que utilizando os valores experimentais de  $\Delta$ , o índice de refração do óxido pode ser determinado com uma precisão de 0.1.

Na segunda etapa deste estudo, é analisada a influência da presença do óxido nativo sob a determinação dos índices de refração do substrato. Para isto, primeiramente foram determinados os ângulos elipsométricos, levando em consideração a camada de óxido. A seguir, partindo destes ângulos, e utilizando a equação ( 5-6 ), que não considera o óxido, foi determinado o índice de refração ao se ignorar o óxido. Ambos resultados são posteriormente comparados, estimando desta maneira, qual seria o erro na determinação do índice do substrato, se fosse ignorada a existência da camada de óxido nativo.

Para esta análise, foram utilizados os seguintes valores:

- índice de refração do óxido do GaSb  $n_{\text{óx}}=2$
- espessura do óxido do GaSb  $d_{\text{óx}}=60\text{\AA}$
- comprimento da onda incidente  $\lambda=2.3\mu\text{m}$
- ângulos de incidência de  $40^\circ$  e  $70^\circ$ .

Os resultados destes cálculos são apresentados no gráfico da Figura 5-9.

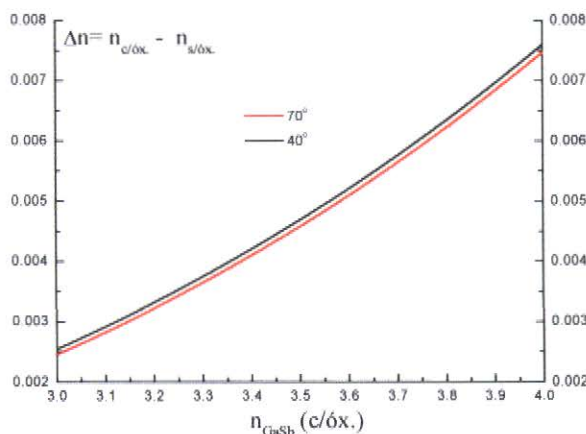


Figura 5-9. Diferença na determinação do índice de refração do GaSb, ao se ignorar o óxido nativo

Segundo isto, se o óxido nativo é ignorado, o erro máximo na determinação do índice de refração do substrato seria menor que 0.01.

Nesta seção, foi concluído que, é possível determinar o índice de refração do óxido com uma precisão de 0.1, e que, se o óxido nativo não é considerado, o erro máximo na determinação do índice de refração do substrato, é da ordem de 0.01.



### 5.2.3 Resultados das Medições

Aplicando a técnica de elipsometria por reflexão, foram realizadas medições de índices de refração do composto binário GaSb (Seção 5.2.3.1), e dos compostos quaternários GaInAsSb (Seção 5.2.3.2).

Como foi dito na introdução deste capítulo (Seção 5.1), estes compostos possuem não linearidades altas, que podem ser aproveitadas na modelação de guias de ondas para interações paramétricas, junto à técnica de inversão do sinal do coeficiente não linear (Seção 4.3.1).

Nas medições, foram aplicadas em combinação, as técnicas MAIE e de Elipsometria Nula, seguindo os procedimentos descritos na Seção 5.2.2.3.

#### 5.2.3.1 Composto GaSb

O composto GaSb, é utilizado como substrato, no crescimento dos compostos quaternários GaInAsSb, cujos índices de refração, também foram objeto de medições neste trabalho (Seção 5.2.3.2).

Como dito anteriormente, na determinação dos índices de refração de filmes, é de importância conhecer de antemão, o índice de refração do substrato. Os dados de índices de refração do GaSb, existentes na bibliografia, com anterioridade (Seção 5.1) às medições aqui apresentadas, não são coerentes, pelo que foi traçado o objetivo de se obter valores destes, bem mais confiáveis.

Realizando todo o procedimento para a determinação dos ângulos azimutais, descrito na Seção 5.2.2.3, foram determinados os mesmos para um substrato de GaSb tipo *n*, e para um outro de tipo *p*.

Utilizando o programa desenvolvido para se calcular os índices de refração e as espessuras a partir dos ângulos elipsométricos (Seção 5.2.1.3), calcularam-se para quatro diferentes comprimentos de onda, os índices de refração do óxido, do GaSb com óxido, e do GaSb ao se ignorar a presença do óxido, assim como, a espessura da camada de óxido. Estes dados foram obtidos, tanto para o substrato de tipo *n* (Tabela 5-3), quanto para o de tipo *p* (Tabela 5-4).

Tabela 5-3. Índices de Refração do GaSb tipo *n*

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$n_{\text{GaSb}}$ com óxido	$n_{\text{óxido}}$	Espessura do óxido ( $\text{\AA}$ )	$n_{\text{GaSb}}$ sem óxido
1.75	3.974	2.2	95	3.969
2	3.884	2.1	90	3.880
2.3	3.845	2	95	3.843
2.477	3.831	2	90	3.829



Tabela 5-4. Índices de Refração do GaSb tipo p

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$n_{\text{GaSb}}$ com óxido	$n_{\text{óxido}}$	Espessura do óxido ( $\text{\AA}$ )	$n_{\text{GaSb}}$ sem óxido
1.75	3.971	2.2	75	3.968
2	3.888	2.1	75	3.886
2.3	3.854	2	70	3.853
2.477	3.84	2	75	3.839

erros calculados: 0.004 no índice de refração do substrato  
0.1 no índice de refração do óxido  
5Å na espessura do óxido

É de se destacar, que nestes resultados, utilizando o detetor de InAs, conseguiu-se estabelecer a diferença, entre os índices de refração do GaSb de tipo n e de tipo p, o que não foi possível com o detetor de PbS.

O gráfico da Figura 5-10, mostra os resultados apresentados nas duas tabelas anteriores. No gráfico, aprecia-se que, nestes comprimentos de onda, o efeito de variação do índice de refração por portadores livres começa a se manifestar.

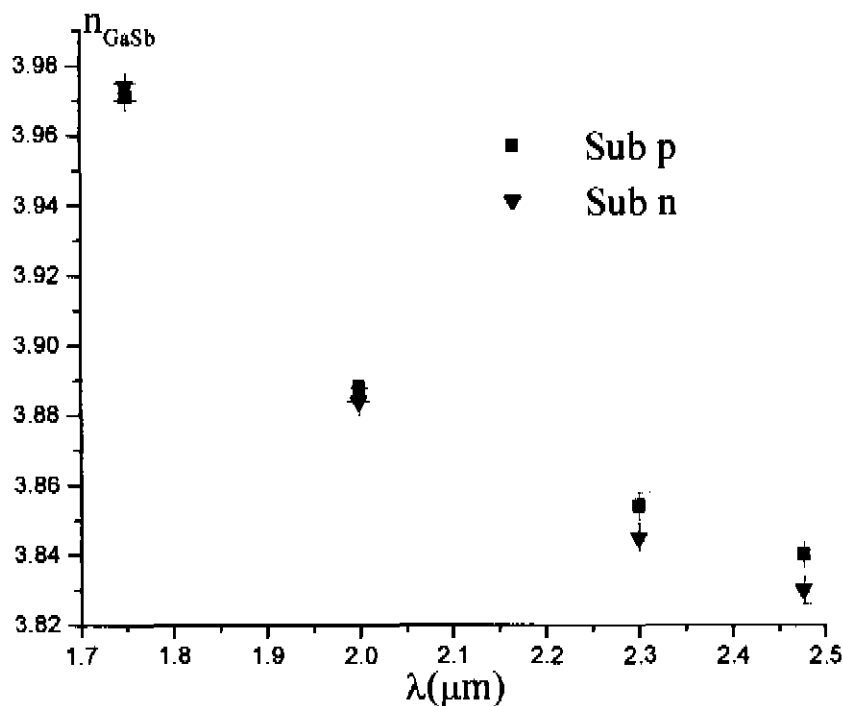


Figura 5-10. Índices de Refração do GaSb-n e do GaSb-p, determinados por elipsometria

Estes resultados foram descritos em um artigo que já foi publicado [ 57 ].

5.2.3.2 Compostos GaInAsSb

Seguindo o procedimento para a determinação dos ângulos azimutais descrito na Seção 5.2.2.3, foram realizadas medições nas regiões transparentes de cinco amostras com *gaps* entre 1.85 e 2.3μm. As medições foram realizadas com quatro diferentes ângulos de incidência.

Adicionalmente, foram feitas medições, utilizando raios X, para se verificar o casamento do parâmetro de rede, entre o substrato e o filme crescido.

Utilizando o programa mencionado (Seção 5.2.1.3), foram obtidos os resultados apresentados na Tabela 5-5.

Tabela 5-5. Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As<sub>y</sub>Sb<sub>1-y</sub>/GaSb-n

Amostra	$\lambda_{gap}$ (μm)	$\Delta a/a$ (10 <sup>-4</sup> )	d (μm)	Comprimentos de Onda (μm)			
				1.75	2	2.3	2.477
GaSb	1.72	-	-	3.971	3.888	3.854	3.84
1-108	1.85	16	2.95	★	3.81	3.78	3.54
1-97	1.91	< 1	1.65	★	3.84	3.65	3.84
1-96	1.99	5	1.45	★	‡	‡	3.63
1-135	2.15	1.6	1.4	★	★	3.53	3.61
04-462	2.3	1.4	1.7	★	★	‡	‡

★ Medida não efetuada por estar acima do gap

‡ Não se teve convergência a valor nenhum

Na tabela anterior, apreciam-se alguns dados inconsistentes, pois era de se esperar que, na medida que aumenta o comprimento de onda, os índices de refração deveriam diminuir (dispersão normal, na região transparente).

A inconsistência dos dados nesta tabela, pode ter duas razões:

- o ângulo elipsométrico Δ é notavelmente sensível à qualidade da superfície (rugosidade, variações da espessura, etc.),
- a convergência do algoritmo, já que este tenta, de maneira simultânea, a determinação do índice de refração e da espessura.

Para se estimar a influência da irregularidade da espessura do filme, foi determinado numericamente, qual seria a variação de seus índices de refração, em função da espessura. Para isto, foram utilizadas as duas opções do programa mencionado na Seção 5.2.1.3, que realizam os cálculos nos dois sentidos.

Inicialmente, supondo um substrato de GaSb com um filme crescido de GaInAsSb, partiu-se dos seguintes dados iniciais:

- comprimento de onda  $\lambda = 2\mu\text{m}$
- ângulo de incidência  $\theta_{\text{inc}} = 45^\circ$
- índice de refração do substrato  $n_{\text{sub}} = 3.897$
- índice de refração do filme  $n_{\text{fil}} = 3.81$
- espessura do filme  $d_{\text{fil}} = 2.95\mu\text{m}$

e foram obtidos os seguintes valores para os ângulos elipsométricos:

$$\begin{aligned}\psi &= 34.537^\circ \\ \Delta &= 179.86^\circ\end{aligned}$$

Em uma segunda etapa da simulação, os valores obtidos para  $\psi$  e  $\Delta$ , junto com os prefixados para  $\lambda$ ,  $\theta_{\text{inc}}$ , e  $n_{\text{sub}}$ , foram utilizados como valores iniciais. Desta forma, calcularam-se diferentes valores de índices de refração do filme  $n_{\text{fil}}$ , a partir de diferentes valores de espessura. A Tabela 5-6 mostra, que ao se variar a espessura, foram obtidos índices de refração, bastante diferentes do original.

Tabela 5-6. Índice do filme em função da espessura para ângulos elipsométricos fixos

d(μm)	2.85	2.9	2.92	2.94	2.95	2.96	2.98	3
n <sub>fil</sub>	3.9	3.88	3.86	3.83	3.81	3.8	3.77	3.74

Os resultados apresentados na tabela anterior, mostram que a rugosidade, as variações na espessura, ou bem, pequenos erros no calculo da espessura, são de grande importância na determinação dos índices de refração por elipsometria.

É conhecido, que as variações de espessura em crescimentos por LPE (Liquid Phase Epitaxy), são da ordem de  $500\text{\AA}$  ( $0.05\mu\text{m}$ ). Em barreduras (*scans*) (Figura 5-11) feitas em um microscópio de força atômica, nas amostras utilizadas nestas medições, encontrou-se que as variações de espessura eram de até  $400\text{\AA}$  ( $0.04\mu\text{m}$ ), o que significa, que os crescimentos feitos nos laboratórios do LPD, estão dentro das margens de qualidade previstas para este tipo de crescimento.

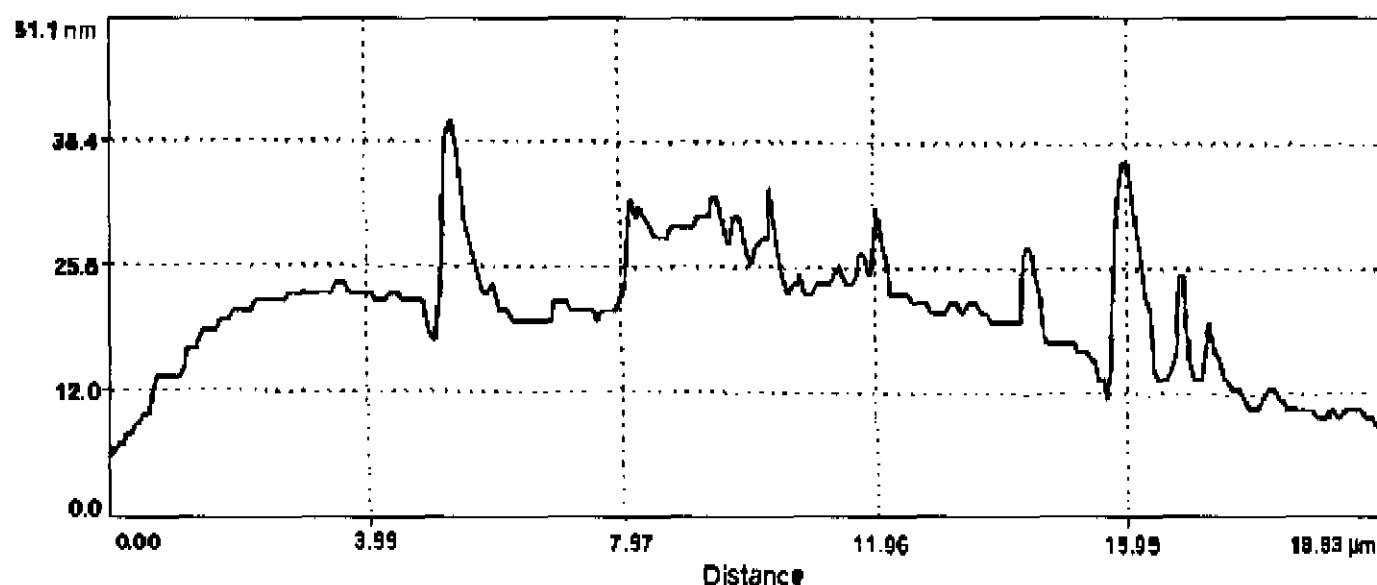


Figura 5-11. Variações de espessura em uma amostra de GaInAsSb

Dos dados da Tabela 5-6, concluiu-se que, uma variação de espessura de  $0.05\mu\text{m}$ , perto de  $2.95\mu\text{m}$ , pode ocasionar erros na determinação do índice de refração de até 0.06, o que é inaceitável.

Também concluiu-se que, para estar dentro do limite de erro de 0.01, as variações de espessura tem que ser menores que  $100\text{\AA}$ . Mas um controle de qualidade, com uma margem de erro desta ordem, não é possível de se conseguir com LPE.

A obtenção dos parâmetros do filme (índice de refração e espessura), a partir dos ângulos elipsométricos, é um problema complexo, já que envolve a solução numérica de equações transcendentais de mais de uma variável. Na bibliografia [ 58 ] - [ 62 ], existem várias propostas para se resolver este problema, que de uma maneira ou outra, envolvem um algoritmo não trivial.

O algoritmo adotado neste trabalho, minimiza a função de várias variáveis da equação ( 5-10 ), obtendo desta maneira, os parâmetros da estrutura.

Para se minimizar numericamente uma função de várias variáveis relacionadas de forma transcendente, é necessário partir de intervalos adequados. Por isto, acredita-se que o problema de inconsistência, pode estar parcialmente na convergência do algoritmo devido aos intervalos iniciais.

## 5.3 Prismas de Compostos Binários

### 5.3.1 Bases Teóricas

Esta técnica, é válida apenas para semicondutores binários, e baseai-se na construção de um prisma do composto binário em questão.

Para se medir o índice de refração do prisma, se faz incidir a luz normalmente a uma face do mesmo, e mede-se o ângulo ao qual a luz é refratada, como é ilustrado na Figura 5-12.

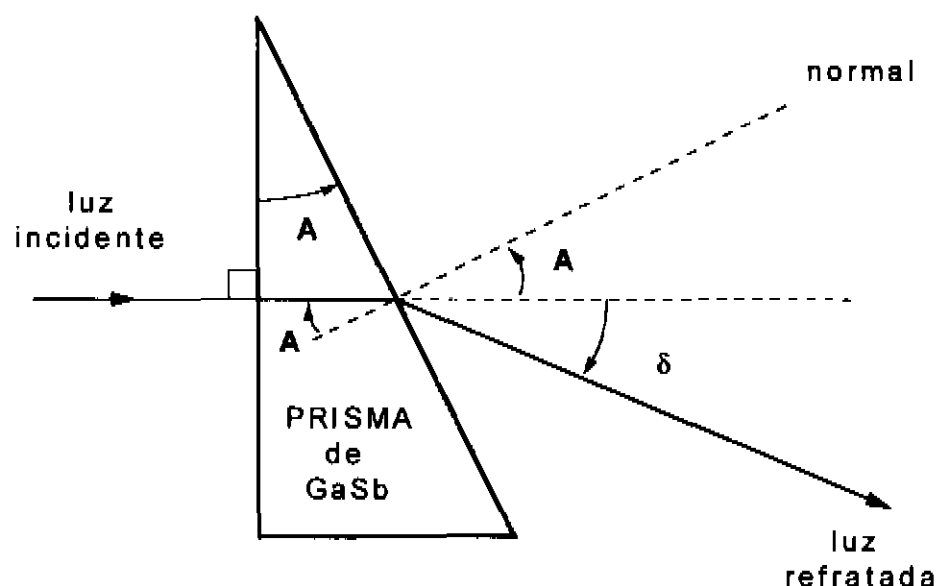


Figura 5-12. Luz refratada pelo prisma de GaSb

Aplicando a lei de Snell à figura anterior, deriva-se que o índice de refração é dado por

$$n = \frac{\text{sen}(A + \delta)}{\text{sen}A} \quad (5-12)$$

Assim, medindo o ângulo  $A$  do prisma, e o ângulo  $\delta$  de refração, para cada comprimento de onda, pode ser determinado o correspondente índice de refração do composto binário.

### 5.3.2 Detalhes Experimentais

O prisma utilizado nestas medições, foi construído a partir de um tarugo de GaSb de 25mm de diâmetro, crescido nos laboratórios do LPD [ 63 ]. O tarugo utilizado não tinha dopagem nominal, e possuía uma concentração residual de tipo  $p$  de  $1.0 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ . Os passos para a construção do prisma foram:

- ◆ Cortou-se uma porção do tarugo,
- ◆ Poliram-se duas faces até ter uma terminação de espelho, utilizando primeiramente, Carbetto de Si, e posteriormente, um pano de polimento, e Bromo Metanol ao 2%.

A montagem experimental utilizada nesta experiência (Figura 5-13), foi realizada sob a base de um elipsomêtro Rudolph modelo 436. Neste arranjo, foi utilizada uma lâmpada de Tungstênio, acoplada a um monocromador McPherson modelo 218, com uma grade de difração (“blaze” em  $2\mu\text{m}$ ), e uma largura de banda de  $90\text{\AA}$ .

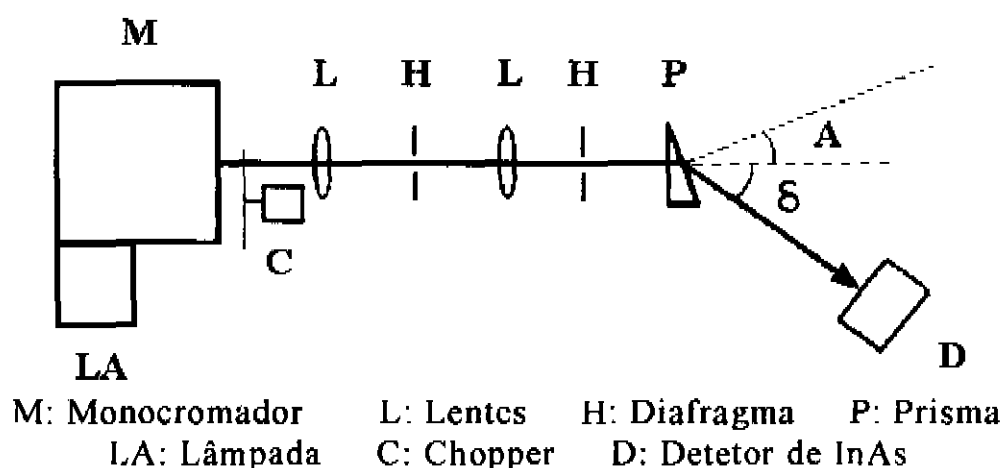


Figura 5-13. Arranjo experimental utilizado nas medições dos índices de refração do prisma

Os passos seguidos para se determinar o ângulo  $A$  do prisma, e os ângulos  $\delta$  de refração foram:

- 1) Colocou-se o prisma no centro de rotação do estágio do elipsomêtro,
- 2) Fez-se incidir sobre uma face do prisma, a luz de um laser de He-Ne, de forma que volta sobre si mesma,
- 3) Girou-se o braço de rotação, até encontrar o ângulo no qual a outra face do prisma refletiu a luz do laser sobre si. A diferença entre  $180^\circ$  e o ângulo encontrado foi  $6.53^\circ \pm 0.01^\circ$ , que é o ângulo  $A$  do prisma,
- 4) Fez-se incidir a luz normalmente a uma face do prisma, e girando o braço de rotação, foram determinados os ângulos  $\delta$  aos quais a luz foi refratada.

A repetitibilidade na determinação dos ângulos de refração, mostrou que a precisão foi melhor que  $0.01^\circ$ .

5.3.3 Resultados das Medições do GaSb

Utilizando a equação ( 5-12 ), e o arranjo apresentado na seção anterior, foram determinados os índices de refração do GaSb, mediante o uso de um prisma deste composto.

Na Figura 5-14, são mostrados os resultados obtidos nestas medições, junto aos obtidos no trabalho realizado com a técnica elipsométrica (Seção 5.2.3.1), para o mesmo composto.

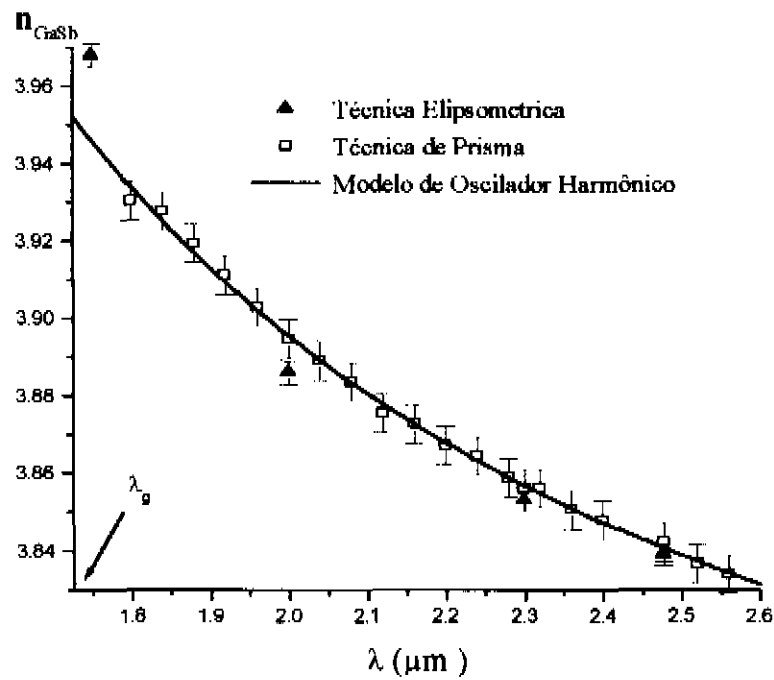


Figura 5-14. Comparação dos Índices de Refração do GaSb, obtidos por elipsometria e com um prisma

As medições de refração (transmissão) através do prisma, mostraram que a luz em 1.75μm, sofre uma absorção considerável, reduzindo o sinal por baixo da capacidade de detecção disponível. Isto faz, com que o valor obtido por elipsometria, para este comprimento de onda, não seja confiável, já que a análise elipsométrica foi realizada sob a hipótese de que a amostra não absorvia. Entretanto, nos pontos distantes da banda de absorção, encontrou-se uma excelente concordância entre os resultados obtidos utilizando ambas técnicas.

Os valores obtidos, são bem ajustados pelo modelo do oscilador harmônico simples [ 65 ]. Este modelo supõe, que no limite de baixas frequências, o índice de refração pode ser descrito por

$$n^2(E) = 1 + \frac{E_0 E_d}{E_0^2 - E^2} \tag{ 5-13 }$$

onde E<sub>0</sub> e E<sub>d</sub>, são dois parâmetros empíricos, e E a energia do foton. No caso do composto GaSb, foram obtidos os valores E<sub>0</sub>=2.17eV, e E<sub>d</sub>=28.27eV, os quais também conseguem, fitar de forma satisfatória, os valores perto da banda de absorção.

Os resultados refletidos na Figura 5-14, são de grande importância, já que terminam com a falta de coerência entre os valores publicados anteriormente. A Figura 5-15, compara os resultados consistentes, obtidos no trabalho de tese, com os dados incoerentes publicados anteriormente.

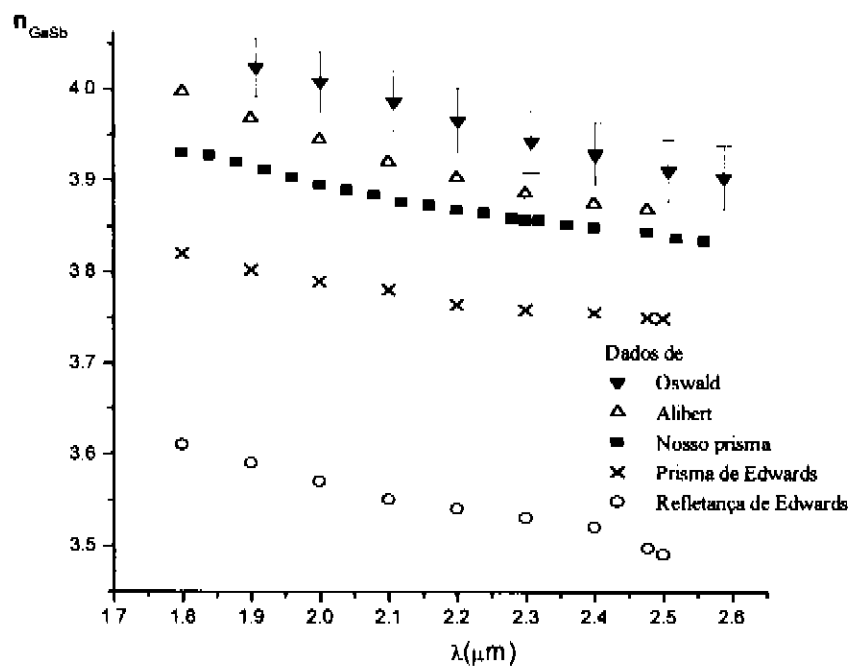


Figura 5-15. Índices de Refração do GaSb publicados por diferentes autores

A grande concordância entre nossos resultados, a diferença dos outros publicados, deve-se a que as técnicas empregadas não estão sujeitas a erros causados pela presença de óxido, ou por variações da intensidade da fonte.

Estes resultados foram descritos em um segundo artigo que também foi publicado [ 64 ].

## 5.4 Difração de Modos Guiados

### 5.4.1 Bases Teóricas

Como foi estudado no Capítulo 2 (Seção 2.3), a luz pode propagar-se dentro de um guia em forma de modos guiados com um vetor de onda  $2\pi n_{\text{modo}}/\lambda$ , sendo  $\lambda$  o comprimento de onda, e  $n_{\text{modo}}$  o índice efetivo do modo.

O acoplamento entre um modo guiado, e a radiação livre a um ângulo  $\theta$ , precisa que a componente do vetor de onda paralela à superfície  $2\pi \text{sen}\theta/\lambda$ , seja igual à correspondente componente do vetor de onda do modo guiado. Isto significa, que as fases devem ser iguais, o que não pode ser satisfeito na ausência de condições especiais.

É possível acoplar radiação livre a modos guiados, mediante a introdução de uma perturbação na polarização [ 44 ]. Uma maneira possível de se conseguir o acoplamento, é gravar uma grade de difração na superfície do guia.

Utilizando a teoria de modos acoplados [ 44 ], é possível provar [ 43 ] que a presença da grade, origina a aparição de famílias de modos perturbados, cada uma destas, associada com um modo guiado.



As constantes de propagação  $\beta_k$  dos modos de cada uma destas famílias, estão relacionadas com a do modo não perturbado  $\beta_m$  da seguinte forma

$$\beta_k = \beta_m \pm n \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (5-14)$$

sendo  $n$  um valor inteiro, e  $\Lambda$  o período da grade.

Sabe-se [ 66 ], que se a profundidade da grade é pequena, se comparada com a espessura do filme (camada guiante), o acoplamento entre a radiação livre e os modos perturbados de ordem superior, é muito menor do que o correspondente aos casos  $n=\pm 1$ .

Devido à aparição dos modos perturbados, é possível que aconteça um intercâmbio de energia entre os modos guiados e a radiação livre. Para isto, a constante de propagação perturbada tem que ser igual à da radiação livre, isto é,  $\beta_k = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta$ , sendo  $\theta$  o ângulo de acoplamento. Neste caso, a equação ( 5-14 ) transforma-se em

$$n_{\text{modo}} = \lambda / \Lambda \pm \sin \theta \quad (5-15)$$

Da relação anterior, segue-se que, uma grade na superfície de um guia, relaxa a condição de igualdade de fase; isto é, as componentes dos vetores de onda podem diferir em um múltiplo da mudança  $2\pi/\Lambda$  introduzida pela grade.

Do anterior, segue-se que, uma vez medido o ângulo de acoplamento, é possível utilizar a equação ( 5-15 ), para se determinar o índice de refração do filme, sendo conhecidos o índice de refração do substrato e a espessura do filme.

### 5.4.2 Detalhes Experimentais

Para a construção das grades foram realizados os seguintes passos:

- ◆ Limpeza da amostra: foi utilizado primeiramente metanol, depois  $\text{H}_2\text{SO}_4$ , e finalmente HF,
- ◆ Gravação da Grade: colocou-se fotoresiste nas amostras,
- ◆ Dividiu-se o feixe de um laser ( $\lambda=350\text{nm}$ ,  $P=40\text{mW}$ ) em outros dois, os quais ao incidir no fotoresiste, gravaram neste um padrão de interferência,
- ◆ Transferência da grade: foi feito um ataque químico utilizando uma solução saturada de Bromo em  $\text{H}_2\text{O}$  junto com  $\text{H}_3\text{PO}_4$  e  $\text{H}_2\text{ODI}$ , e finalmente, a amostra foi lavada em acetona para se retirar o fotoresiste.

Seguindo os passos anteriores, foram construídas grades de diferentes perfis na superfície de vários substratos. Conseguiram-se bons resultados nos casos de substratos de GaAs e InP, mas não com os substratos de GaSb (Figura 5-16).

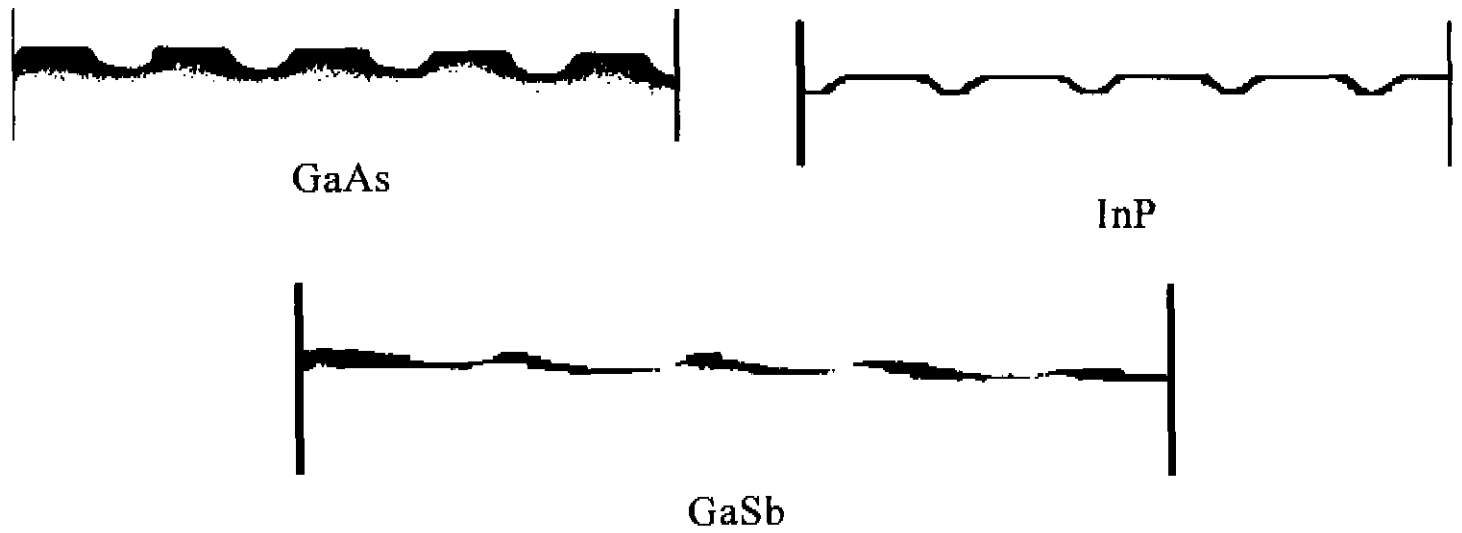


Figura 5-16. Perfis de grades construídas em diferentes substratos

A experiência de acoplamento entre radiação livre e modos guiados, pode ser montada em duas variantes, na primeira, focaliza-se a luz em um canto da amostra e procurasse o ângulo no qual a radiação livre é acoplada (Figura 5-17).

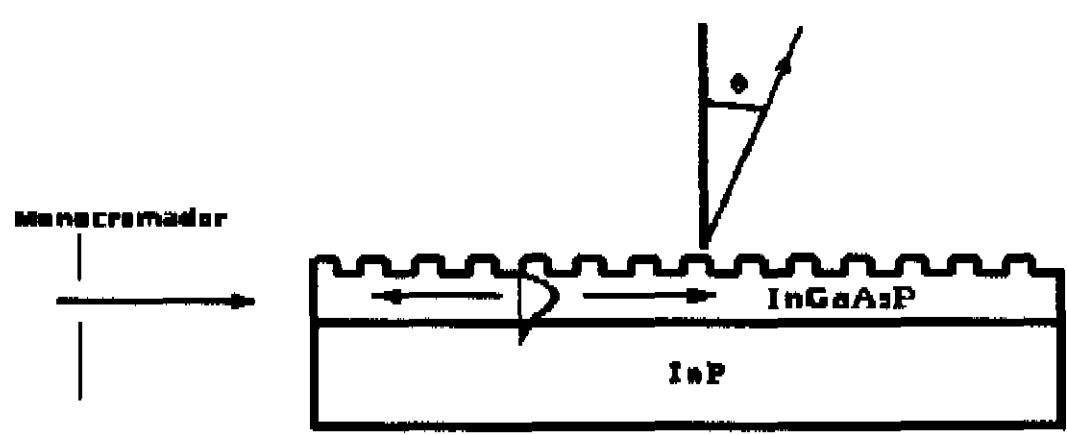


Figura 5-17. Acoplamento entre Radiação Livre e Modos Guiados mediante a grade da superfície

A segunda variante, consiste em fazer incidir a luz em uma parte considerável da superfície da grade, e detectar para quê ângulo de incidência a luz é acoplada ao guia.

### 5.4.3 Primeiros Resultados das Medições do InP

Foram realizadas medições em substratos de InP, e GaAs com diferentes perfis e profundidades das grades.

Os melhores resultados de acoplamento, foram obtidos em amostras de InP com grade de perfil triangular de 0.1 $\mu$ m de profundidade. Para o qual foi utilizada a segunda variante da montagem, isto é, fazendo incidir a luz na superfície do guia, para acoplá-la aos modos guiados. Os resultados obtidos desta experiência são mostrados na Tabela 5-7.

Tabela 5-7. Índices de Refração do InP

$\lambda$ ( $\mu$ m)	$\lambda/a$	$\theta$ ( $^{\circ}$ )	sen $\theta$	n
1.34	2.3675	54	0.809	3.1765
1.36	2.4028	49	0.7547	3.1575
1.44	2.5442	37	0.6018	3.146
1.52	2.6855	26	0.4384	3.1239
1.6064	2.8396	16.4	0.2823	3.1219
1.6408	2.8989	12.5	0.2164	3.1153
1.72	3.0389	4.25	0.0741	3.113
1.7604	3.1102	0.5	0.0087	3.1189

Estes resultados não diferem em mais de 0.02 dos valores aceitos para o InP, o qual é muito promissor. Mas infelizmente, o sinal neste tipo de experiências é ainda muito fraca, pois uma grande parte da luz incidente sobre a amostra, é refratada através desta.

A continuidade destas experiências, foi interrompida devido ao fechamento dos laboratórios onde as grades eram construídas no CPqD da Telebrás.

### 5.5 Conclusões

Ao se projetar guias de ondas para interações paramétricas, são muitos os fatores que intervem no processo de modelação.

Os índices de refração dos diferentes materiais utilizados na estrutura do guia, influenciam notavelmente sua funcionalidade e eficiência. De uma maneira ou outra, os índices de refração estão interrelacionados com muitos dos outros fatores. Dentre estes o nível da resposta não linear, os comprimentos de onda (dispersão), a distribuição dos modos, e a velocidade de propagação de cada, o casamento de fase, e a potência gerada.

Devido a esta importância, decidiu-se investir na medição de índices de refração de alguns compostos semicondutores, daí o tema deste capítulo. Os

compostos submetidos às medições, além de poderem ser crescidos nos laboratórios do LPD, possuem altos índices de refração, e em consequência não linearidades altas, que podem ser aproveitadas em conjunto com outro dos resultados do trabalho de tese, a técnica de inversão do sinal do coeficiente não linear  $d_{14}$ .

O trabalho de medição de índices de refração, possibilitou o domínio de uma técnica de importância estabelecida, como é a elipsometria. Esta técnica além de possuir algumas utilidades mais tradicionais, também possui outras utilidades mais recentes, como a monitoração de crescimento de filmes *in situ*.

Entretanto, também iniciou-se a utilização de outra técnica pouco usada para esta finalidade, como é a difração de modos guiados. Os primeiros resultados das medições com a exploração desta técnica são muito promissores.

Das medições elipsométricas foram obtidos índices de refração confiáveis de substratos de GaSb, tanto de tipo *p*, quanto de tipo *n*, na região transparente. Especificamente, foram obtidos os índices de refração do óxido de GaSb e do GaSb levando em conta e sem levar em conta a presença do óxido, assim como a espessura da camada de óxido. Estes resultados foram descritos em um artigo que já foi publicado.

Adicionalmente, foi realizada uma análise da influência da presença de óxido nativo sob a determinação dos índices de refração do GaSb, e obteve-se o valor máximo do erro para o caso deste ser ignorado.

Também foram obtidos índices de refração do GaSb, utilizando um prisma deste composto. Estes resultados foram descritos em um segundo artigo que também foi publicado.

É de se destacar, a grande concordância entre os valores de índices de refração do composto GaSb obtidos neste trabalho através de diferentes técnicas, pois os valores disponíveis com anterioridade à estas medições estão muito dispersos, e não são coerentes.

Por outro lado, foi estudada numericamente a variação dos índices de refração em função da espessura, considerando-se os ângulos elipsométricos fixos. Neste estudo constatou-se que a determinação dos índices de refração por elipsometria é altamente sensível às irregularidades na espessura do filme e a erros na determinação desta.

Nas medições elipsométricas com o composto quaternário GaInAsSb, os resultados não foram totalmente satisfatórios, pois alguns dos dados obtidos não são consistentes com os outros. Este problema pode originar-se pela alta sensibilidade da técnica elipsométrica à irregularidade da espessura, e/ou pela não convergência do algoritmo utilizado, possivelmente por causa dos intervalos de partida.

Entretanto, nas medições iniciais com o composto InP, utilizando grades de difração, obtiveram-se resultados muito promissores, como foi antes mencionado.

## Conclusões Gerais

Nesta tese, o trabalho dedicou-se ao estudo de dispositivos paramétricos baseados em guias de ondas de compostos semicondutores  $\overline{43m}$ . Na pesquisa desenvolvida, o ênfase colocou-se em

- a análise das dificuldades para se garantir a condição necessária de *Casamento de Fase*,
- a procura por vias para se melhorar a eficiência através do *Fator de Overlap*,
- a criação de uma *Ferramenta Automatizada* que auxilia na modelação dos guias de ondas,
- a modelação de *guias de ondas práticas*, para interações eficientes,
- a determinação dos *Índices de Refração* de alguns compostos, propriedade que os fazem ou não candidatos apropriados a compor a estrutura destes dispositivos.

Como produto do trabalho desenvolvido, obtiveram-se os seguintes resultados:

- 1) *Ferramenta computacional* para a modelação de interações paramétricas em guias de ondas,
- 2) *Critério do batente mínimo* necessário para se conseguir interações casadas que envolvam unicamente modos de ordem zero,
- 3) Existência das *Configurações Não Críticas* que relaxam os estritos requisitos de uniformidade,
- 4) *Geração de luz de maneira aproximadamente casada* na vizinhança dos *pontos não críticos*, sintonizando o comprimento de uma das ondas incidentes,
- 5) Proposta para se *evitar a anulação do Fator de Overlap* em interações com produto das ordens dos modos ímpar, e com eficiência comparável à de modos de ordem zero,
- 6) Proposta de *configurações práticas* que aproveitam a existência de pontos de casamento não críticos, assim como a maximização do Fator de Overlap, através da Técnica para se inverter o sinal do coeficiente não linear  $d_{14}$ ,
- 7) *Índices de Refração confiáveis do GaSb* na região transparente, determinados por elipsometria e prisma.

Do exposto, conclui-se que mediante a aplicação conjunta da técnica de inversão do sinal de  $d_{14}$ , e das configurações não críticas, é possível projetar dispositivos paramétricos eficientes.

## Apêndice A . Valor Máximo do Fator de Overlap

Neste apêndice, é mostrado que o valor máximo do *Fator de Overlap*, é alcançado no caso limite das ondas planas, e que este é um, quando os campos elétrico e magnético  $E_y$  e  $H_y$  são normalizados segundo a definição de espessura efetiva [ 40 ].

Estes campos, podem ser expressos na forma [ 34 ]

$$\mathcal{F}_m(x) = \begin{cases} \cos\varphi_m \exp[\alpha_1(x + \frac{d}{2})] & x < -\frac{d}{2} \\ \cos(\beta_m x - \varphi_m) & |x| \leq \frac{d}{2} \\ (-1)^m \cos\varphi'_m \exp[-\alpha_3(x - \frac{d}{2})] & x > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (A-1)$$

onde

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= k_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_1^2} \\ \beta_m &= k_0 \sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2} \\ \alpha_3 &= k_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_3^2} \end{aligned} \quad (A-2)$$

e

$$\begin{aligned} \text{Tg}\varphi_m &= \frac{\alpha_{1m}}{\beta_m} \frac{r_1}{r_2} \\ \text{Tg}\varphi'_m &= \frac{\alpha_{3m}}{\beta_m} \frac{r_3}{r_2} \\ \text{Tg}(\beta_m d - m\pi) &= \frac{\beta_m r_2 (\alpha_{1m} r_1 + \alpha_{3m} r_2)}{(\beta_m r_2)^2 - \alpha_{1m} \alpha_{3m} r_1 r_2} \end{aligned} \quad (A-3)$$

com  $r_i$  definido pela equação (3-18).

A espessura efetiva é definida por

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{F}_l(x)|^2 r_l dx = \frac{d_{eff}^{(l)}}{2} r_l \quad (A-4)$$

a que pode ser expressa, em função de  $r_i$ ,  $\alpha_{1m}$ ,  $\alpha_{3m}$ , e  $\beta_m$ , como

$$d_{eff}^{(m)} = d + \frac{r_2}{\alpha_{3m}} \left( \frac{r_3 \alpha_{3m}^2 + r_2 \beta_m^2}{r_3^2 \alpha_{3m}^2 + r_2^2 \beta_m^2} \right) + \frac{r_2}{\alpha_{1m}} \left( \frac{r_1 \alpha_{1m}^2 + r_2 \beta_m^2}{r_1^2 \alpha_{1m}^2 + r_2^2 \beta_m^2} \right) \quad (A-5)$$

A integral de overlap, de acordo com as definições anteriores, pode expressar-se da forma seguinte

$$I_{ov} = I_1 + I_2 + I_3 \quad (A-6)$$

onde

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{d_{14}^{(1)}}{n_{TM,1}^2} \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2 \cos \varphi_3}{\alpha_{1,1} + \alpha_{1,2} + \alpha_{1,3}} \\ I_2 &= \frac{d_{14}^{(2)}}{n_{TM,2}^2} \int_{-d/2}^{d/2} \cos(\beta_1 x - \varphi_1) \cos(\beta_2 x - \varphi_2) \cos(\beta_3 x - \varphi_3) dx \\ I_3 &= \frac{d_{14}^{(3)}}{n_{TM,3}^2} \frac{\cos \varphi'_1 \cos \varphi'_2 \cos \varphi'_3}{\alpha_{3,1} + \alpha_{3,2} + \alpha_{3,3}} \end{aligned} \quad (A-7)$$

O caso limite de ondas planas, obtém-se quando a espessura da camada central do guia, tende ao infinito. A partir de (A-2) e (A-3), segue-se,

$$d \rightarrow \infty \Rightarrow n_{eff} \rightarrow n_2, \quad \varphi \rightarrow \frac{\pi}{2} \quad \text{e} \quad \varphi' \rightarrow \frac{\pi}{2} \quad (A-8)$$

Utilizando (A-8) em (A-7),

$$I_1, I_3 \xrightarrow{d \rightarrow \infty} 0 \quad (A-9)$$

Por outro lado,

$$I_2 = \frac{d_{14}^{(2)}}{4n_{TM,2}^2} \int_{-d/2}^{d/2} \left\{ \begin{aligned} &\cos[(\beta_1 + \beta_2 + \beta_3)x - (\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)] + \\ &\cos[(\beta_1 + \beta_2 - \beta_3)x - (\varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3)] + \\ &\cos[(\beta_2 + \beta_3 - \beta_1)x - (\varphi_2 + \varphi_3 - \varphi_1)] + \\ &\cos[(\beta_1 + \beta_3 - \beta_2)x - (\varphi_1 + \varphi_3 - \varphi_2)] \end{aligned} \right\} dx \quad (A-10)$$

Cada um dos termos da equação anterior tem a forma  $\cos(ax-b)$ , onde  $a$  representa as somas dos  $\beta$ 's, e  $b$  representa as somas das fases  $\varphi$ 's.

Para uma espessura  $d$  da camada central do guia, suficientemente grande, cumpre-se que  $a$  é diferente de zero. Por isto, a integral de cada termo é dada por

$$\int_{-\infty}^{\infty} \cos(ax-b) dx = d \frac{\text{sen}\left(\frac{ad}{2}\right)}{\frac{ad}{2}} \text{sen}(b) \quad (A-11)$$

Sabe-se que,  $n_{eff} \xrightarrow{d \rightarrow \infty} n_2$  mais rapidamente do que  $d \rightarrow \infty$ . Daí,

$$ad \xrightarrow{d \rightarrow \infty} 0 \quad (A-12)$$

e como  $\varphi \rightarrow \frac{\pi}{2}$  quando  $d \rightarrow \infty$  ( A-8 ), então  $b \rightarrow \frac{3\pi}{2}$  para o primeiro termo da equação ( A-10 ), e  $b \rightarrow \frac{\pi}{2}$  para os restantes termos. Daí que, para  $d \gg 1$  cumpre-se

$$I_2 \cong \frac{d_{14}^{(2)}}{2n_{TM,2}^2} d = \frac{1}{2} d_{14}^{(2)} r_{TM,2} d \quad (A-13)$$

Por outro lado, o *fator de overlap*, pode ser rescrito em função das espessuras efetivas como

$$f_{ov} = \frac{\left( d_{eff}^{(1)} I_{ov} \right)^2}{I_{d_1} I_{d_2}} = \frac{4}{r_{d_1} r_{d_2}} \frac{\left( d_{eff}^{(1)} I_{ov} \right)^2}{d_{eff}^{(d_1)} d_{eff}^{(d_2)}} \quad (A-14)$$

Daí,

$$f_{ov} \xrightarrow{d \rightarrow \infty} \frac{4}{r_{d_1} r_{d_2}} \left( \frac{1}{2} \frac{1}{d_{eff}} d_{14}^{(2)} r_{TM,2} \right)^2 = \left( \frac{1}{d_{eff}} \frac{d_{14}^{(2)} r_{TM,2}}{\sqrt{r_{d_1} r_{d_2}}} \right)^2 = 1 \quad (A-15)$$

onde foi utilizada a definição do coeficiente não linear efetivo  $d_{eff}$  ( 3-47 ).

Assim, fica provado que o valor máximo do *fator de overlap*, é alcançado no caso limite das ondas planas, e que este é um.



# Apêndice B . Valor Limite de $\Gamma$ (Ondas Planas)

Neste apêndice é mostrado que, o fator de incremento da eficiência por unidade de comprimento  $\Gamma$ , que aparece na equação ( 3-43 ), dado por

$$\Gamma^2 = \omega_3^2 \eta_0^2 d_{eff}^2 \frac{\left(n_{eff}^{(TM)}\right)^2}{n_{eff}^{(m)} n_{eff}^{(3)}} \delta_m \delta_3 \sigma_3^2 |f_M|^2 f_{ov} \tag{ B-1 }$$

se reduz ao correspondente ( 1-40 ).

$$\Gamma^2 = 2 \omega_3^2 \eta_0^3 (d_{eff})^2 \frac{I_2}{n_1 n_2 n_3} \tag{ B-2 }$$

no caso limite de ondas planas.

Nestas equações, m e M, referem-se às ondas de menor e de maior potência, respectivamente.

De acordo com a Tabela 3-1, existem três possibilidades que envolvem um único modo **TM**, estas são

Caso	$\omega_1$	$\omega_2$	$\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2$
1	<b>M</b>	<b>E</b>	<b>E</b>
2	<b>E</b>	<b>M</b>	<b>E</b>
3	<b>E</b>	<b>E</b>	<b>M</b>

Sem perda de generalidade, é possível supor que, a potência da primeira onda  $\omega_1$ , é maior ou igual que a potência da segunda  $\omega_2$ , isto é,  $P_1 \geq P_2$ . Desta maneira, segundo a definição de  $\Gamma$  ( 3-43 ), segue-se que m=2 e M=1.

Neste caso, o coeficiente não linear efetivo  $d_{eff}$  ( 3-47 ), adquire as seguintes formas

$$d_{eff} = \frac{d_{14}}{n_{TM}^2} \frac{1}{\sqrt{\min(r_{d_1}) \min(r_{d_2})}} = \begin{cases} \frac{d_{14}}{n_{TM}^2} & \text{no caso 1} \\ \frac{d_{14}}{n_{TM}} & \text{nos casos 2 e 3} \end{cases} \tag{ B-3 }$$

Por outro lado, de acordo com as equações ( 2-26 ) e ( 2-27 ), as amplitudes e as intensidades dos modos **TE** e **TM**, estão relacionadas por

$$\begin{aligned} |f_{TE}|^2 &= \frac{2I_{TE}\eta_0}{n_{eff}^{(TE)}} \\ |f_{TM}|^2 &= \frac{2I_{TM}n_{TM}^2}{n_{eff}^{(M)}\eta_0} \end{aligned} \quad (B-4)$$

Considere-se os três casos da tabela anterior separadamente:

1) Neste caso,  $d_{eff} = \frac{d_{14}}{n_{TM}^2}$ , e  $\delta_m\delta_3 = \delta_2\delta_3 = \eta_0^2$ , substituindo em ( B-1 ), segue-se

$$\Gamma^2 = \omega_3^2 \eta_0^2 \frac{(d_{14})^2}{(n_{TM})^4} \frac{(n_{eff}^{(TM)})^2}{n_{eff}^{(2)} n_{eff}^{(3)}} \eta_0^2 |f_1|^2 f_{ov} = \frac{\omega_3^2 \eta_0^3 (d_{14})^2}{n_{eff}^{(2)} n_{eff}^{(3)}} \left( \frac{n_{eff}^{(TM)}}{n_{TM}} \right)^2 \left( \frac{\eta_0 |f_1|^2}{n_{TM}^2} \right) f_{ov} \quad (B-5)$$

utilizando que a onda  $\omega_1$  é de modo **TM**, e fazendo uso de ( B-4 ), segue-se

$$\Gamma^2 = \frac{2\omega_3^2 \eta_0^3 (d_{14})^2 I_1}{n_{eff}^{(1)} n_{eff}^{(2)} n_{eff}^{(3)}} \left( \frac{n_{eff}^{(TM)}}{n_{TM}} \right)^2 f_{ov} \quad (B-6)$$

Partindo de que no limite de ondas planas  $f_{ov} \rightarrow 1$ , e de que  $n_{eff}^{TM} \rightarrow n_{TM}$  (Apêndice A), segue-se que a equação ( B-6 ), converte-se na correspondente equação do caso de ondas planas ( 1-40 ).

2) Neste caso,  $d_{eff} = \frac{d_{14}}{n_{TM}}$ , e  $\delta_m\delta_3 = \delta_2\delta_3 = 1$ , substituindo em ( B-1 ), segue-se

$$\Gamma^2 = \omega_3^2 \eta_0^2 \frac{(d_{14})^2}{(n_{TM})^2} \frac{(n_{eff}^{(TM)})^2}{n_{eff}^{(2)} n_{eff}^{(3)}} |f_1|^2 f_{ov} = \frac{\omega_3^2 \eta_0^3 (d_{14})^2}{n_{eff}^{(2)} n_{eff}^{(3)}} \left( \frac{n_{eff}^{(TM)}}{n_{TM}} \right)^2 \left( \frac{|f_1|^2}{\eta_0} \right) f_{ov} \quad (B-7)$$

utilizando que a onda  $\omega_1$  é de modo **TE**, e fazendo uso de ( B-4 ), segue-se

$$\Gamma^2 = \frac{2\omega_3^2 \eta_0^3 (d_{14})^2 I_1}{n_{eff}^{(1)} n_{eff}^{(2)} n_{eff}^{(3)}} \left( \frac{n_{eff}^{(TM)}}{n_{TM}} \right)^2 f_{ov} \quad (B-8)$$

Partindo de que no limite de ondas planas  $f_{ov} \rightarrow 1$ , e  $n_{eff}^{TM} \rightarrow n_{TM}$  (Apêndice A), segue-se que a equação ( B-8 ), converte-se na correspondente equação do caso de ondas planas ( 1-40 ).

3) Neste caso,  $d_{eff} = \frac{d_{14}}{n_{TM}}$ , e  $\delta_m \delta_3 = \delta_2 \delta_3 = 1$ , considerando que a interação é aproximadamente casada, isto é,  $\sigma_3 \cong 1$ , e substituindo em ( B-1 ), segue-se

$$\Gamma^2 = \omega_3^2 \eta_0^2 \frac{(d_{14})^2}{(n_{TM})^2} \frac{(n_{eff}^{(TM)})^2}{n_{eff}^{(2)} n_{eff}^{(3)}} |f_1|^2 f_{ov} = \frac{\omega_3^2 \eta_0^3 (d_{14})^2}{n_{eff}^{(2)} n_{eff}^{(3)}} \left( \frac{n_{eff}^{(TM)}}{n_{TM}} \right)^2 \left( \frac{|f_1|^2}{\eta_0} \right) f_{ov} \tag{ B-9 }$$

utilizando que a onda  $\omega_1$  é de modo TE, e fazendo uso de ( B-4 ), segue-se

$$\Gamma^2 = \frac{2 \omega_3^2 \eta_0^3 (d_{14})^2}{n_{eff}^{(1)} n_{eff}^{(2)} n_{eff}^{(3)}} I_1 \left( \frac{n_{eff}^{(TM)}}{n_{TM}} \right)^2 f_{ov} \tag{ B-10 }$$

Partindo de que no limite de ondas planas  $f_{ov} \rightarrow 1$ , e  $n_{eff}^{TM} \rightarrow n_{TM}$  (Apêndice A), segue-se que a equação ( B-10 ), converte-se na correspondente equação do caso de ondas planas ( 1-40 ).

Com o qual, o valor limite de  $\Gamma$ , se reduz ao correspondente do caso de Ondas Planas.

## Apêndice C . Ferramenta Computacional

Os resultados dos desenvolvimentos matemáticos do Capítulo 3, e a idéia da inversão do sinal do coeficiente não linear  $d_{14}$ , foram utilizados no algoritmo utilizado para implementar a ferramenta computacional.

O programa elaborado, foi codificado na linguagem de programação C++ [ 67 ] [ 68 ]. Este programa, auxilia na modelação de guias de ondas de compostos semicondutores  $\overline{43m}$  para interações paramétricas.

A tela inicial na execução deste programa é apresentada na Figura C-1.

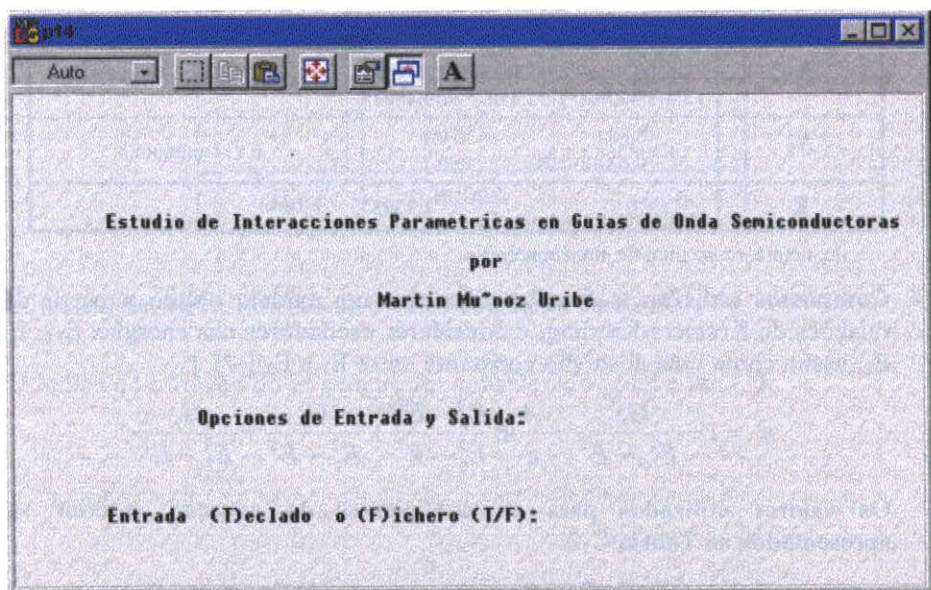


Figura C-1. Tela Inicial

### Dados de Índices de Refração

Os dados utilizados para os índices de refração, foram obtidos da bibliografia. Para os diferentes compostos, foram utilizadas diferentes fórmulas, indicadas a seguir.

- Compostos GaAlAs, e InGaAsP: utilizou-se o modelo de dois osciladores

$$n^2 = 1 + \frac{A_1}{1 - \left( \frac{E}{EE + E_1} \right)^2} + \frac{A_2}{1 - \left( \frac{E}{EE + E_2} \right)^2} \quad (C-1)$$

Os valores utilizados para os coeficientes da equação anterior são apresentados na Tabela C-1.

Tabela C-1. Coeficientes para o modelo de dois osciladores

Coefi- cientes	Composto	
	GaAlAs [ 69 ]	InGaAsP [ 70 ]
E <sub>1</sub>	2.5048	2.5048
EE	1.424+1.247x      x≤0.45035 1.9+0.125x+0.143x <sup>2</sup> x≥0.45035	1.23985/λ <sub>p</sub> (μm)
E <sub>2</sub>	1.073411x-0.1879986    x≥0.44035 0.2954121                    x≤0.44035	0.1638
A <sub>1</sub>	-3.160926x+9.678956    x≥0.44035 15.4-5.832EE+1.125(EE) <sup>2</sup> x≤0.44035	13.351-5.4554EE+1.2332(EE) <sup>2</sup>
A <sub>2</sub>	0.631                    x>0.1 0.64EE-0.36            x≤0.1	0.714-0.3606EE
E	1.23985 / λ (μm)	

λ<sub>p</sub> refere-se ao pico de luminescência.

- **Compostos (Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>)<sub>0.5</sub>In<sub>0.5</sub>P:** utilizou-se um modelo obtido a partir das relações de Kramers-Kroning, e considerar osciladores nas energias E<sub>TO</sub>, E<sub>1</sub>, E<sub>2</sub>, assim como uma absorção constante entre E<sub>1</sub> e E<sub>2</sub> [ 71 ]

$$n^2 = 1 + \frac{G_{TO}}{E_{TO}^2 - E^2} + \frac{A}{\pi} \ln \frac{E_1^2 - E^2}{E_g^2 - E^2} + \frac{G_1}{E_1^2 - E^2} + \frac{G_2}{E_2^2 - E^2}$$

Os valores utilizados para os coeficientes da equação anterior são apresentados na Tabela C-2.

Tabela C-2. Coeficientes para o composto (Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>)<sub>0.5</sub>In<sub>0.5</sub>P

Coefi- cientes	Composto (Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> ) <sub>0.5</sub> In <sub>0.5</sub> P
E <sub>g</sub>	1.9+0.48x (eV)
E <sub>1</sub>	3.35+0.38x (eV)
E <sub>2</sub>	5.2+0.35x (eV)
A	0.72+0.35x
G <sub>TO</sub>	0.0044 (eV <sup>2</sup> )
G <sub>1</sub>	34.7 (eV <sup>2</sup> )
E <sub>TO</sub>	0.04 (eV)

- **Compostos ZnSe e Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:** calculados a partir de equações de Sellmier

$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2 - C} - D\lambda^2 \tag{ C-2 }$$

Os valores utilizados para os coeficientes da equação anterior são apresentados na Tabela C-3 [ 34 ].

Tabela C-3. Coeficientes para o modelo de Sellmier

Coefi- cientes	Composto	
	ZnSe	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
A	5.9022	3.0641
B	0.20931	0.02003
C	0.117	0.0066
D	0.00004	0.00072

- **Óxido de AlAs:** utilizou-se o valor constante de 1.55 [ 47 ].

O índice de refração do ar sempre foi considerado igual a um (1).

**Dados dos Coeficientes Não Lineares  $d_{14}$**

Na bibliografia, são achados valores de coeficientes não lineares de semicondutores  $\overline{43m}$ , apenas de compostos binários. Por isto, os coeficientes associados aos compostos ternários e quaternários, foram estimados a partir de interpolações com os coeficientes dos compostos binários que os compõem.

Devido à complexidade envolvida na medição dos coeficientes não lineares, na bibliografia há uma dispersão destes valores de até 50%. Para o trabalho de tese, foram selecionados (Tabela C-4, [ 72 ], [ 73 ], [ 74 ]) , aqueles com os valores menos dispersos.

Tabela C-4. Coeficientes não lineares de semicondutores binários III-V

Composto	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{14}(\text{Tese}) \times 10^{-22}$	$d_{14}(\text{SI}) =$ $d_{14}(\text{Tese})/\epsilon_0 \times 10^{-12}$
GaAs	2.12	15.31777	173
	10.6	11.86463	134
GaP	1.064	8.8542	100
	1.318	7.2604	82
	2.12	6.9063	78
	3.39	5.8438	66
	10.6	5.1354	58
GaSb	10.6	34.5314	390
InP	10.6	37.1876	420
InSb	28	51.3544	580
InAs	10.6	23.0209	260
AlSb	1.058	4.3386	49
AlAs	10.6	3.4531	39

## Opções do programa

A tela com as opções do menu principal do programa desenvolvido, é mostrada na Figura C-2.

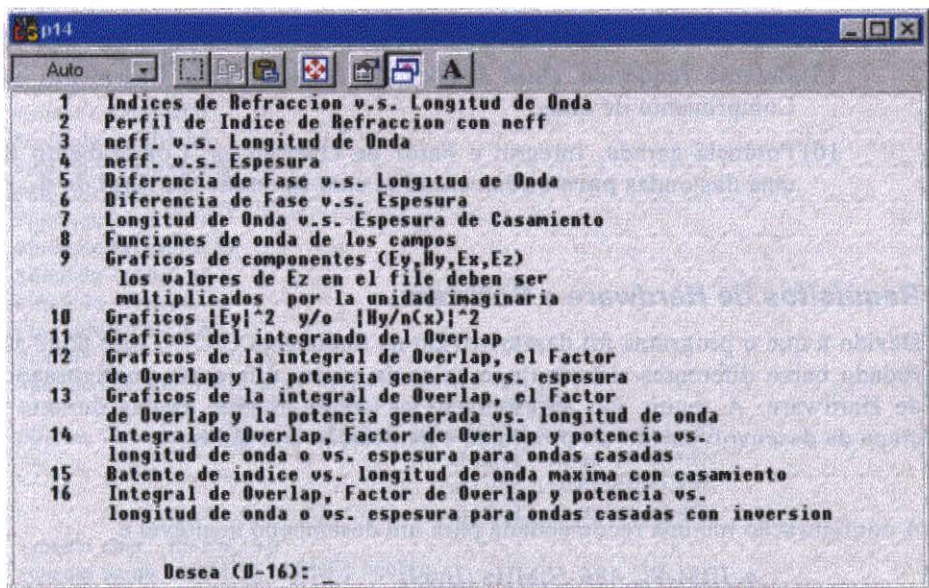


Figura C-2. Opções do Menu Principal

As opções do menu permitem realizar os seguintes cálculos:

- 1) Índices de Refração vs. Comprimento de onda de cada composto,
- 2) Perfis dos Índices de Refração do guia com os diferentes índices efetivos,
- 3) Índice efetivo vs. Comprimento de onda,
- 4) Índice efetivo vs. Espessura de uma camada,
- 5) Diferença de fase vs. Comprimento de onda,
- 6) Diferença de fase vs. Espessura de uma camada,
- 7) Espessura de Casamento vs. Comprimento de onda,
- 8) Funções de onda dos campos envolvidos,
- 9) Gráficos das componentes  $E_y$ ,  $E_x$ ,  $E_z$ , e  $H_y$  dos campos envolvidos,
- 10) Gráficos de  $|E_y|^2$  e  $\left| \frac{H_y}{n(x)} \right|^2$ ,
- 11) Gráficos do integrando da integral de overlap (produto dos campos ponderado pelo coeficiente não linear  $d_{14}$ ),



- 12) Potência gerada, Integral e Fator de Overlap vs. Espessura,
- 13) Potência gerada, Integral e Fator de Overlap vs. Comprimento de uma das ondas,
- 14) Potência gerada, Integral e Fator de Overlap vs. Comprimento de uma das ondas ou vs. Espessura **para ondas casadas**,
- 15) Batente requerido entre índices de refração para Casamento vs. Comprimento de onda,
- 16) Potência gerada, Integral e Fator de Overlap vs. Comprimento de uma das ondas **para ondas casadas com inversão do sinal de  $d_{14}$** .

## ***Requisitos de Hardware e Software***

Devido a que o programa foi desenvolvido na linguagem C/C++, este pode ser rodado baixo diferentes sistemas operacionais e com diferentes configurações de Hardware. A seguir são apresentadas as configurações usadas durante a etapa de desenvolvimento do programa e modelação dos guias.

A configuração mínima recomendada para um desempenho aceitável é

- ◆ IBM-PC 486-50MHz (Intel)
- ◆ 8Mb de RAM
- ◆ 256Kb de Cache
- ◆ Windows 3.1
- ◆ C/C++ V3.1 da Borland (16 bits)

A configuração com a qual foram realizados a maior parte do trabalho foi

- ◆ IBM-PC 486-100MHz (Intel)
- ◆ 16Mb de RAM
- ◆ 256Kb de Cache
- ◆ Windows 95
- ◆ C/C++ V5.0 da Borland (32 bits)

No caso dos cálculos mais complexos foram utilizadas as estações de trabalho SUN/SPARC disponíveis no instituto de física.

## Listagem do Programa

A seguir é apresentada a listagem do programa desenvolvido:

```
#include <stdio.h>
#include <string.h>
#include <math.h>
#include <ctype.h>
#include <stdlib.h>
#include <iostream.h>
#include <dir.h>
#include <dos.h>
#include <complex.h>
#include <conio.h>
#include <fstream.h>
#include <malloc.h>
#define N
#define copia(a,b) a[0][0] = b[0][0]; a[0][1] = b[0][1]; \
                    a[1][0] = b[1][0]; a[1][1] = b[1][1];
#define inicia(a,v1,v2,v3,v4,v5,v6,v7,v8) a[0][0] = complex(v1,v2); \
                    a[0][1] = complex(v3,v4); \
                    a[1][0] = complex(v5,v6); \
                    a[1][1] = complex(v7,v8);

typedef char  ffisico[15];
typedef enum  {FALSE, TRUE} bool1 ;
typedef complex mat2x2com[2][2];
typedef complex mat2x1com[2];
typedef double vec3do[3];
typedef double vec4do[4];
typedef double vecNdo[N];
typedef vecNdo vec3Ndo[3];
typedef mat2x2com vecNmat[N];
typedef mat2x1com vecN1mat[N];
typedef vecNmat vec3Nmat[3];
typedef vecN1mat vec3N1mat[3];
typedef struct { double d; complex c;} dou_com;
typedef enum  {Aire,AlO,ZnSe,Oxido_AlAs,GaAlAs_Boyd,GaAlAs_Herrera,
               InGaAsP,AlGaInP,Otro}tipo_mat ;
typedef union { struct{double A,  B,  C,  D,  PorcAl_Pico;} ctes1;
               struct{double EE,  E2,  A1, A2, PorcAl_Pico;} ctes2;
               struct{double E11, E22, Eg, A,  PorcAl_Pico;} ctes3;
               } ctes_mats ;
typedef struct { tipo_mat tipo; ctes_mats ctes;
               double espesura; double d;
               }info_filme ;
typedef      info_filme vecNfil[N];
typedef struct { int med ; double lon; vecNfil filmes;} Geom;
typedef enum  {suma, diferencia, harmonico}interaccion;
typedef enum  {electrico, magnetico}Tmodo;
typedef enum  {MEE, EME, EEM, MMM}regla_selec;
typedef struct { double lambda; Tmodo modo; double k0;
               int orden; double pot;
```

```

        }info_onda;
typedef info_onda vec3ondas[3];
typedef struct {
    int pos;
    double in, fin, incr;
}rango;
typedef struct { int r ; vec4do n;} Svec4n_eff;
typedef struct { int existe ; double c; vec3do ne;} casamiento ;
typedef struct { int existe ; vec4do der; vec4do cas;}casamiento_der ;
typedef struct {int existe; double in,sup; casamiento cas;}Int_cas ;
typedef enum {long_onda, es_pesura}variable ;
int isinteger (char *valor)
{
    while (*valor != '\0')
        if (isdigit (*valor)) valor++;
        else return (FALSE);
    return (TRUE);
}
int isreal (char *valor)
{
    int ponto = 0;

    if (*valor == '+' || *valor == '-') valor++;
    if (*valor == '0') {
        valor++;
        if (*valor == '\0') return(TRUE);
    }
    while (*valor != '\0')
    {
        if (!isdigit (*valor))
            if (*valor == '.') ponto++;
            else if ((*valor == 'E') || (*valor == 'e')) {
                valor++;
                if (*valor == '+' || *valor == '-') valor++;
                if ((*valor == '\0') || (!isdigit(*valor))) return(FALSE);
                else { valor++;
                    if (*valor == '\0') return(TRUE);
                    if (!isdigit(*valor)) return(FALSE);
                    valor++;
                    if (*valor == '\0') return(TRUE);
                    else return(FALSE);
                }
            }
        else return (FALSE);
        valor++;
    }
    if (ponto > 1) return (FALSE); /* nao e' numero real */
    else return (TRUE); /* e' numero real */
}
int Pide_Entero(char *prompt, bool1 eco=TRUE)
{ char resp[8];
  cout << prompt;
  do { cin >> resp;
      if (eco) cout << resp << endl;
  } while (!isinteger(resp));
}

```

```

    return(atoi(resp));
}
int Pide_Entero_Pos(char *prompt, bool eco=TRUE)
{ char resp[8];
  int valor;
  do { cout << prompt << " (>0): ";
    do { cin >> resp;
      if (eco) cout << resp << endl;
    } while (!isinteger(resp));
    valor = atoi(resp);
  } while (valor<=0);
  return(valor);
}
double Pide_Real(char *prompt, bool eco=TRUE)
{ char resp[16];
  cout << prompt;
  do { cin >> resp;
    if (eco) cout << resp << endl;
  } while (!isreal(resp));
  return(atof(resp));
}
double Pide_Real_Pos(char *prompt, bool eco=TRUE)
{ char resp[25];
  double valor;
  do { cout << prompt << " (>0): ";
    do { cin >> resp;
      if (eco) cout << resp << endl;
    } while (!isreal(resp));
    valor = atof(resp);
  } while (valor<=0);
  return(valor);
}
char Pide_Car(char *prompt, bool eco, char car1, char car2)
{ char resp;

  cout << prompt << " (" << car1 << "/" << car2 << "): ";
  do { cin >> resp; resp = toupper(resp);
    if (eco) cout << resp;
  } while (resp != car1 && resp != car2);
  return(resp);
}
void Pide_Material(info_filme &filme, int i_filme, bool eco)
{ ctes_mats ctes_fijas[4] = {{1,0,0,0}, {3.0641,0.02003,0.0066,0.00072},
                             {5.9022,0.20931,0.117,0.00004}, {2.4025,0,0,0}};

  ctes_mats *p;
  double Al, Pico, aux, n_otro, n2_otro;
  cout << "\n\nLos tipos de Materiales son:\n\n"
    << " 0 Aire\n"
    << " 1 Al(2)O(3)\n"
    << " 2 ZnSe\n"
    << " 3 Oxido de AlAs\n"
    << " 4 GaAlAs (Boyd)\n"
    << " 5 GaAlAs (Herrera)\n"
    << " 6 InGaAsP\n"
    << " 7 (Al(x)Ga(1-x))(0.5)In(0.5)P\n"

```

```

    << " 8 Otro\n";
cout << "\n No. de Material";
if (i_filme!=-1) cout << " do filme " << i_filme;
filme.tipo = (tipo_mat) Pide_Entero_Rango("", 0, 8, eco);
if (filme.tipo<=Oxido_AlAs) { filme.ctes = ctes_fijas[filme.tipo];
    return; }
if (filme.tipo==Otro) { n_otro=Pide_Real_Rango("indice= ",1 , 4, eco);
    n2_otro=n_otro*n_otro;
    }
if ((filme.tipo==GaAlAs_Boyd)||((filme.tipo==GaAlAs_Herrera)||
    (filme.tipo==AlGaInP)) {
    cout << "\nPorcentaje de Al ";
    if (i_filme!=-1) cout << "en la camada " << i_filme;
        filme.ctes.ctes1.PorcAl_Pico = Al = Pide_Real_Rango("", 0, 1, eco);
}
p = &(filme.ctes);
    switch (filme.tipo) {
case Otro : {
    p->ctes1.A=n2_otro;
    p->ctes1.B=0;
    p->ctes1.C=0;
    p->ctes1.D=0;
    break;
    }
case GaAlAs_Boyd: {
    p->ctes1.A = 10.906 - 2.92*Al;
    p->ctes1.B = 0.97501;
    aux = ((Al <= 0.36) ? (0.52886 - 0.735*Al) : (0.30386 - 0.105*Al));
    p->ctes1.C = aux*aux;
    p->ctes1.D = 0.002467*(1.41*Al+1);
    break;
    }
case GaAlAs_Herrera:{
    p->ctes2.EE = ((Al<=0.45035) ? (1.424+1.247*Al) :
(1.9+0.125*Al+0.143*Al*Al));
    if (Al > 0.44035) { p->ctes2.E2 = 1.073411 * Al - 0.1879986;
        p->ctes2.A1 = -3.160926 * Al + 9.678956;
        }
    else { p->ctes2.E2 =0.2954121;
        p->ctes2.A1 = 15.4 - 5.832 * (p->ctes2.EE) + 1.125 * (p->ctes2.EE) * (p-
>ctes2.EE);
        }
    p->ctes2.A2 = ((Al > 0.1) ? 0.631 : (0.64 * (p->ctes2.EE) - 0.36));
    break;
    }
case InGaAsP:{
    cout << "\nEl pico de luminiscencia del InP es 0.939"
        << "\nPico de luminiscencia ";
    if (i_filme!=-1) cout<<"de la camada " << i_filme;
    cout << " = ";
    p->ctes2.PorcAl_Pico = Pico = Pide_Real_Pos("", eco);
    p->ctes2.EE = 1.23985 / Pico;
    p->ctes2.E2 = 0.1638;
    p->ctes2.A1 = 13.351 - 5.4554*(p->ctes2.EE) + 1.2332*(p->ctes2.EE)*(p-
>ctes2.EE);

```

```

        p->ctes2.A2 = 0.714 - 0.3606*(p->ctes2.EE);
        break;
    }
    case AlGaInP:{
        p->ctes3.E11 = 3.35+0.38*Al; p->ctes3.E22 = 5.2 +0.35*Al;
        p->ctes3.Eg = 1.9 +0.48*Al; p->ctes3.A = 0.72+0.35*Al;
        break;
    }
}
}

void Geometria(Geom &guia, bool eco)
{ int im;
  guia.med = Pide_Entero_Rango("\nNumero de Camadas Centrales",
                                1, N-2, eco);

  guia.med++;
  for (im = 0; im<=guia.med; im++)
    Pide_Material(guia.filmes[im], im, eco);
}

void Pide_Espesuras_Fixas(Geom &guia, bool eco)
{ int i, tope_meds;
  tope_meds = guia.med - 1;
  cout << "\n\nEspesura de los filmes (micras):\n\n";
  guia.filmes[0].espesura = guia.filmes[guia.med].espesura = 0;
  for (i=1; i<=tope_meds; i++) {
    cout << "    Espesura[" << i << "] = ";
    guia.filmes[i].espesura = Pide_Real_Pos("", eco);
    guia.filmes[i].espesura *=1e-6; // para MKS
  }
}

void Pide_Espesuras_Vars(Geom &guia, bool pinterv, rango &esp_var, bool eco)
{ int i, tope_meds;
  tope_meds = guia.med - 1;
  cout << "\n\nEspesura de los filmes (micras):\n\n";
  esp_var.pos = Pide_Entero_Rango(" Filme a variar su espesura: ", 1,
                                   tope_meds, eco);

  guia.filmes[0].espesura = guia.filmes[guia.med].espesura = 0;
  for (i=1; i<=tope_meds; i++) {
    if (i==esp_var.pos){
      if (pinterv) {
        esp_var.in = Pide_Real_Pos("\n    Espesura Inicial (micras) = ", eco);
        esp_var.fin = Pide_Real_Rango("Espesura    Final    (micras)=
",esp_var.in,300, eco);
        esp_var.incr = Pide_Real_Pos("    Incremento (micras)= ", eco);
        esp_var.in *=1e-6;
        esp_var.fin *=1e-6; //Para MKS
        esp_var.incr *=1e-6;
      }
    }
    else { cout << "    Espesura[" << i << "] = ";
           guia.filmes[i].espesura = Pide_Real_Pos("", eco);
           guia.filmes[i].espesura *=1e-6;
    }
  }
}

void Pide_des_Fijos(Geom &guia, bool eco)

```

```

{ int i,meds;
  meds = guia.med ;
  cout << "\n\nCoeficientes no lineales (unidades MKSA):\n\n";
    for (i=0; i<=meds; i++) {
      cout << "    d[" << i << "] = ";
      guia.filmes[i].d = Pide_Real("", eco);
    }
}

Interaccion Pide Interaccion(bool eco)
{ cout << "\n\nTipos de interaccion:\n\n"
  << "  0 Suma de frecuencias\n"
  << "  1 Diferencia de frecuencias\n"
  << "  2 Generacion de Segundo Harmonico\n";
  return((interaccion) Pide_Entero_Rango("\n    Desea", 0, 2, eco));
}

Tmodo Pide_Modo(bool eco)
{ return(((Pide_Car("  Modo", eco, 'E', 'M')== 'E') ? electrico : magnetico)); }

void Pide_lambda_modos_orden(info_onda &onda, char *nome,
                             bool pmodo, bool porden, bool eco)
{ cout << "\n\nDatos de la onda ";
  cout << nome << endl;
    onda.lambda = Pide_Real_Pos("\n    Longitud (micras) = ", eco);
    onda.lambda *= 1e-6;
    if (pmodo) onda.modos = Pide_Modo(eco);
    if (porden) onda.orden = Pide_Entero_Rango("  Orden", 0,2,eco);
}

Tmodo Fija_Modo3(Tmodo modos1, Tmodo modos2, regla_selec &caso)
{ Tmodo modos3;
  if (modos1==electrico) {
    if (modos2==electrico) {
      modos3 = magnetico;
      caso = EEM;
    }
    else { modos3 = electrico;
      caso = EME;
    }
  }
  else {
    if (modos2 == electrico) {
      modos3 = electrico;
      caso = MEE;
    }
    else { modos3 = magnetico;
      caso = MMM;
    }
  }
  cout << "\nModo de la onda 3 fijado a "
    << ((modos3==electrico) ? "Electrico\n" : "Magnetico\n");
  // if (modos3==electrico) cout << "Electrico\n";
  // else cout << "Magnetico\n";
  return(modos3);
}

void Pide_OndasFijas(interaccion inter, vec3ondas ondas, bool pmodo,
                     bool porden, regla_selec &caso, bool eco)
{

```

```

switch (inter) {
    case suma:
    case diferencia:
        Pide_lambda_modor_orden(ondas[0], "1", pmodo, porden, eco);
        Pide_lambda_modor_orden(ondas[1], "2", pmodo, porden, eco);
        break;
    case harmonico:
        Pide_lambda_modor_orden(ondas[0], "fundamental", pmodo, porden, eco);
        ondas[1] = ondas[0];
        cout << "\nDatos de la onda 2 fijados IGUALES a los de la onda 1\n";
        break;
}
Re_Cal_lambdas_k0(ondas, inter, 1);
if (pmodo) ondas[2].modo = Fixa_Modo3(ondas[0].modo, ondas[1].modo, caso);
if (porden) ondas[2].orden = Pide_Entero_Rango("\nOrden de la onda generada", 0, 2,
eco);
}
void Pide_Onda_var(interaccion inter, rango &onda_var, bool eco)
{
    if (inter==harmonico) onda_var.pos = 0;
    else onda_var.pos = Pide_Entero_Rango("\nOnda a variar su longitud", 1, 2, eco) - 1;
    onda_var.in = Pide_Real_Pos("\n Longitud Inicial (micras) (Sug > 1)= ", eco);
    onda_var.fin = Pide_Real_Pos(" Longitud Final (micras) (Sug 10)= ", eco);
    onda_var.incr = Pide_Real_Pos(" Incremento (micras) = ", eco);
    onda_var.in *= 1e-6;
    onda_var.fin *= 1e-6; //para MKS
    onda_var.incr *= 1e-6;
}
void Pide_OndasVars(interaccion inter, vec3ondas ondas, rango &onda_var,
    regla_selec &caso, bool eco)
{
    int pedir;
    char buf[4];
    double aux;
    if (inter==harmonico) onda_var.pos = 0;
    else onda_var.pos = Pide_Entero_Rango("\nOnda a variar su longitud", 1, 2, eco) - 1;
    pedir = 1 - onda_var.pos;
    switch (inter) {
        case suma:
        case diferencia:
            if (onda_var.pos==0) {
                Pide_longs_in_fin_incr("1", onda_var, eco);
                ondas[0].modo = Pide_Modo(eco);
                ondas[0].orden = Pide_Entero_Rango(" Orden", 0, 2, eco);
            }
            sprintf(buf, "%d", pedir+1);
            Pide_lambda_modor_orden(ondas[pedir], buf, TRUE, TRUE, eco);
            if (onda_var.pos==1) {
                Pide_longs_in_fin_incr("2", onda_var, eco);
                ondas[1].modo = Pide_Modo(eco);
                ondas[1].orden = Pide_Entero_Rango(" Orden", 0, 2, eco);
            }
            aux = ondas[0].lambda*ondas[1].lambda;
            ondas[2].lambda = ((inter==suma) ? (aux/(ondas[0].lambda+ondas[1].lambda))
                : (aux/fabs(ondas[0].lambda-ondas[1].lambda)));
            break;
    }
}

```



```

    case harmonico:
        Pide_long_in_fin_incr("Fundamental", onda_var, eco);
        ondas[0].modo = Pide_Modo(eco);
        ondas[0].orden = Pide_Entero_Rango("\nOrden de la onda fundamental", 0, 2,
eco);
        ondas[1] = ondas[0];
        cout << "\nDatos de la onda 2 fijados IGUALES "
            << "a los de la onda 1\n";
        break;
    }
    ondas[2].modo = Fixa_Modo3(ondas[0].modo, ondas[1].modo, caso);
    ondas[2].orden = Pide_Entero_Rango("\nOrden de la onda generada", 0, 2, eco);
}
void Re_Cal_lambdas_k0(vec3ondas ondas, const interaccion inter,
                        const int no_onda_par)
{
    double mult;
    int io;
    mult = ondas[0].lambda * ondas[1].lambda;
    switch (inter) {
        case suma:
            ondas[2].lambda = mult / (ondas[0].lambda+ondas[1].lambda);
            break;
        case diferencia:
            if (ondas[0].lambda==ondas[1].lambda)
                ondas[no_onda_par].lambda -= 1e-8;
            ondas[2].lambda = mult / fabs(ondas[0].lambda-ondas[1].lambda);
            break;
        case harmonico:
            ondas[1-no_onda_par].lambda = ondas[no_onda_par].lambda;
            ondas[2].lambda = ondas[0].lambda / 2;
            break;
    }
    for (io=0; io<=2; io++) ondas[io].k0 = DosPI / ondas[io].lambda;
}
void Calc_ks (int medios, vecNdo n, double neff, double k0, vecNdo k)
{
    int im;
    double rn2;
    for (im=0; im<=medios; im++) {
        rn2 = n[im]*n[im];
        if (neff<= n[im]) k[im] = k0 * sqrt(rn2 - neff * neff);
        else k[im] = k0 * sqrt(neff * neff - rn2);
    }
}
void Calc_xs(const Geom &guia, vecNdo x)
{
    int tope_meds, im;
    tope_meds = guia.med - 1;
    for (im=1, x[0]=0; im<=tope_meds; im++)
        x[im] = x[im-1] + guia.filmes[im].espesura;
    x[guia.med] = x[tope_meds];
}
void multemat(mat2x2com a, mat2x2com b, mat2x2com d)
{
    for (int i=0; i<=1; i++)
        for (int j=0; j<=1; j++)
            { d[i][j] = complex(0,0);

```

```

        for (int k=0; k<=1; k++) { d[i][j] += a[i][k] * b[k][j]; }
    }
}

void multemat2x1 (mat2x2com a,mat2x1com b, mat2x1com d)
{
    for (int i=0; i<=1; i++)
        { d[i] = complex(0,0);
          for (int k=0; k<=1; k++) { d[i] += a[i][k] * b[k]; }
        }
}

complex Teste(const Geom &guia, const info_onda &onda, double rf, vecNdo r)
{ mat2x2com temp0, temp1, temp2, Ma;
  vecNmat p, d, dinv;
  int tope_meds;
  //cout << "Stack avail = " << stackavail() << endl;
  Talacha(guia, onda, rf, r, p, d, dinv);
  inicia(temp0,1,0,0,0,0,0,1,0);
  tope_meds = guia.med-1;
  for (int im=1; im<=tope_meds; im++) {
      multemat(temp0, d[im], temp1);
      multemat(temp1, p[im], temp2);
      multemat(temp2, dinv[im], temp0);
  }
  multemat(temp0, d[guia.med], temp2);
  multemat(dinv[0], temp2, Ma);
  return(Ma[0][0]); // m11 = Ma[0][0];
}

int Acota(const Geom &guia, const info_onda onda, double &inf,
          double &sup, vecNdo r)
{ complex ev_inf, ev_sup, ev_mitad;
  double mitad, lon_min_int = 0.00000001;
  int sg_inf;
  //cout << "Stack avail = " << stackavail() << endl;
  ev_inf = Teste(guia, onda, inf, r);
  if ((real(ev_inf) == 0) && (abs(ev_inf) < 0.0001)) {sup = inf; return(0);}
  ev_sup = Teste(guia, onda, sup, r);
  if ((real(ev_sup) == 0) && (abs(ev_sup) < 0.0001)) {inf = sup; return(0);}
  if ((sg_inf=real(ev_inf) < 0) == (real(ev_sup) < 0)) return(1);
  do { mitad = (inf + sup) / 2;
      ev_mitad = Teste(guia, onda, mitad, r);
      if ((real(ev_mitad)==0) && (abs(ev_mitad)<0.0001))
          { inf = mitad; sup = mitad; return(0); }
      if ((real(ev_mitad) < 0)==sg_inf) inf = mitad; else sup = mitad;
  } while ((sup - inf) >= lon_min_int);
  return(0);
}

Svec4n_eff Calcula_neff(const Geom &guia, const info_onda &onda, int no_max_raices,
                        vecNdo r)
{
    double rmax, inf, sup, passo,brinco,rmin,e_min;
    int register im, cantraices;
    int tope_meds, tope_raices;
    vec4do rfmins;
    Svec4n_eff T;
    //cout << "Stack avail = " << stackavail() << endl;

```

```

if (no_max_raices>3) no_max_raices=3;
cantraices = 0;
rmax = rmin = r[0];
for (im=0; im<=guia.med; im++) { if (rmax < r[im]) rmax = r[im]; }
if (rmin <= r[guia.med]) rmin = r[guia.med];
e_min=guia.filmes[1].espesura;
for (im=1; im<=(guia.med-1); im++)
if (e_min >= guia.filmes[im].espesura) e_min = guia.filmes[im].espesura;
if (e_min >= 1e-8) { passo=1e-6; brinco=5e-4; }
                    else { if (e_min >= 1e-9) { passo=2e-7; brinco=5e-5; }
                        else { passo=2e-8; brinco=2e-6; } }
sup=rmax-passo; inf=sup-brinco;
tope_meds = guia.med-1;
do {
    for (im=1; im<tope_meds; im++) {
        if ((fabs (sup-r[im])<=passo) ||
            (fabs (inf-r[im])<=passo))
        { sup-=2*passo; inf-=2*passo; break; }
        }
        if (!Acota(guia, onda, inf, sup, r)) {
            rfmins[cantraices] =(inf+sup)/2;
            cantraices++;
        }
        if ((inf-brinco)>rmin) {sup=inf; inf=brinco; }
    } while ((inf>=rmin) && (cantraices<no_max_raices)&&(sup>(rmin+passo)));
if (cantraices >= 1) {
    tope_raices = cantraices-1;
    for (int ir=0; ir<=tope_raices; ir++) T.n[ir] = rfmins[ir];
}
T.r = cantraices;
return(T);
}

```

```

double Ind_n(const info_filme &filme, const double lambda)

```

```

{
    double aux1, aux2, E, E1, E1, r;
    ctes_mats c;
    c = filme.ctes;
    switch (filme.tipo){
        case Aire:
        case AlO:
        case ZnSe:
        case Oxido_AlAs:
        case GaAlAs_Boyd:
        case Otro:
            { aux1 = lambda*lambda*1e12;
              r = sqrt(c.ctes1.A+(c.ctes1.B/(aux1-c.ctes1.C)) - c.ctes1.D*aux1);
              break;
            }
        case GaAlAs_Herrera:
            { E1 = 3.004;
              E1 = 1.23985 /(lambda*1e6);
              aux1 = E1/(c.ctes2.EE + E1);          aux1 = aux1 * aux1;
              aux2 = E1/(c.ctes2.EE + c.ctes2.E2);  aux2 = aux2 * aux2;
            }
    }
}

```

```

        r = sqrt (1+(c.ctes2.A1/(1-aux1)) + (c.ctes2.A2/(1-aux2)));
        break;
    }
    case InGaAsP:
    { E1 = 2.5048 ;
      E1 = 1.23985 /(lambda*1e6);
      aux1 = E1/(c.ctes2.EE + E1);      aux1 = aux1 * aux1;
      aux2 = E1/(c.ctes2.EE + c.ctes2.E2);  aux2 = aux2 * aux2;
      r = sqrt(1+(c.ctes2.A1/(1-aux1))+(c.ctes2.A2/(1 - aux2)));
      break;
    }
    case AlGaInP:
    {
      E= 1.23985 /(lambda*1e6);
      aux1=E*E;
      aux2=c.ctes3.E11*c.ctes3.E11;
      r = sqrt(1+ 0.0044/(0.04*0.04-aux1)+
        (c.ctes3.A/P1)*log((aux2-aux1)/(c.ctes3.Eg*c.ctes3.Eg-aux1))
        +34.7/(aux2-aux1)+140/(c.ctes3.E22*c.ctes3.E22-aux1));
      break;
    }
  }
  return(r);
}

void Cal_Ind_guia(const Geom &guia, vec3ondas ondas, const int no_onda_par,
                  const interaccion inter, vec3Ndo r)
{ int im, otra;

  otra = 1 - no_onda_par;
  for (im=0; im<=guia.med; im++) {
    r[no_onda_par][im] = Ind_n(guia.filmes[im], ondas[no_onda_par].lambda);
    r[otra][im] = ((inter == harmonico)
                   ? r[no_onda_par][im]
                   : Ind_n(guia.filmes[im], ondas[otra].lambda));
    r[2][im] = Ind_n(guia.filmes[im], ondas[2].lambda);
  }
}

#define Casamiento_de_Fase(io0, io1, io2) K.c = \
    (neff[io2].n[ondas[io2].orden] * ondas[io2].k0) - \
    (neff[io0].n[ondas[io0].orden] * ondas[io0].k0) - \
    (neff[io1].n[ondas[io1].orden] * ondas[io1].k0);

casamiento Evalua_K(const Geom &guia, vec3ondas ondas, vec3Ndo r,
                    const interaccion inter)
{ casamiento K;
  int io, raices;
  Svec4n_eff neff[3];
  //cout << "Stack avail = " << stackavail() << endl;
  for (io=0; io<3; io++) {
    if ((inter!=harmonico)|| (io!=1)) {
      raices = ondas[io].orden + 1;
      neff[io] = Calcula_neff(guia, ondas[io], raices, r[io]);
      if ((neff[io].r)<(raices)) { K.existe = 0; return(K); }
    }
  }
  K.existe=1;
}

```

```

switch (inter) {
    case harmonico: { Casamiento_de_Fase(0, 0, 2);
                     K.ne[0]=neff[0].n[ondas[0].orden];
                     K.ne[2]=neff[2].n[ondas[2].orden];
                     K.ne[1]=K.ne[0];
                     break;
                    }
    case diferencia: { Casamiento_de_Fase(2, 1, 0);
                      K.ne[0]=neff[0].n[ondas[0].orden];
                      K.ne[1]=neff[1].n[ondas[1].orden];
                      K.ne[2]=neff[2].n[ondas[2].orden];
                      break;
                     }
    case suma:      { Casamiento_de_Fase(0, 1, 2);
                     K.ne[0]=neff[0].n[ondas[0].orden];
                     K.ne[1]=neff[1].n[ondas[1].orden];
                     K.ne[2]=neff[2].n[ondas[2].orden];
                     break;
                    }
}
return(K);
}

int Busca_intervalo_K(Geom &guia, vec3ondas ondas, vec3Ndo r,
                      const int filme, const interaccion inter,
                      double &inf, double &sup)
{ double mitad, lon_min_int = 5e-12;
  int   sg_inf, sg_sup, sg_mitad;
  casamiento ev_inf, ev_sup, ev_mitad;
  // cout << "Stack avail = " << stackavail() << endl;
  guia.filmes[filme].espesura = inf;
  ev_inf = Evalua_K(guia, ondas, r, inter);
  if (ev_inf.existe==0) { inf=sup; return(0); }
  if ((fabs(ev_inf.c))<=1e-8) { sup=inf; return(1); }
  guia.filmes[filme].espesura = sup;
  ev_sup = Evalua_K(guia, ondas, r, inter);
  if (ev_sup.existe==0) { inf = sup; return(0); }
  if ((fabs(ev_sup.c))<=1e-8) { inf = sup; return(1); }
  sg_inf = ev_inf.c < 0;
  sg_sup = ev_sup.c < 0;
  if (sg_inf == sg_sup) return(0);
  do { mitad = (inf+sup)/2;
      guia.filmes[filme].espesura = mitad;
      ev_mitad = Evalua_K(guia, ondas, r, inter);
      if ((fabs(ev_mitad.c))<= 1e-8) { inf = mitad; sup = mitad; return(1); }
      sg_mitad = ev_mitad.c < 0;
      if (sg_mitad == sg_inf) inf = mitad; else sup = mitad;
    } while ((sup - inf) >= lon_min_int);
  return(1);
}

casamiento_der Calc_Esp_cas(Geom &guia, vec3ondas ondas, vec3Ndo r,
                           const rango filme, const interaccion inter)
{ casamiento_der K;
  double   inf, sup;
  int      resp;
  casamiento ev_inf, ev_sup;

```

```

//cout << "Stack avail = " << stackavail() << endl;
    K.existe = 0;
    inf=filme.in; sup = inf+filme.incr;
do {
    resp = Busca_intervalo_K(guia, ondas, r, filme.pos, inter, inf, sup);
    if (resp) { K.cas[K.existe] = (inf+sup)/2;
    guia.filmes[filme.pos].espesura = inf;
    ev_inf = Evalua_K(guia, ondas, r, inter);
    guia.filmes[filme.pos].espesura = sup;
    ev_sup = Evalua_K(guia, ondas, r, inter);
    K.der[K.existe]=(ev_sup.c-ev_inf.c)/(sup-inf); // derivada
    cout<<"\nLa derivada en "<<K.cas[K.existe]*1e6;
    cout<<"micras es "<<K.der[K.existe]*1e-12<<"micras^-2";
    K.existe++;
    inf=sup+1e-10; sup=inf+filme.incr ;
    }
else { inf = sup; sup += filme.incr; }
} while (sup<=filme.fin);
return(K);
}

void Amplitudes_y(const Geom &guia, const info_onda &onda, const double rf,
                  vecNdo r, vecN1mat amplitud_y)
{ double vt,c,cte=376.819437;
  vecNdo Fa,vol;
  complex temp[3][2][2];
  int im, j;
  vecNmat d,dinv,p;
//cout << "Stack avail = " << stackavail() << endl;
  amplitud_y[guia.med][0]=1; amplitud_y[guia.med][1]=0;
  inicia(temp[2], 1,0,0,0,0,0,1,0);
  inicia(p[guia.med], 1,0,0,0,0,0,1,0);
  Talacha(guia, onda, rf, r, p, d, dinv);
  for (im=(guia.med-1); im>=0; im--) {
      multemat (dinv[im], d[im+1], temp[0]);
      multemat (temp[0], p[im+1], temp[1]);
      multemat2x1 (temp[1], amplitud_y[im+1], amplitud_y[im]);
  }
  amplitud_y[0][0] = complex(0, 0);
  if (real(amplitud_y[0][1])<0)
      for (im=0; im<=guia.med; im++)
          for (j=0; j<=1; j++) amplitud_y[im][j] *= -1;
  Modulo (guia, amplitud_y, rf, onda.k0, r, vol);
  vt = 0;
  for (im=0; im<=guia.med; im++) {
      Fa[im] = ((onda.modo==electrico) ? 1 : (1/(r[im]*r[im])));
      vt += vol[im]*Fa[im];
  }
  //aqui se calcula la cte de normalizacion
      if (onda.modo==electrico) c = 1 * sqrt((2*cte)/(rf*vt));
      else c = 1 * sqrt(2/(cte*rf*vt));
  for (im=0; im<=guia.med; im++) {
      amplitud_y[im][0] *= c;
      amplitud_y[im][1] *= c; //las amp. ya estan en MKS con el factor 1
  }
}

```

```

void copia_v_m(const int med, vecN1mat a, vecN1mat b)
{ int im;
for (im=0; im<=med; im++) {
    a[im][0] = b[im][0];
    a[im][1] = b[im][1];
}
}

void Amplitudes_x(const double rf, const int medios, vecNdo r,
                  vecN1mat amplitud_y, vecN1mat amplitud_x, const int compon_x)
{ int j, in;
double au, cte=376.819437, aux;
if (compon_x) aux = cte * rf; else aux = 1;
for (j=0; j<=medios; j++) {
    au = aux / (r[j] * r[j]);
    for (in=0; in<=1; in++)
        amplitud_x[j][in] = au * amplitud_y[j][in];
}
}

void Amp_conj(const int medios, vecN1mat amplitud, vecN1mat amplitudc,
              const double neff, vecNdo n, vecNdo k)
{ int i,j;
for (i=0; i<=medios; i++) {
    for (j=0; j<=1; j++) amplitudc[i][j] = conj(amplitud[i][j]);
    if (neff<n[i]) k[i] *= (-1);
}
}

void Amplitudes_z(const double rf, const int medios, vecNdo r, const double k0,
                  vecN1mat amplitud_y, vecN1mat amplitud_z, int compon_z)
{ int im, ic;
double cte=376.819437, aux, r2;
vecNdo k;
complex alfa[N], ucn;
    aux = cte / k0 ;
    ucn = complex (0, -1);
Calc_ks (medios, r, rf, k0, k);
for (im=0; im<=medios; im++) {
    r2 = r[im] * r[im];
    if (rf>=r[im]) alfa[im] = complex((-1)*k[im],0);
    else alfa[im] = (ucn*k[im]);
        amplitud_z[im][0] = amplitud_y[im][0] * alfa[im];
    amplitud_z[im][1] = (-1) * amplitud_y[im][1] * alfa[im];
        //hasta aqui solo es la derivada
    if (compon_z)
        for (ic=0; ic<=1; ic++) { amplitud_z[im][ic] *= ucn;
                                   amplitud_z[im][ic] *= aux;
                                   amplitud_z[im][ic] /= r2;
                                   }
}
}

dou_com Evalua_func(const Geom &guia, vecN1mat amplitud, vecNdo x,
                    const double xa, vecNdo k, const double rf, vecNdo n)
{
int l, tope = guia.med - 1;
double fa, aux, auxx, d_aux;
dou_com val;

```

```

mat2x1com temp;
vecNmat EX;
//cout << "Stack avail = " << stackavail() << endl;
if (xa <= x[0]) {
    fa = (xa - x[0])*k[0];
    inicia(EX[0],0,0,0,0,0,0,exp(fa),0);
    multemat2x1(EX[0],amplitud[0],temp);
    d_aux = guia.filmes[0].d;
}
else {
    if (xa >= x[guia.med]) {
        fa = (xa - x[guia.med])*k[guia.med];
        inicia(EX[guia.med],exp(-fa),0,0,0,0,0,0,0);
        multemat2x1(EX[guia.med],amplitud[guia.med],temp);
        d_aux = guia.filmes[guia.med].d;
    }
    else {
        for (l=1; l <= tope; l++)
            if ((xa <= x[l]) && (xa >= x[l-1])) {
                if (rf <= n[l]) {
                    fa = (xa-x[l])*k[l];
                    aux = cos(fa); auxx=-sin(fa);
                    inicia(EX[l],aux,auxx,0,0,0,0,aux,-auxx);
                }
                else {
                    fa = (xa - x[l])*k[l];
                    inicia(EX[l],exp(-fa),0,0,0,0,0,exp(fa),0);
                }
                multemat2x1(EX[l],amplitud[l],temp);
                d_aux = guia.filmes[l].d;
            }
    }
}
val.d = d_aux; val.c = temp[0] + temp[1];
return(val);
}

void Cal_Graf (Geom &guia, vecN1mat amplitud, vecNdo k, vecNdo x, vecNdo n,
               const double rf, const Tmodo modo, const int inten,
               ffsico nombre, const int compon_z)
{
    int tope, l;
    double xa, nr, paso;
    dou_com val;
    complex caux, cauxx, Intensidad;
    ofstream graf;
    vecNmat EX;
    tope = guia.med-1;
    graf.open(nombre);
    paso = x[guia.med]/500;
    xa = -3*x[guia.med];
    for (l=0;l<=guia.med;l++) guia.filmes[l].d = 1;
    do { //en este caso d_aux=1
        val = Evalua_func(guia, amplitud, x, xa, k, rf, n);
        caux = val.c;
        caux *= val.d;
        if (inten) {

```



```

    if (modo==magnetico) {
        if (xa <= x[0]) nr=n[0];
        else { if (xa >= x[guia.med]) nr = n[guia.med];
                else for (l=1; l <= tope; l++)
                    if ((xa <= x[l]) && (xa > x[l-1])) nr=n[l];
            }
        //else
        caux /= nr;
    }
    //if(modo==
    cauxx = conj(caux);
    Intensidad = caux * cauxx;
    graf << xa*1e6 << "\t" << real(Intensidad) << "\n";
}

    else { graf << xa*1e6 << "\t";
        if (!compon_z) graf << real(caux) << "\n";
        else graf << imag(caux) << "\n";
    }
    xa +=paso;
} while (xa <= (4*x[guia.med])); /* del do */
graf.close();
cout << "\nResultados en " << nombre;
}

void Graf_Integ1 (const Geom &guia, vec3Nlmat amp_y, vecNdo x, vec3Ndo k,
    const interaccion inter, vec3do rf, vec3Ndo n, ffsico nombre)
{ double xa,paso;
  dou_com eval_y[3], eval_d[3], eval_c[3], eval_x;
  complex integran;
  ofstream graf;
  vec3Nlmat ampc, ampd, ampcd;
  vecNlmat amp_x;
  graf.open (nombre);
  paso = x[guia.med]/500;
  xa = -3 * x[guia.med];
  Amplitudes_x (rf[0], guia.med, n[0], amp_y[0], amp_x, 0);
  Amp_conj (guia.med, amp_y[2], ampc[2], rf[2], n[2], k[2]);
  if (inter!=1) {
    do {
        eval_x = Evalua_func (guia, amp_x, x, xa, k[0], rf[0], n[0]);
        eval_y[1] = Evalua_func (guia, amp_y[1], x, xa, k[1], rf[1], n[1]);
        eval_c[2] = Evalua_func (guia, ampc[2], x, xa, k[2], rf[2], n[2]);
        integran = eval_c[2].d * eval_x.c * eval_y[1].c * eval_c[2].c;
        graf << xa*1e6 << "\t" << real (integrin) << "\n";
        xa += paso;
    } while (xa <= (4*x[guia.med]));
  } // if(inter!=1)
  else {
    Amp_conj (guia.med,amp_y[1],ampc[1],rf[1],n[1],k[1]);
    do {
        eval_x = Evalua_func (guia, amp_x, x, xa, k[0], rf[0], n[0]);
        eval_c[1] = Evalua_func (guia, ampc[1], x, xa, k[1], rf[1], n[1]);
        eval_c[2] = Evalua_func (guia, ampc[2], x, xa, k[2], rf[2], n[2]);
        integran = eval_c[2].d * eval_x.c * eval_c[1].c * eval_c[2].c;
        graf << xa*1e6 << "\t" << real(integrin) << "\n";
        xa += paso;
    } while (xa <= (4*x[guia.med]));
  }
}

```

```

    graf.close();
}

void Graf_Integ2 (const Geom &guia, vec3N1mat amp_y, vecNdo x, vec3Ndo k,
                  const interaccion inter, vec3do rf, vec3Ndo n, ffsico nombre)
{
    double xa, paso;
    dou_com eval_y[3], eval_d[3], eval_c[3], eval_x, eval_xc;
    complex integran;
    ofstream graf;
    vec3N1mat ampc, ampd, ampcd;
    vecN1mat amp_x, amp_xc;
    graf.open (nombre);
    paso = x[guia.med]/500;
    xa = -3 * x[guia.med];
    Amplitudes_x (rf[1], guia.med, n[1], amp_y[1], amp_x, 0);
    Amp_conj (guia.med, amp_y[2], ampc[2], rf[2], n[2], k[2]);
    if (inter!=1) {
        do {
            eval_x = Evalua_func (guia, amp_x, x, xa, k[1], rf[1], n[1]);
            eval_y[0] = Evalua_func (guia, amp_y[0], x, xa, k[0], rf[0], n[0]);
            eval_c[2] = Evalua_func (guia, ampc[2], x, xa, k[2], rf[2], n[2]);
            integran = eval_c[2].d * eval_x.c * eval_y[0].c * eval_c[2].c;
            graf << xa*1e6 << "\t" << real(integrin) << "\n";
            xa += paso;
        } while (xa <= (4*x[guia.med]));
    } // if(inter!=1){
    else {
        Amp_conj (guia.med,amp_x,amp_xc,rf[1],n[1],k[1]);
        do {
            eval_xc = Evalua_func (guia, amp_xc, x, xa, k[1], rf[1], n[1]);
            eval_y[0] = Evalua_func (guia, amp_y[0], x, xa, k[0], rf[0], n[0]);
            eval_c[2] = Evalua_func (guia, ampc[2], x, xa, k[2], rf[2], n[2]);
            integran = eval_c[2].d * eval_xc.c * eval_y[0].c * eval_c[2].c;
            graf << xa*1e6 << "\t" << real(integrin) << "\n";
            xa += paso;
        } while (xa <= (4*x[guia.med]));
    }
    graf.close();
}

void Graf_Integ3 (const Geom &guia, vec3N1mat amp_y, vecNdo x, vec3Ndo k,
                  const interaccion inter, vec3do rf, vec3Ndo n, ffsico nombre)
{
    double xa, paso;
    dou_com eval_y[3], eval_d[3], eval_c[3], eval_x, eval_xc;
    complex integran;
    ofstream graf;
    vec3N1mat ampc, ampd, ampcd;
    vecN1mat amp_x, amp_xc;
    graf.open (nombre);
    paso = x[guia.med]/500;
    xa = -3 * x[guia.med];
    Amplitudes_x (rf[2], guia.med, n[2], amp_y[2], amp_x, 0);
    Amp_conj (guia.med, amp_x, amp_xc, rf[2], n[2], k[2]);
    if (inter!=1) {
        do {
            eval_y[0] = Evalua_func (guia, amp_y[0], x, xa, k[0], rf[0], n[0]);

```

```

eval_y[1] = Evalua_func (guia, amp_y[1], x, xa, k[1], rf[1], n[1]);
eval_xc = Evalua_func (guia, amp_xc, x, xa, k[2], rf[2], n[2]);
integran = eval_xc.d * eval_xc.c * eval_y[0].c * eval_y[1].c;
graf << xa*1e6 << "\t" << real(integran) << "\n";
xa += paso;

```

```

} while (xa <= (4*x[guia.med]));
} // if(inter!=1){

```

```

else {
    Amp_conj (guia.med, amp_y[1], ampc[1], rf[1], n[1], k[1]);
    do {
        eval_y[0] = Evalua_func (guia, amp_y[0], x, xa, k[0], rf[0], n[0]);
        eval_c[1] = Evalua_func (guia, ampc[1], x, xa, k[1], rf[1], n[1]);
        eval_xc = Evalua_func (guia, amp_xc, x, xa, k[2], rf[2], n[2]);
        integran = eval_xc.d * eval_y[0].c * eval_c[1].c * eval_xc.c;
        graf << xa*1e6 << "\t" << real(integran) << "\n";
        xa +- paso;
    } while (xa <= (4*x[guia.med]));
}
graf.close();
}

```

```

double Prod_n02_n12_n22 (const int medios, const double xa, vecNdo x, vec3Ndo n)
{ double auxx;
  int l;
  if (xa<=x[0]) auxx = n[0][0]*n[0][0]*n[1][0]*n[1][0]*n[2][0]*n[2][0];
  else if (xa>=x[medios])
      auxx = n[0][medios] * n[0][medios] * n[1][medios] *
             n[1][medios] * n[2][medios] * n[2][medios];
  else for (l=0; l<=medios; l++)
      if ((xa<=x[l]) && (xa>=x[l-1]))
          auxx = n[0][l] * n[0][l] * n[1][l] * n[1][l] *
                  n[2][l] * n[2][l];
  return(auxx);
}

```

```

void Graf_Integ4 (const Geom &guia, vec3N1mat amp_y, vecNdo x, vec3Ndo k,
                  vec3ondas onda, const interaccion inter, vec3do rf,
                  vec3Ndo n, fffisico nombre)

```

```

{ int i_o,io;
  double xa, paso, prod_ne_k, aux, fact;
  dou_com eval_y[3], eval_d[3], eval_c[3], eval_dc[3];
  complex caux, val[3], prod1, prod2, prod3, integran;
  ofstream graf;
  vec3N1mat ampc, ampd, ampcd;
  graf.open (nombre);
  paso = x[guia.med]/500;
  xa = -3 * x[guia.med];
  Amp_conj (guia.med, amp_y[2], ampc[2], rf[2], n[2], k[2]);
  Amplitudes_z (rf[0], guia.med, n[0], onda[0].k0, amp_y[0], ampd[0], 0);
  Amplitudes_z (rf[2], guia.med, n[2], onda[2].k0, ampc[2], ampcd[2], 0);
  if (inter!=1) {
      prod_ne_k = (onda[0].k0*rf[0]+onda[1].k0*rf[1]);
      Amplitudes_z (rf[1], guia.med, n[1], onda[1].k0, amp_y[1], ampd[1], 0);
      do {
          for (i_o=0; i_o<=1; i_o++) {
              eval_y[i_o] = Evalua_func (guia, amp_y[i_o], x, xa, k[i_o], rf[i_o], n[i_o]);
              eval_d[i_o] = Evalua_func (guia, ampd[i_o], x, xa, k[i_o], rf[i_o], n[i_o]);
          }
      }
  }
}

```

```

}
eval_c[2] = Evalua_func (guia, ampc[2], x, xa, k[2], rf[2], n[2]);
eval_dc[2] = Evalua_func (guia, ampc[2], x, xa, k[2], rf[2], n[2]);
prod1 = prod_ne_k * eval_c[2].c * eval_d[0].c * eval_d[1].c;
prod2 = onda[0].k0 * rf[0] * eval_dc[2].c * eval_y[0].c * eval_d[1].c;
prod3 = onda[1].k0 * rf[1] * eval_dc[2].c * eval_d[0].c * eval_y[1].c;
aux = onda[0].k0*onda[1].k0/cte/cte;
aux *= Prod_n02_n12_n22(guia.med, xa, x, n);

fact = eval_c[2].d;
fact /= aux; fact/=onda[2].k0;
integran = fact * (prod1-prod2-prod3);
graf << xa*1e6 << "\t" << real(integran) << "\n";
xa += paso;
} while (xa <= (4*x[guia.med]));
} // if(inter!=1){
else {
    prod_ne_k = (onda[0].k0*rf[0] - onda[1].k0*rf[1]);
    Amp_conj (guia.med, amp_y[1], ampc[1], rf[1], n[1], k[1]);
    Amplitudes_z (rf[1], guia.med, n[1], onda[1].k0, ampc[1], ampc[1], 0);
    do {
        eval_y[0] = Evalua_func (guia, amp_y[0], x, xa, k[0], rf[0], n[0]);
        eval_d[0] = Evalua_func (guia, ampc[0], x, xa, k[0], rf[0], n[0]);
        for(io=1;io<=2;io++){
            eval_c[io] = Evalua_func (guia, ampc[io], x, xa, k[io], rf[io], n[io]);
            eval_dc[io] = Evalua_func (guia, ampc[io], x, xa, k[io], rf[io], n[io]);
        }
        prod1 = prod_ne_k*eval_c[2].c*eval_d[0].c*eval_dc[1].c;
        prod2 = onda[0].k0*rf[0]*eval_dc[2].c*eval_y[0].c*eval_dc[1].c;
        prod3 = onda[1].k0*rf[1]*eval_dc[2].c*eval_d[0].c*eval_c[1].c;
        aux = onda[0].k0*onda[1].k0/cte/cte;
        aux *= Prod_n02_n12_n22 (guia.med, xa, x, n);
        fact = eval_c[2].d;
        fact /= aux; fact/=(onda[2].k0);
        integran =fact*(prod1-prod2+prod3);
        graf << xa*1e6 << "\t" << real(integran) << "\n";
        xa += paso;
    } while (xa <= (4*x[guia.med]));
}
graf.close();
}

complex Integral_Ov (const Geom &guia, vec3N1mat amp_y, vec3Ndo k_ext, vec3Ndo n,
                    vec3do neff, vec3ondas onda,const regla_selec caso,
                    const interaccion inter)
{ double prod_ne_k;
  vecN1mat ampaux;
    vec3N1mat amp,ampc,ampd,ampdc;
  complex lov,aux;
  vec3Ndo k;
  int io,im;
  for(io=0;io<=2;io++) for(im=0;im<=guia.med;im++) k[io][im]=k_ext[io][im];
    switch (caso) {
  case MEE: {
        Amplitudes_x (neff[0], guia.med, n[0], amp_y[0], amp[0], 0);
        Amp_conj (guia.med, amp_y[2], amp[2], neff[2], n[2], k[2]);

```

```

    if (inter!=1) copia_v_m (guia.med, amp[1], amp_y[1]);
    else Amp_conj (guia.med, amp_y[1], amp[1], neff[1], n[1], k[1]);
    lov = Integral_3f (guia, amp, k, n, neff); break;
}
case EME: {
    Amplitudes_x (neff[1], guia.med, n[1], amp_y[1], ampaux, 0);
    Amp_conj (guia.med, amp_y[2], amp[2], neff[2], n[2], k[2]);
    copia_v_m (guia.med, amp[0], amp_y[0]);
    if (inter!=1) copia_v_m (guia.med, amp[1], ampaux);
    else Amp_conj (guia.med, ampaux, amp[1], neff[1], n[1], k[1]);
    lov = Integral_3f (guia, amp, k, n, neff); break;
}
case EEM: {
    Amplitudes_x (neff[2],guia.med,n[2],amp_y[2],ampaux,0);
    Amp_conj (guia.med,ampaux,amp[2],neff[2],n[2],k[2]);
    copia_v_m (guia.med,amp[0],amp_y[0]);
    if (inter!=1) copia_v_m (guia.med,amp[1],amp_y[1]);
    else Amp_conj (guia.med,amp_y[1],amp[1],neff[1],n[1],k[1]);
    lov = Integral_3f (guia, amp, k,n,neff); break;
}
case MMM: {
    Amp_conj (guia.med,amp_y[2],ampc[2],neff[2],n[2],k[2]);
    Amplitudes_z (neff[0],guia.med,n[0],onda[0].k0,amp_y[0],ampd[0],0);
    Amplitudes_z (neff[1],guia.med,n[1],onda[1].k0,amp_y[1],ampd[1],0);
    Amplitudes_z (neff[2],guia.med,n[2],onda[2].k0,ampc[2],ampdc[2],0);
    if (inter!=1) {
        prod_ne_k = (onda[0].k0*neff[0]+onda[1].k0*neff[1]);
        Amplitudes_x (neff[0], guia.med, n[0], ampd[0], amp[0], 0);
        Amplitudes_x (neff[1], guia.med, n[1], ampd[1], amp[1], 0);
        Amplitudes_x (neff[2], guia.med, n[2], ampc[2], amp[2], 0);
        lov = Integral_3f (guia, amp, k,n,neff); //termino 1
        lov *= prod_ne_k;
        Amplitudes_x (neff[0], guia.med, n[0], amp_y[0], amp[0], 0);
        Amplitudes_x (neff[1], guia.med, n[1], ampd[1], amp[1], 0);
        Amplitudes_x (neff[2], guia.med, n[2], ampdc[2], amp[2], 0);
        aux = Integral_3f (guia, amp, k, n, neff); //termino 2
        aux *= (onda[0].k0*neff[0]);
        lov -= aux;
        Amplitudes_x (neff[0], guia.med, n[0], ampd[0], amp[0], 0);
        Amplitudes_x (neff[1], guia.med, n[1], amp_y[1], amp[1], 0);
        Amplitudes_x (neff[2], guia.med, n[2], ampdc[2], amp[2], 0);
        aux = Integral_3f (guia, amp, k, n, neff); //termino 3
        aux *= (onda[1].k0 * neff[1]);
        lov -= aux;
        lov /= onda[0].k0;
        lov /= onda[1].k0;
    }
    else {
        prod_ne_k = (onda[0].k0*neff[0]-onda[1].k0*neff[1]);
        Amp_conj (guia.med,amp_y[1],ampc[1],neff[1],n[1],k[1]);
        Amplitudes_z (neff[1],guia.med,n[1],onda[1].k0,ampc[1],ampdc[1],0);
        Amplitudes_x (neff[0], guia.med, n[0], ampd[0], amp[0], 0);
        Amplitudes_x (neff[1], guia.med, n[1], ampdc[1], amp[1], 0);
        Amplitudes_x (neff[2], guia.med, n[2], ampc[2], amp[2], 0);
        lov = Integral_3f (guia, amp, k, n, neff); //termino 1
    }
}

```

```

        lov *= prod_ne_k;
        Amplitudes_x (neff[0], guia.med, n[0], amp_y[0], amp[0], 0);
        Amplitudes_x (neff[1], guia.med, n[1], ampc[1], amp[1], 0);
        Amplitudes_x (neff[2], guia.med, n[2], ampdc[2], amp[2], 0);
        aux = Integral_3f (guia, amp, k, n, neff); //termino 2
        aux *= (onda[0].k0 * neff[0]);
        lov += aux;
        Amplitudes_x (neff[0], guia.med, n[0], ampd[0], amp[0], 0);
        Amplitudes_x (neff[1], guia.med, n[1], ampc[1], amp[1], 0);
        Amplitudes_x (neff[2], guia.med, n[2], ampdc[2], amp[2], 0);
        aux = Integral_3f (guia, amp, k, n, neff); //termino 3
        aux *= (onda[1].k0 * neff[1]);
        lov += aux;
        lov /= onda[0].k0;
        lov /= onda[1].k0;
    } //else
    break;
} //case 4
} //swith
return(lov);
}

double potencia (const Geom &guia, double fov, vec3ondas onda,
                 const double fac_gama,const double cas,const double leff,int dep1,int
dep2)
{ int io;
  double sinc, pot, Pn=1,Ln=1,gama2,fM2;
  sinc = (2/(cas*guia.lon))*sin(cas*guia.lon/2);
  for(io=0;io<=2;io++) if (io!=dep1 && io!= dep2) fM2= Ln*onda[io].pot/(Pn*leff);
  gama2=fac_gama*fM2*fov;
  if (dep1!=2) pot =onda[dep1].pot; else pot =onda[dep2].pot;
  pot *=(gama2*guia.lon*guia.lon*sinc*sinc);
  return(pot);
}

double potencia_lc (const Geom &guia, vec3ondas onda,
                   const double gama2,const double cas,int dep1,int dep2)
{ double sinc, pot;
  sinc = (2/(cas*guia.lon))*sin(cas*guia.lon/2);
  if (dep1!=2) pot =onda[dep1].pot; else pot =onda[dep2].pot;
  pot *=(gama2*guia.lon*guia.lon*sinc*sinc);
  return(pot);
}

double fact_ov (vec3do neff, vec3ondas onda, complex lov,
               const int dep1, const int dep2)
{ int io;
  double ln[3], fov;
  for (io=0; io<=2; io++)
    ln[io] = (onda[io].modo) ? (2/(neff[io]*cte)) : (2*cte/neff[io]);
  fov = abs(lov)*abs(lov) / (ln[dep1] * ln[dep2]);
  return(fov);
}

double factor_gama (vec3ondas onda, casamiento cas,double deff, vec3do delta,
                   int dep1,int dep2, const regla_selec caso)
{
  double sigma3,fac_gama;
  if(!onda[2].modo) sigma3=1;

```

```

else sigma3=((onda[2].k0-cas.c)/onda[2].k0);
fac_gama = onda[2].k0*c*cte*deff*sigma3*onda[2].k0*c*cte*deff*sigma3;
fac_gama*=delta[dep1]*delta[dep2]/(cas.ne[dep1]*cas.ne[dep2]);
switch (caso) {
    case MEE: { fac_gama *=(cas.ne[0]*cas.ne[0]); break; }
    case EME: { fac_gama *=(cas.ne[1]*cas.ne[1]); break; }
    case EEM: { fac_gama *=(cas.ne[2]*cas.ne[2]); break; }
    case MMM: { fac_gama = onda[2].k0*c*cte*cas.ne[2]/2; break; }
}
return(fac_gama);
}

void Amp_max_Esp_eff(Geom &guia, info_onda onda, double neff,vecNdo n,
    vecN1mat amp_y, double &Amp_max,double &esp_eff)
{
    int im;
    double n_esp_ef,ln;
    complex amp_max_aux;
    amp_max_aux=Amp_max=0;
    for (im=0;im<=guia.med;im++){
        if (neff< n[im])
            amp_max_aux=2*sqrt((amp_y[im][0])* conj(amp_y[im][0]));
        if(real(amp_max_aux) > Amp_max) Amp_max=real(amp_max_aux);
    } //for (im
    if (!onda.mod0) n_esp_ef=1;
    else n_esp_ef=(guia.med<4)? (n[1]):(neff);
    ln = (onda.mod0) ? (2/(neff*cte)) : (2*cte/neff);
    esp_eff=2*ln*n_esp_ef*n_esp_ef/(Amp_max*Amp_max);
}

void fov_pot_nor (Geom guia, vec3ondas onda,vec3Ndo n,int dep1,int dep2,double fov,
    vec3do Amp_max,vec3do delta, vec3do esp_eff,vec3do neff,
    double leff, double fac_gama,double cas,double &fov_nor, double &pot_nor)
{
    int io;
    double sigma[3],fM2,gama2;
    for(io=0; io<=2; io++)
        if (onda[io].mod0) sigma[io]=1/ (n[io][1]* n[io][1]);
        else sigma[io]=1;
    for (io=0; io<=2; io++)
        if ((io!=dep1)&&(io!=dep2)){
            fov_nor=sigma[dep1]*sigma[dep2]*fov/(4*Amp_max[io]*Amp_max[io]);
            fM2=4*delta[io]*onda[io].pot/(leff*esp_eff[io]*neff[io]*sigma[io]);
        }
    gama2=fac_gama*fM2*fov_nor;
    pot_nor = potencia_lc (guia, onda, gama2, cas,dep1,dep2);
}

void lov_fov_pot0_par (Geom &guia, vec3ondas onda, const variable par,
    const rango onda_esp_var, const interaccion inter,
    const double leff, const regla_selec caso,bool1 inversion)
{
    int dep1, dep2, io;
    double lim_sup, lim_inf, val_act, fac_gama, deff,pot_gen,
        fov,fov_nor,delta[3],pot_nor,d0_aux,d1_aux;
    vec3do Amp_max,esp_eff,neff;
    vec3Ndo n, k;
    vec3N1mat amp_y,amp_y_aux;
    casamiento cas;

```

```

ofstream  ov_potxp;
complex   lov,lov_aux,amp_max_aux;
Int_cas   interv;
    lim_inf = onda_esp_var.in;  lim_sup = onda_esp_var.fin;
interv = Determina_int (guia,onda,par,inter,onda_esp_var,onda_esp_var.incr);
if (interv.existe) { cas = interv.cas;
    lim_inf=interv.in; lim_sup=interv.sup; val_act = lim_inf;
    if (inter==2) { dep1 = 0; dep2 = 2; }
        else if (onda[0].pot>=onda[1].pot) { dep1 = 1; dep2 = 2; }
            else { dep1 = 0; dep2 = 2; }
d1_aux=guia.filmes[1].d;
d0_aux=guia.filmes[0].d;
if(guia.med==2) guia.filmes[2].d =d0_aux;
    else { guia.filmes[2].d =-1*d1_aux; guia.filmes[3].d =-1*d0_aux; }
        if (par==es_pesura) { ov_potxp.open ("Ov_potxe.dat");
            ov_potxp << "Esp.mic"<<"\t";
            if(invercion)
                lim_inf=(lim_inf+guia.filmes[2].espesura)/2;
                val_act=lim_inf;
                //la 2 lineas anteriores son para el caso de inversion simple
                //en el caso de variar la espesura
            }
            else { ov_potxp.open ("Ov_potxl.dat");
                ov_potxp << "lambda.mic"<<"\t"; }
                ov_potxp << "Pot_nor.W"<<"\t"<<"fov_nor"<<"\t" << "Pot.W"<<"\t";
                ov_potxp <<"Esp_ef1"<<"\t"<<"Esp_ef2"<<"\t"<<"Esp_ef3"<<endl;
Cal_Ind_guia (guia, onda, onda_esp_var.pos, inter, n);
deff=Calc_deff(guia,n,onda,caso,dep1,dep2);
do { if (par==long_onda) {
        onda[onda_esp_var.pos].lambda = val_act;
        Re_Cal_lambdas_k0 (onda, inter, onda_esp_var.pos);
        Cal_Ind_guia (guia, onda, onda_esp_var.pos, inter, n);
        guia.filmes[0].d =d0_aux;
        guia.filmes[1].d =d1_aux;
        if(guia.med==2) guia.filmes[2].d =d0_aux;
            else { guia.filmes[2].d =-1*d1_aux; guia.filmes[3].d =-1*d0_aux; }
        deff=Calc_deff(guia,n,onda,caso,dep1,dep2);
        }
        else { if(!invercion)
            guia.filmes[onda_esp_var.pos].espesura = val_act;
            else guia.filmes[1].espesura =guia.filmes[2].espesura =val_act;
        }
        cas = Evalua_K (guia, onda, n, inter);
for(io=0;io<=2;io++) if(!onda[io].modo) delta[io] =cte;
        else delta[io] =1/cte;
fac_gama=factor_gama (onda,cas,deff,delta,dep1,dep2, caso);
    for (io=0; io<=2; io++) {
        neff[io] = cas.ne[io];
        Calc_ks (guia.med, n[io], neff[io], onda[io].k0, k[io]);
        Ampitudes_y (guia, onda[io], cas.ne[io], n[io], amp_y[io]);
Amp_max_Esp_eff(guia,onda[io],neff[io],n[io],amp_y[io],Amp_max[io],esp_eff[io]);
    }
lov= Integral_Ov (guia, amp_y, k, n, neff, onda,caso, inter);
fov = fact_ov (neff, onda, lov, dep1, dep2);
pot_gen = potencia (guia, fov, onda, fac_gama, cas.c,leff,dep1,dep2);

```



```

        fov_pot_nor (guia.onda.n,dep1,dep2,fov,Amp_max,delta,esp_eff,neff,
                    leff,fac_gama,cas.c,fov_nor,pot_nor);
        // fov_nor_aux=real(lov_aux*conj(lov_aux))/(esp_eff[dep1]*esp_eff[dep2]);
    ov_potxp << val_act*1e6 << "\t" << pot_nor<< "\t" <<fov_nor<< "\t"<<pot_gen << "\t" ;
    ov_potxp << esp_eff[0]*1e6 << "\t" <<esp_eff[1]*1e6<< "\t" <<
esp_eff[2]*1e6<<endl;
    val_act += onda_esp_var.incr;
} while (val_act <= lim_sup);
    ov_potxp.close();
    cout << "\nResultados en el file ";
    if(par==es_pesura) cout <<"Ov_potxe.dat\n ";
    else cout <<"Ov_potxl.dat\n ";
}
else
    cout << "\n\nEn este intervalo no existe alguno";
    cout << "de los modos seleccionados" << endl;
}

void Indxlon ()
{ info_filme filme;
  double lambda, r;
  ofstream nxl;
  Pide_Material (filme, -1, eco);
  nxl.open ("nxl.dat");
  nxl <<"lambda n ";
    lambda = 1e-6;
  do { r = Ind_n (filme, lambda);
    nxl << endl << lambda*1e6<<" " << r;
    lambda += 1e-8;
    } while (lambda<=2.005e-5);
  nxl.close ();
  cout << "\nResultados en NXL.DAT";
}

void Perfiles_de_Indices_das_Ondas ()
{ fffisico fffis[3]={"perfil1.dat","perfil2.dat","perfil3.dat"};
  ofstream perfil;
  int io, cam,i, tope_neffs;
  regla_selec caso;
  Geom guia;
  double r[3][N], x[N];
  vec3ondas ondas;
  interaccion inter;
  Svec4n_eff n_eff[3];
  Geometria (guia, eco);
  Pide_Espesuras_Fixas (guia, eco);
  inter = Pide_Interaccion (eco);
  Pide_OndasFixas (inter, ondas, TRUE, FALSE, caso, eco);
  Calc_xs (guia, x);
    for (io=0; io<=2; io++) {
    if ((inter!=harmonico) || (io!=1)) {
    for (i=0; i<=guia.med; i++)
        r[io][i] = Ind_n (guia.filmes[i], ondas[io].lambda);
        n_eff[io] = Calcula_neff (guia, ondas[io], 3, r[io]);
    perfil.open (fffis[io]);
        perfil << "x n" << (io+1); // encabezamiento
        tope_neffs = n_eff[io].r-1;

```

```

for (i=0; i<=tope_neffs; i++) perfil << "  nef" << i;
        perfil << endl << -x[guia.med-1]*1e6 << "  " << r[io][0];
for(i=0; i<=tope_neffs; i++) perfil << "  " << n_eff[io].n[i];
perfil << endl << "0  " << r[io][0];
for (i=0; i<=tope_neffs; i++) perfil << "  " << n_eff[io].n[i];
perfil << endl << "0  " << r[io][1];
for (i=0; i<=tope_neffs; i++) perfil << "  " << n_eff[io].n[i];
for (cam=1; cam<=guia.med-1; cam++) {
        perfil << endl << x[cam]*1e6 << "  " << r[io][cam];
        for (i=0; i<=tope_neffs; i++) perfil << "  " << n_eff[io].n[i];
        perfil << endl << x[cam]*1e6 << "  " << r[io][cam+1];
        for (i=0; i<=tope_neffs; i++) perfil << "  " << n_eff[io].n[i];
    }
    perfil << endl << 2*x[guia.med]*1e6 << "  " << r[io][guia.med];
    for (i=0; i<=tope_neffs; i++) perfil << "  " << n_eff[io].n[i];
    perfil << endl;
    perfil.close ();
    cout << "\nResultados en el file " << ffs[io];
} //if(!harmonico
} //for (io=0..
}

void Calcula_neff_contra_longitud_de_onda ()
{ int      i, tope_neffs, ifich;
  info_onda onda;
  vecNdo    r;
      Geom      guia;
  Svec4n_eff n_eff;
  ffisico  ffs[2] = {"nefExl.dat", "nefMxl.dat"};
  ofstream n_exl;
  rango    onda_var;
  Geometria (guia, eco);
  Pide_Espesuras_Fixas (guia, eco);
  Pide_Onda_var (harmonico, onda_var, eco); // harmonico => .pos = 0
  for (ifich=0; ifich<2; ifich++) { n_exl.open (ffs[ifich]);
      n_exl << "lambda\t";
      if (ifich) { n_exl << "nefM0\tnefM1\tnefM2" ;
                  onda.modo = magnetico; }
      else { n_exl << "nefE0\tnefE1\tnefE2" ;
            onda.modo = electrico; }
      n_exl << endl;
      onda.lambda = onda_var.in;
      do { onda.k0 = (DosPi)/onda.lambda;
          for (i=0; i<=guia.med; i++)
              r[i] = Ind_n (guia.filmes[i], onda.lambda);
          n_eff = Calcula_neff (guia, onda, 3, r);
              n_exl << onda.lambda*1e6;
          tope_neffs = n_eff.r - 1;
          for (i=0; i<=2; i++)
              if (i<=tope_neffs) n_exl << "\t" << n_eff.n[i];
              else n_exl << "\t0";
          n_exl << endl;
          onda.lambda += onda_var.incr;
      } while (onda.lambda <= (onda_var.fin+onda_var.incr/2));
      n_exl.close ();
      cout << "\nResultados en el file " << ffs[ifich];
  }
}

```

```

        } //for(ifich)
    }
void Calcula_neff_contra_espesura ()
{
    interaccion inter;
    int ineff, tope_neffs, io, ifich, iraiz, im;
    regla_selec caso;
    vec3ondas ondas;
    vecNdo r;
    Geom guia;
    Svec4n_eff n_eff;
    fffisico fffis[3][2] = {{"neExeso1.dat", "neMxeso1.dat"},
                            {"neExeso2.dat", "neMxeso2.dat"},
                            {"neExeso3.dat", "neMxeso3.dat"}};
    ofstream n_exesp[2];
    rango esp_var;
    Geometria (guia, eco);
    Pide_Espesuras_Vars (guia, TRUE, esp_var, eco);
    inter = Pide_Interaccion (eco);
    Pide_OndasFijas (inter, ondas, FALSE, FALSE, caso, eco);
    for (io=0; io<=2; io++) {
        if ((inter!=harmonico) || (io!=1)) {
            for (im=0; im<=guia.med; im++)
                r[im] = Ind_n(guia.filmes[im],ondas[io].lambda);
            for (ifich=0; ifich<2; ifich++) {
                n_exesp[ifich].open (fffis[io][ifich]);
                n_exesp[ifich] << " esp" << esp_var.pos;
                for (iraiz=0; iraiz<=2; iraiz++) {
                    if (ifich){ n_exesp[ifich] << " nefM" << iraiz;
                                ondas[io].modo = magnetico;
                            }
                    else { n_exesp[ifich] << " nefE" << iraiz;
                            ondas[io].modo = electrico;
                        }
                }
                n_exesp[ifich] << endl;
                guia.filmes[esp_var.pos].espesura = esp_var.in;
                do {
                    n_eff = Calcula_neff (guia, ondas[io], 3, r);
                    n_exesp[ifich] << " " << guia.filmes[esp_var.pos].espesura*1e6;
                    tope_neffs = n_eff.r-1;
                    for (ineff=0; ineff<=2; ineff++)
                        if (ineff<=tope_neffs) n_exesp[ifich]<< " " << n_eff.n[ineff];
                        else n_exesp[ifich] << " 0 ";
                    n_exesp[ifich] << endl;
                    guia.filmes[esp_var.pos].espesura +=esp_var.incr;
                } while (guia.filmes[esp_var.pos].espesura<= (esp_var.fin+esp_var.incr/2));
                n_exesp[ifich].close ();
                cout << "\nResultados en el file " << fffis[io][ifich];
            } //for(ifich)
        } //if(inter!=
    } //for(io)
}
void Casamiento_contra_lambda ()
{
    vec3ondas ondas;

```

```

regla_selec caso;
Geom guia;
interaccion inter;
rango onda_var;
ffisico ffis;
    Geometria (guia, eco);
    Pide_Espesuras_Fixas (guia, eco);
    inter = Pide_Interaccion (eco);
    Pide_OndasVars (inter, ondas, onda_var, caso, eco);
    Pide_File (ffis);
    Kx_parametro (guia, ondas, long_onda, inter, onda_var, ffis);
}
void Casamiento_contra_espesura ()
{ Geom guia;
  regla_selec caso;
  interaccion inter;
  vec3ondas ondas;
  rango esp_var;
  ffisico ffis;
  Geometria (guia, eco);
    Pide_Espesuras_Vars (guia, TRUE, esp_var, eco);
    inter = Pide_Interaccion (eco);
    Pide_OndasFixas (inter, ondas, TRUE, TRUE, caso, eco);
    Pide_File (ffis);
    Kx_parametro (guia, ondas, es_pesura, inter, esp_var, ffis);
}
void Lambda_Esp_cas ()
{ Geom guia;
  int tope, i;
  regla_selec caso;
  char ffis[15];
  vec3ondas ondas;
  interaccion inter;
    casamiento_der K;
  vec3Ndo r;
  ofstream E_cas_l;
  rango esp_var, onda_var;
  double fin_ciclo;
  Geometria (guia, eco);
    Pide_Espesuras_Vars (guia, TRUE, esp_var, eco);
    inter = Pide_Interaccion (eco);
    Pide_OndasVars (inter, ondas, onda_var, caso, eco);
    Pide_File (ffis);
    E_cas_l.open (ffis);
    ondas[onda_var.pos].lambda = onda_var.in;
    E_cas_l << " lambda(micras)" << "\tE_cas0(micras) ";
    fin_ciclo = onda_var.fin+ 1e-10;
  do { Re_Cal_lambdas_k0 (ondas, inter, onda_var.pos);
    Cal_Ind_guia (guia, ondas, onda_var.pos, inter,r);
    K = Calc_Esp_cas (guia, ondas, r, esp_var, inter); //lambda fijo
    if (K.existe>0) { E_cas_l << " " << endl << ondas[onda_var.pos].lambda*1e6;
      tope = K.existe - 1;
      for (i=0;i<=tope;i++) E_cas_l<<" "<<K.cas[i]*1e6<<" "<<K.der[i]*1e-12;
    }
    ondas[onda_var.pos].lambda += onda_var.incr;
  }
}

```

```

    } while (ondas[onda_var.pos].lambda <= (fin_ciclo));
E_cas_l.close ();
cout << "\nResultados en " << ffs;
}

void Funcs_onda ()
{ int io, tope_meds, l, im;
  regla_selec caso;
  Geom guia;
  double x[N], rf2, vt, k, por_conf, grosor, fs;
  vec3 ondas ondas;
  vecNdo vol[3];
  Svec4n_eff n_eff[3];
  interaccion inter;
  vec3Ndo r, r2, Fa;
  vecNlmat amplitud_y[3];
  Geometria (guia, eco);
  Pide_Espesuras_Fixas (guia, eco);
  inter = Pide_Interaccion (eco);
  Pide_OndasFixas (inter, ondas, TRUE, FALSE, caso, eco);
  Calc_xs (guia, x);
  tope_meds = guia.med-1;
  Re_Cal_lambdas_k0 (ondas, inter, 0); //parece que esta sobra checar!!!!
  Cal_Ind_guia (guia, ondas, 0, inter, r);
  for (io=0; io<=2; io++) if ((inter!=harmonico)||(io!=1)) {
    n_eff[io] = Calcula_neff (guia, ondas[io], 3, r[io]);
    cout<< "\n Orden de la onda" << (io+1);
    ondas[io].orden = Pide_Entero_Rango ("", 0, n_eff[io].r, eco);
  }
  for (io=0; io<=2; io++) if ((inter!=harmonico)||(io!=1)) {
    rf2 = n_eff[io].n[ondas[io].orden]*n_eff[io].n[ondas[io].orden];
    for (im=0; im<=guia.med; im++) {
      r2[io][im] = r[io][im]*r[io][im];
      Fa[io][im] = ((ondas[io].modo==electrico) ? 1 : (1/r2[io][im]));
    }
    Amplitudes_y (guia, ondas[io], n_eff[io].n[ondas[io].orden], r[io], amplitud_y[io]);
    vt = 0;
    Modulo (guia, amplitud_y[io], n_eff[io].n[ondas[io].orden], ondas[io].k0, r[io], vol[io]);
    for (im=0; im<=guia.med; im++) { vol[io][im]*=Fa[io][im]; vt+=vol[io][im]; }
    cout << "\nLas unidades de x son micras y las de las amplitudes son MKS\n";
    cout << "\nLa funcion de la onda " << (io+1) << " es: \n";
    k = ondas[io].k0*sqrt (rf2 - r2[io][0]);
    cout << "\nEn la capa 0 " << endl;
    cout << real(amplitud_y[io][0][1]);
    cout << " exp(" << k*1e-6 << "(x-" << x[0]*1e6 << " ) ) ";
    cout << "\n vol[0]= " << vol[io][0] << " Fact_Conf[0]= " << vol[io][0]/vt;
    for (l=1; l<=tope_meds; l++) {
      if (n_eff[io].n[ondas[io].orden] <= r[io][l]) k = ondas[io].k0*sqrt (r2[io][l] - rf2);
      else k = ondas[io].k0*sqrt (rf2 - r2[io][l]);
    }
    cout << "\nEn la capa " << l << endl;
    cout << "[ " << real(amplitud_y[io][l][0]);
    cout << " + i( " << imag(amplitud_y[io][l][0]) << " ) ] exp( -";
    if (n_eff[io].n[ondas[io].orden] <= r[io][l]) cout << "i ";
    cout << k*1e-6 << "(x-" << x[l]*1e6 << ") ) + ";
    cout << "[ " << real(amplitud_y[io][l][1]);
    cout << " + i( " << imag(amplitud_y[io][l][1]) << " ) ] exp("

```

```

        if (n_eff[io].n[ondas[io].orden] <= r[io][1]) cout << "i ";
        cout << k*1e-6<< "(x-" << x[1]*1e6 << ")";
        cout << "\n vol[" << l<<"]=" << vol[io][1] << "    Fact_Conf[" << l << "] = " <<
vol[io][1]/vt;
    } //for(l=1;l<=..
    k = ondas[io].k0*sqrt (rf2 - r2[io][guia.med]);
        cout << "\nEn la capa " << guia.med<<endl;
    cout << real(amplitud_y[io][guia.med][0]);
        cout << " exp(" << k*1e-6 << "(x-" << x[guia.med]*1e6 << " ) ) ";
    cout << "\n vol["<<guia.med<<"]=" << vol[io][guia.med];
    cout << "    Fact_Conf[" << guia.med<<"]=" << vol[io][guia.med]/vt;
    cout << "\nLa integral de intensidad es igual a " <<vt;
    por_conf = 0.9999;
    k = ondas[io].k0*sqrt (rf2 - r2[io][0]);
    if (guia.filmes[0].tipo==guia.filmes[guia.med].tipo)
        fs=2;
    else fs =1;
    do { grosor = (-1)/(2*k)*log(2*k*vt*(1-por_conf)/
        (Fa[io][0]*fs*real(amplitud_y[io][0][1])*
        real(amplitud_y[io][0][1])));
        cout << "\nEn el caso de una guia simetrica la parte de la ";
        cout << "\ncapa infinita para la cual el "<<por_conf<<" de la energia \n";
        cout << "esta contenida entre esta espesura y la central es de ";
        cout << grosor*1e6<<" micras\n";
        por_conf -= 0.0009;
    } while (por_conf>=0.99);
} //for io=0
}
void Graf_Compon ()
{
    char indice[3],aux[8],nombre[12];
    int io,im,iraiz;
    regla_selec caso;
    double x[N],k[N];
    vecN1mat amplitud_y,amplitud_x,amplitud_z,amp_y_nor;
    Geom guia;
    vec3ondas ondas;
    interaccion inter;
    Svec4n_eff n_eff[3];
    vec3Ndo r;
    Geometria (guia, eco);
    Pide_Espesuras_Fixas (guia, eco);
    inter = Pide_Interaccion (eco);
    Pide_OndasFixas (inter, ondas, TRUE, FALSE, caso, eco);
    Calc_xs (guia, x);
    cout<< "\nEn los archivos de salida la espesura esta en micras y";
    cout<< "\nlos campos en unidades MKS\n";
    for (io=0; io<=2; io++) {
        if ((inter!=harmonico) || (io!=1)) {
            for (im=0; im<=guia.med; im++)
                r[io][im] = Ind_n (guia.filmes[im], ondas[io].lambda);
            n_eff[io] = Calcula_neff (guia, ondas[io], 3, r[io]);
            for (iraiz=0; iraiz<n_eff[io].r; iraiz++){
                Amplitudes_y (guia,ondas[io],n_eff[io].n[iraiz],r[io],amplitud_y);
                Calc_ks (guia.med, r[io], n_eff[io].n[iraiz], ondas[io].k0, k);
            }
        }
    }
}

```

```

        if (ondas[io].modo) strcpy (nombre,"Hy"); else strcpy (nombre,"Ey");
    sprintf(indice,"%i",iraiz);
        // itoa (iraiz,indice,10);
    strcat (nombre,indice);
    strcpy (aux,"_o");
    sprintf(indice,"%i",io);
        // itoa (io,indice,10);
    strcat (aux,indice);

        strcat (aux,".dat"); strcat (nombre,aux);
        Cal_Graf (guia,amplitud_y,k,x,r[io],n_eff[io].n[iraiz]
            ,ondas[io].modo,0,nombre,0);
    if (ondas[io].modo){
        Amplitudes_x (n_eff[io].n[iraiz],guia.med,r[io],amplitud_y,amplitud_x,1);
        strcpy (nombre,"Ex");
    sprintf(indice,"%i",iraiz);
        // itoa (iraiz,indice,10);
    strcat (nombre,indice);
        strcat (nombre,aux);
        Cal_Graf (guia,amplitud_x,k,x,r[io],n_eff[io].n[iraiz]
            ,ondas[io].modo,0,nombre,0);
        Amplitudes_z (n_eff[io].n[iraiz],guia.med,r[io],ondas[io].k0,
            amplitud_y,amplitud_z,1);
        strcpy (nombre,"Ez");
    sprintf(indice,"%i",iraiz);
        // itoa (iraiz,indice,10);
    strcat (nombre,indice);
        strcat (nombre,aux);
        Cal_Graf (guia,amplitud_z,k,x,r[io],n_eff[io].n[iraiz]
            ,ondas[io].modo,0,nombre,1);
        }//if(onda[io].modo
    }// for(iraiz=0;iraiz<=n_
    }//if ((inter!=harmonico) || (io!=1))
} // for (io=0; io<=2; io++)
}

void Graf_Inten ()
{ char indice[3], aux[8], nombre[13];
    int io, i, iraiz;
    regla_selec caso;
    double x[N], k[N];
    vecN1mat amplitud_y;
    Geom guia;
    vec3ondas ondas;
    interaccion inter;
    Svec4n_eff n_eff[3];
    vec3Ndo r;
    Geometria (guia, eco);
    Pide_Espesuras_Fixas (guia, eco);
    inter = Pide_Interaccion (eco);
    Pide_OndasFixas (inter, ondas, TRUE, FALSE, caso, eco);
    Calc_xs (guia, x);
    for (io=0; io<=2; io++) {
        if ((inter!=harmonico) || (io!=1)) {
            for (i=0; i<=guia.med; i++)
                r[io][i] = Ind_n (guia.filmes[i], ondas[io].lambda);
            n_eff[io] = Calcula_neff (guia, ondas[io], 3, r[io]);
        }
    }
}

```

```

    for (iraiz=0; iraiz<n_eff[io].r; iraiz++){
        Amplitudes_y (guia,ondas[io],n_eff[io].n[iraiz],r[io],amplitud_y);
        Calc_ks (guia.med, r[io], n_eff[io].n[iraiz], ondas[io].k0, k);
        if (ondas[io].modo) strcpy (nombre,"fly2_"); else strcpy (nombre,"Ey2 ");
        sprintf(indice,"%i", raiz);
        // itoa (iraiz, indice, 10);
        strcat (nombre, indice);
        strcpy (aux, "_o");
        sprintf(indice,"%i", io);
        // itoa (io, indice, 10);
        strcat (aux, indice);
        strcat (aux, ".dat"); strcat (nombre, aux);
        Cal_Graf (guia, amplitud_y, k, x, r[io], n_eff[io].n[iraiz],
            ondas[io].modo, l, nombre, 0);
    } // for(iraiz=0;iraiz<=n_
    } //if ((inter!=harmonico) || (io!=1))
} // for (io=0; io<=2; io++)
}

void Graf_Integrando ()
{
    char    indice[3], nombre[13];
    int     io, im, dep1, dep2;
    regla_selec caso;
    double  rf[3];
    complex  caux, val[3];
    Geom     guia;
    interaccion inter;
    vec3ondas onda;
    vecNdo    x;
    vec3Ndo    k, n;
    Svec4n_eff n_eff[3];
    vec3Nlmat amp_y;
    Geometria (guia, eco);
    Pide_Espesuras_Fixas (guia, eco);
    inter = Pide_Interaccion (eco);
    Pide_OndasFixas (inter, onda, TRUE, FALSE, caso, eco);
    Pide_des_Fijos (guia, eco);
    dep1=Pide_Entero_Rango("Primer onda atenuada ",0,2,TRUE);
    dep2=Pide_Entero_Rango("Segunda onda atenuada ",0,2,TRUE);
    Calc_xs (guia, x);
    for (io=0; io<=2; io++) {
        if (!((inter==harmonico) && (io==1))) {
            for (im=0; im<=guia.med; im++)
                n[io][im] = lnd_n (guia.filmes[im], onda[io].lambda);
            n_eff[io] = Calcula_neff (guia, onda[io], 3, n[io]);
            cout<<"\n Orden de la onda "<< (io+1);
            onda[io].orden = Pide_Entero_Rango ("", 0, n_eff[io].r-1, eco);
            Amplitudes_y (guia, onda[io], n_eff[io].n[onda[io].orden], n[io],
                amp_y[io]);
            rf[io]=n_eff[io].n[onda[io].orden];
            Calc_ks (guia.med, n[io], rf[io], onda[io].k0, k[io]);
        } //if ((inter!=harmonico) || (io!=1))
    } else { for (im=0;im<=guia.med; im++){
        n[io][im]=n[0][im];
        amp_y[1][im][0]=amp_y[0][im][0];
    }
}

```



```

        amp_y[1][im][1]=amp_y[0][im][1];
        k[io][im]=k[0][im];
    }
    n_eff[io]=n_eff[0];
    onda[io].orden=onda[0].orden;
}
} // for (io=0; io<=2; io++)
strcpy (nombre,"Io");
for (io=1;io<=2;io++){
    if (onda[io].modo) strcat (nombre,"M"); else strcat (nombre,"E");
    sprintf(indice,"%i",onda[io].orden);
    // itoa (onda[io].orden,indice,10);
    strcat (nombre,indice);
}
strcat (nombre,".dat");
(void) Calc_deff (guia,n,onda,case,dep1,dep2);
switch (case){
    case MEE: Graf_Integ1 (guia, amp_y,x,k,inter,rf,n,nombre); break;
    case EME: Graf_Integ2 (guia, amp_y,x,k,inter,rf,n,nombre); break;
    case EEM: Graf_Integ3 (guia, amp_y,x,k,inter,rf,n,nombre); break;
    case MMM: Graf_Integ4 (guia, amp_y,x,k,onda,inter,rf,n,nombre); break;
}
}
void lov_fov_pot0_esp ()
{
    regla_selec case;
    double leff;
    Geom    guia;
    interaccion inter;
    vec3ondas onda;
    rango    esp_var;
    bool1 inversion;
    char resp;
    Geometria (guia, eco);
    guia.lon=Pide_Real_Pos ("\n Longitud de la guia(micras) = ",TRUE);
    guia.lon*=1e-6; //para MKS
    Pide_Espesuras_Vars (guia, TRUE, esp_var, eco);
    inter = Pide_Interaccion (eco);
    Pide_OndasFijas (inter, onda, TRUE, TRUE, case, eco);
    onda[0].pot=Pide_Real_Pos ("\n Potencia de la onda 1",TRUE);
    if (inter!=2) onda[1].pot=Pide_Real_Pos ("\n Potencia de la onda 2",TRUE);
    else onda[1].pot=onda[0].pot;
    leff=Pide_Real_Pos ("\n Longitud efectiva del haz en la direccion y (micras) = ",TRUE);
    leff*=1e-6;
    Pide_des_Fijos (guia, eco);
    inversion=FALSE; // la opcion de inversion de overlap solo esta
    if (guia.med==3){ // implementada en el sistema subs/filme <--> filme/subs
        resp=Pide_Car("Desea considerar inversion de d",TRUE,'S', 'N');
        if(resp=='S') inversion=TRUE;
    }
    lov_fov_pot0_par (guia,onda,es_pesura,esp_var,inter,leff, case,inversion);
}
void lov_fov_pot0_lon ()
{

```

```

regla_selec caso;
double leff;
Geom guia;
interaccion inter;
vec3ondas onda;
rango onda_var;
char resp;
bool inversion;

    Geometria (guia, eco);
    guia.lon=Pide_Real_Pos ("\n Longitud de la guia(micras) = ",TRUE);
    guia.lon*=1e-6;
    Pide_Espesuras_Fixas (guia, eco);
    inter = Pide_Interaccion (eco);
    Pide_OndasVars (inter, onda, onda_var, caso, eco);
    onda[0].pot=Pide_Real_Pos ("\n Potencia de la onda 1",TRUE);
    if (inter!=2) onda[1].pot=Pide_Real_Pos ("\n Potencia de la onda 2",TRUE);
        else onda[1].pot=onda[0].pot;
    leff=Pide_Real_Pos ("\n Longitud efectiva del haz en la direccion y (micras) =",TRUE);
    leff*=1e-6;
    Pide_des_Fijos (guia, eco);
    inversion=FALSE; // la opcion de inversion de overlap solo esta
    if (guia.med==3){ // implementada en el sistema subs/filme <--> filme/subs
        resp=Pide_Car("Desea considerar inversion de d",TRUE,'S', 'N');
        if(resp=='S') inversion=TRUE;
    }
    lov_fov_pot0_par (guia,onda,long_onda,onda_var,inter,leff, caso,inversion);
}

void lov_fov_pot0_casados ()
{ Geom guia;
  int dep1,dep2,ir,io,im;
  regla_selec caso;
  vec3ondas onda;
  interaccion inter;
  casamiento_der Ecas;
  casamiento K;
  vec3Ndo n,k;
  vec3N1mat amp_y;
  rango esp_var, onda_var;
  complex lov,amp_max_aux;
  double fin_ciclo, deff, fac_gama,fov,fov_nor,leff,delta[3],pot_nor,d_aux[5];
  vec3do neff, Amp_max,esp_eff;
  ofstream Ov_cas[2];
    Geometria (guia, eco);
    guia.lon=Pide_Real_Pos ("\n Longitud de la guia (micras) = ",TRUE);
    guia.lon*=1e-6;
    Pide_Espesuras_Vars (guia, TRUE, esp_var, eco);
    inter = Pide_Interaccion (eco);
    Pide_OndasVars (inter, onda, onda_var, caso, eco);
    onda[0].pot=Pide_Real_Pos ("\n Potencia de la onda 1",TRUE);
    if (inter!=2) onda[1].pot=Pide_Real_Pos ("\n Potencia de la onda 2",TRUE);
        else onda[1].pot=onda[0].pot;
    leff=Pide_Real_Pos ("\n Longitud efectiva del haz en la direccion y (micras)
=",TRUE);
    leff*=1e-6;
    Pide_des_Fijos (guia, eco);

```

```

for ( im=0; im<=guia.med; im++) d_aux[im]=guia.filmes[im].d;
if (inter==2) {dep1=0; dep2=2;}
else if ( onda[0].pot>=onda[1].pot) { dep1=1; dep2=2;}
else { dep1=0; dep2=2;}
onda[onda_var.pos].lambda = onda_var.in;
fin_ciclo = onda_var.fin+1e-10;
Ov_cas[0].open ("Ov_cas1.dat"); Ov_cas[1].open ("Ov_cas2.dat");
Ov_cas[0]<<"lambda\tE_cas1\tK.de\tpot_nor\tfov_nor\tEsp_eff1\t";
Ov_cas[0]<<"Esp_eff2\tEsp_eff3\n";
Ov_cas[1]<<"lambda\tE_cas2\tK.de\tpot_nor\tfov_nor\tEsp_eff1\t";
Ov_cas[1]<<"Esp_eff2\tEsp_eff3\n";
do { Re_Cal_lambdas_k0 (onda, inter, onda_var.pos);
Cal_Ind_guia (guia, onda, onda_var.pos, inter,n);
Ecas = Calc_Esp_cas (guia, onda, n, esp_var, inter); //lambda fijo
if (Ecas.existe>0) {
for (im=0; im<=guia.med; im++) guia.filmes[im].d=d_aux[im];
deff=Calc_deff(guia,n,onda, caso, dep1, dep2);
for (ir=0; ir<=(Ecas.existe-1); ir++) {
Ov_cas[ir] << onda[onda_var.pos].lambda*1e6 << "\t";
Ov_cas[ir] << Ecas.cas[ir]*1e6<<"\t"<<Ecas.der[ir]*1e-12;
guia.filmes[esp_var.pos].espesura=Ecas.cas[ir];
K = Evalua_K (guia, onda, n, inter);
for(io=0;io<=2;io++) if(!onda[io].modo) delta[io] =cte;
else delta[io] =1/cte;
fac_gama=factor_gama (onda,K,deff,delta,dep1,dep2,caso);
for (io=0; io<=2; io++) {
neff[io] = K.ne[io];
Calc_ks (guia.med, n[io], neff[io], onda[io].k0, k[io]);
Amplitudes_y (guia,onda[io],K.ne[io],n[io],amp_y[io]);
Amp_max_Esp_eff(guia,onda[io],neff[io],n[io],amp_y[io],Amp_max[io],esp_eff[io]);
} //for(io
lov = Integral_Ov (guia, amp_y, k, n, neff, onda, caso, inter);
fov = fact_ov (neff, onda, lov, dep1, dep2);
// pot_gen = potencia (guia, fov, onda, fac_gama, K.c,leff,dep1,dep2);
fov_pot_nor (guia,onda,n,dep1,dep2,fov,Amp_max,delta,esp_eff,neff,
leff,fac_gama,K.c,fov_nor,pot_nor);
Ov_cas[ir] << "\t" << pot_nor << "\t" << fov_nor << "\t" <<esp_eff[0]*1e6<<"\t";
Ov_cas[ir] <<esp_eff[1]*1e6<<"\t" <<esp_eff[2]*1e6<<endl;
} //for(ir
} //if(Ecas.r>0
onda[onda_var.pos].lambda += onda_var.incr;
} while (onda[onda_var.pos].lambda <= (fin_ciclo));
Ov_cas[0].close ();
Ov_cas[1].close ();
}
void Lambda_cas_batente ()
{ char simetrico;
Geom guia;
bool1 cerca_lim;
int io;
regla_selec caso;
char ffis[15];
vec3ondas ondas;
interaccion inter;
casamiento_der K;

```

```

vec3Ndo r;
ofstream E_cas_l;
rango esp_var, onda_var;
double fin_ciclo, batente, inc_aux, lambda_ant, epsilon,
        bat_max, bat_min, paso_bat;
Geometria (guia, eco);
Pide_Espesuras_Vars (guia, TRUE, esp_var, eco);
inter = Pide_Interaccion (eco);
Pide_OndasVars (inter, ondas, onda_var, caso, eco);
bat_max=Pide_Real_Rango(" batente maximo = ", 1.001, 3,TRUE);
bat_min=Pide_Real_Rango(" batente minimo = ", 1.001, bat_max,TRUE);
paso_bat=Pide_Real_Rango(" paso de batente = ",0.001, bat_max-bat_min,TRUE);
simetrico=Pide_Car("Desea considerar el caso simetrico (S/N)?",TRUE,'S','N');
Pide_File (ffis);
E_cas_l.open (ffis);
E_cas_l << " lambda(micras)" << "\t batente " << "\t epsilon ";
E_cas_l << "\t ecas1 " << "\t dercas1 " << "\t ecas2 " << "\t dercas2 ";
fin_ciclo = onda_var.fin + 1e-10;
// cout << endl << "Va a entrar ao ciclo externo" << endl;
// cout << "Fin de ciclo interno en: " << fin_ciclo << endl;
batente=bat_max;
do {
    for (io=0;io<=2;io++) { r[io][1]=3.5; r[io][0]=3.5/batente;
        if(simetrico=='S')r[io][2]=r[io][0];
        else r[io][2]=1;
    }
    inc_aux = onda_var.incr;
    // cout << "Incrementos aux e .incr iguales al inicial: " << inc_aux << endl;
    ondas[onda_var.pos].lambda = onda_var.in;
    lambda_ant = ondas[onda_var.pos].lambda;
    // cout << " .lambda despues: " << ondas[onda_var.pos].lambda << endl;
    // cout<<endl<< " bater.te = " << batente<<endl;
    cerca_lim = FALSE;
    // cout << endl << "Va a entrar ao ciclo interno" << endl;
    do { Re_Cal_lambdas_k0 (ondas, inter, onda_var.pos);
        // Cal_Ind_guia (guia, ondas, onda_var.pos, inter,r);
        K = Calc_Esp_cas (guia, ondas, r, esp_var, inter); //lambda fijo
        if (K.existe < 1) {
            // cout << endl << "Then do if 1: NO casamento" << endl;
            if (inc_aux < 1e-10) {
                // cout << endl << " Then do if 2: inc_aux baixo: " << inc_aux << endl;
                epsilon=1-2*( onda_var.in/ondas[onda_var.pos].lambda);
                E_cas_l << " " << endl << ondas[onda_var.pos].lambda*1e6;
                E_cas_l << " " << batente<< " " << epsilon;
                E_cas_l << " " << K.cas[0]<< " " << K.der[0];
                E_cas_l << " " << K.cas[1]<< " " << K.der[1]<< flush;
                inc_aux = 1e-11;
                // cout << " inc_aux fixado a: " << inc_aux;
            }
        }
        else { //cout << endl << " else do if 2: inc_aux alto: " << inc_aux << endl;
            inc_aux /= 3;
            // cout << " inc_aux disminuiado a: " << inc_aux << endl;
            ondas[onda_var.pos].lambda = lambda_ant + inc_aux;
            cerca_lim = TRUE;
        }
    }
}

```

```

    }
    else { // cout << endl << "else do if 1: SI casamento" << endl;
        lambda_ant = ondas[onda_var.pos].lambda;
        //cout << " .lambda antes: " << ondas[onda_var.pos].lambda << endl;
        //cout << " batente= " << batente;
        if (cerca_lim) ondas[onda_var.pos].lambda += inc_aux;
        else ondas[onda_var.pos].lambda += onda_var.incr;
        // cout << " .lambda despues: " << ondas[onda_var.pos].lambda << endl;
    }
} while ((ondas[onda_var.pos].lambda <= fin_ciclo) && (inc_aux >= 2e-11));
// cout << endl << "Salio do ciclo interno" << endl;
batente -= paso_bat;
} while (batente > bat_min);
E_cas_l.close ();
cout << "\nResultados en " << ffix;
}

void lov_fov_pot0_casados_inver_d ()
{
    Geom      guia,guia_inv;
    int      dep1,dep2,ir,io,im;
    regla_selec caso;
    vec3ondas onda;
    interaccion inter;
    casamento_der Ecas;
    casamento K;
    vec3Ndo    n,k,n_inv;
    vec3N1mat  amp_y;
    rango      esp_var, onda_var;
    complex     lov,amp_max_aux;
    double      fin_ciclo, deff, fac_gama,fov,fov_nor,leff,delta[3],pot_nor,d0_aux,d1_aux;
    vec3do      neff,Amp_max,esp_eff;
    ofstream    Ov_cas[2];
    guia.med=2; guia_inv.med=3;
    for (im = 0; im <= 1; im++)
        Pide_Material(guia_inv.filmes[im], im, eco);
    guia_inv.filmes[2]=guia_inv.filmes[1];
    guia.filmes[0]=guia.filmes[2]=guia_inv.filmes[0];
    guia_inv.filmes[3]=guia_inv.filmes[0]; guia.filmes[1]=guia_inv.filmes[1];
    guia_inv.lon=Pide_Real_Pos ("\n Longitud de la guia_inv (micras) = ",TRUE);
    guia_inv.lon*=1e-6; guia.lon=guia_inv.lon;
    esp_var.pos = 1;
    guia_inv.filmes[0].espesura = guia_inv.filmes[guia_inv.med].espesura = 0;
    guia.filmes[0].espesura = guia.filmes[guia.med].espesura = 0;
    esp_var.in = Pide_Real_Pos("\n Espesura Total Inicial (micras)= ", eco);
    esp_var.fin = Pide_Real_Rango("Espesura Total Final (micras)= ",esp_var.in,300, eco);
    esp_var.incr = Pide_Real_Pos(" Incremento (micras)= ", eco);
    esp_var.in *=1e-6;
    esp_var.fin *=1e-6; //Para MKS
    esp_var.incr *=1e-6;
    inter = Pide_Interaccion (eco);
    Pide_OndasVars (inter, onda, onda_var, caso, eco);
    onda[0].pot=Pide_Real_Pos ("\n Potencia de la onda 1",TRUE);
    if (inter!=2) onda[1].pot=Pide_Real_Pos ("\n Potencia de la onda 2",TRUE);
    else onda[1].pot=onda[0].pot;
    leff=Pide_Real_Pos ("\n Longitud efectiva del haz en la direccion y (micras)
=",TRUE);

```

```

    leff* 1e-6;
cout << "\n\nCoeficientes no lineales (unidades MKSA):\n\n";
    for (im=0; im<=1; im++) {
        cout << "    d[" << im << "] = ";
        guia_inv.filmes[im].d = Pide_Real("", eco);
    }
d1_aux=guia_inv.filmes[1].d;
d0_aux=guia_inv.filmes[0].d;
guia_inv.filmes[2].d = -1*d1_aux;
guia_inv.filmes[3].d = -1*d0_aux;
if (inter==2) {dep1=0; dep2=2;}
else if ( onda[0].pot>=onda[1].pot) { dep1=1; dep2=2;}
else { dep1=0; dep2=2;}
onda[onda_var.pos].lambda = onda_var.in;
fin_ciclo = onda_var.fin+1e-10;
Ov_cas[0].open ("Ov_cas1.dat"); Ov_cas[1].open ("Ov_cas2.dat");
Ov_cas[0]<<"lambda\tEcen_cas1\tK.de\tpot_nor\tfov_nor\tEsp_ef1\t";
Ov_cas[0]<<"Esp_ef2\tEsp_ef3\n";
Ov_cas[1]<<"lambda\tEcen_cas2\tK.de\tpot_nor\tfov_nor\tEsp_ef1\t";
Ov_cas[1]<<"Esp_ef2\tEsp_ef3\n";
do { Re_Cal_lambdas_k0 (onda, inter, onda_var.pos);
    Cal_Ind_guia (guia, onda, onda_var.pos, inter,n);
    Ecas= Calc_Esp_cas (guia, onda, n, esp_var, inter); //lambda fijo
    if (Ecas.existe>0) {
        Cal_Ind_guia (guia_inv, onda, onda_var.pos, inter,n_inv);
        guia_inv.filmes[0].d =d0_aux;
        guia_inv.filmes[1].d =d1_aux;
        guia_inv.filmes[2].d =-1*d1_aux;
        guia_inv.filmes[3].d =-1*d0_aux;
        deff=Calc_deff(guia_inv,n_inv,onda,caso,dep1,dep2);
        for (ir=0; ir<=(Ecas.existe-1); ir++) {
            Ov_cas[ir] << onda[onda_var.pos].lambda*1e6 << "\t";
            guia_inv.filmes[1].espesura =guia_inv.filmes[2].espesura-Ecas.cas[ir]/2;
            Ov_cas[ir] << Ecas.cas[ir]*1e6<<"\t"<<Ecas.der[ir]*1e-12;
            // guia_inv.filmes[esp_var.pos].espesura=Ecas.cas[ir];
            K = Evalua_K (guia_inv, onda, n_inv, inter);
            for(io=0;io<=2;io++) if(!onda[io].modo) delta[io] =cte;
            else delta[io] =1/cte;
            fac_gama=factor_gama (onda,K,deff,delta,dep1,dep2,caso);
            for (io=0; io<=2; io++) {
                neff[io] = K.ne[io];
                Calc_ks (guia_inv.med, n_inv[io], neff[io], onda[io].k0, k[io]);
                Amplitudes_y (guia_inv,onda[io],K.ne[io],n_inv[io],amp_y[io]);
            }
        }
        Amp_max_Esp_eff(guia_inv,onda[io],neff[io],n_inv[io],amp_y[io],Amp_max[io],esp_eff[io]);
    } //for(ir
    lov = Integral_Ov (guia_inv, amp_y, k, n_inv, neff, onda, caso, inter);
    fov = fact_ov (neff, onda, lov, dep1, dep2);
    // pot_gen = potencia (guia_inv, fov, onda, fac_gama, K.c,leff,dep1,dep2);
    fov_pot_nor (guia_inv,onda,n_inv,dep1,dep2,fov,Amp_max,delta,esp_eff,neff,
        leff,fac_gama,K.c,fov_nor,pot_nor);
    Ov_cas[ir] << "\t" << pot_nor << "\t" << fov_nor << "\t" <<esp_eff[0]*1e6;
    Ov_cas[ir] << "\t" <<esp_eff[1]*1e6<<"\t" <<esp_eff[2]*1e6<<endl;
} //for(ir

```



```

        << "          longitud de onda o vs. espesura para ondas casadas con inversion\n"
    << "\n";
// cout << "Stack avail = " << stackavail() << endl;
opcion = Pide_Entero_Rango ("\n          Desea", 0, 16, eco);
switch (opcion) {
    case 1: Indxlon (); break;
    case 2: Perfiles_de_Indices_das_Ondas (); break;
    case 3: Calcula_neff_contra_longitud_de_onda (); break;
    case 4: Calcula_neff_contra_espesura (); break;
    case 5: Casamiento_contra_lambda (); break;
    case 6: Casamiento_contra_espesura (); break;
    case 7: Lambda_Esp_cas (); break;
    case 8: Funcs_onda (); break;
    case 9: Graf_Compon (); break;
    case 10: Graf_Inten (); break;
    case 11: Graf_Integrando (); break;
    case 12: lov_fov_pot0_esp (); break;
    case 13: lov_fov_pot0_lon (); break;
    case 14: lov_fov_pot0_casados (); break;
    case 15: Lambda_cas_batente(); break;
    case 16: lov_fov_pot0_casados_inver_d (); break;
}
} while (opcion);
//cout << "Stack avail = " << stackavail() << endl;
}

```



## Referências

- [ 1 ] Special Issue: Non Linear Optics  
Physics Today, V 47, N 5, 1994
- [ 2 ] Eds. Agrawal G.P. e Boyd R.W  
Contemporary Non Linear Optics  
Academic Press, 1992
- [ 3 ] Flytzanis, C.  
Quantum Electronics, V 1, Parte A, Capítulo 2  
Eds. Rabin e Tang, C.L.  
Academic Press, 1975
- [ 4 ] Schubert, M. e Wilhelmi, B.  
Non-linear Optics and Quantum Electronics  
Wiley Series in Pure and Applied Optics.  
John Wiley & Sons, 1986
- [ 5 ] Fragnito, H.L.  
Óptica Não Linear  
Notas de Curso (não publicadas), 1992
- [ 6 ] Byer, R.L.  
Parametric Oscillators and Non-linear Materials  
Non Linear Optics Capítulo 2  
Eds. P.H. Harper & B.S. Wherret  
Academic Press, 1977
- [ 7 ] Saleh, B. e Teich, M.  
Fundamentals of Photonics  
Wiley Series in Pure and Applied Optics.  
John Wiley & Sons, 1991
- [ 8 ] Landot-Börnstein LB III/17f.  
Springer-Verlag, 1982
- [ 9 ] Miller, R.C.  
Applied Physics Letters, V 5, N 1, pp. 17, 1964
- [ 10 ] Garret, C.G.B. e Robinson, F.N.H.  
IEEE Journal of Quantum Electronics, QU-2, pp. 328, 1966
- [ 11 ] Ducuing J. e Flytzanis, C.  
C.R. Acad. Sci. Paris B266, 810

- [ 12 ] Flytzanis, C. e Ducuing, J.  
Physics Letters, V 26A, N 7, pp. 315, 1968
- [ 13 ] Flytzanis, C. e Ducuing, J.  
Physical Review, V 178, N 3, pp. 178, 1969
- [ 14 ] Parsons F.G.& Chang R.K., 1971  
Optics Communications, V 3, N 3, pp. 173, 1971
- [ 15 ] Wynne J.J.  
Physical Review Letters, V 27, N 1, pp. 17, 1971
- [ 16 ] Boyd G.D., Kleinman D.A.  
Journal of Applied Physics, V 39, N 8, pp. 3597, 1968
- [ 17 ] Armstrong J.A., N. Bloembergen , Ducuing J. e Pershan P.S.  
Physical Review Letters, V 127, N 6, pp. 1918, 1962
- [ 18 ] Aggarwal R.L. e Lax B.  
Optical Mixing of CO<sub>2</sub> lasers in the infrared  
Ed. Shen Y.R. Non Linear Infrared Generation  
Topics in Applied Physics, V 16 Springer-Verlag, 1977
- [ 19 ] Giordmaine J.A.  
Physical Review Letters, V 8, N 1, pp. 19, 1962
- [ 20 ] Maker P.D. et. al.  
Physical Review Letters, V 8, N 1, pp. 21, 1962
- [ 21 ] Wemple S.H. e DiDomenico Jr.  
Physical Review Letters, V 23, N 20, pp. 1156, 1969
- [ 22 ] Wemple S.H. e DiDomenico Jr.  
Journal of Applied Physics, V 40, N 2, pp. 735, 1969
- [ 23 ] Tang C.L. et. al.  
Laser Focus World, V 26, N 9, pp. 87-97, 1990
- [ 24 ] Nash F.R. et al.  
Journal of Applied Physics, V 41, N 6, pp. 2564, 1970
- [ 25 ] Tien P.K.  
Applied Optics, V 10, N 11, 1971
- [ 26 ] Stegeman G.I.  
Capítulo 1 de [ 2 ]

- [ 27 ] Stegeman G.I. e Scaton C.T.  
Journal of Applied Physics, V 58, R57, 1985
- [ 28 ] Stegeman G.I.  
Non Linear Guided Wave Optical Phenomena  
Journal of the Optical Society of America "B", V 5, N 2, 1988
- [ 29 ] Tamada H.  
IEEE J. Quantum Electronics, V 27, N 3, pp502, 1991
- [ 30 ] Khanarian R.A. et. al.  
Applied Physics Letters, V 57, N 10, pp977, 1990
- [ 31 ] Lim E.J. et. al.  
Electronic Letters, V 25, N 3, pp175, 1989
- [ 32 ] Lim E.J. et. al.  
Electronic Letters, V 25, N 11, pp731, 1989
- [ 33 ] D.B. Anderson,. Boyd J.T e McMullen J.D.  
Proc. Symp. Submillimeter Waves, MRI Series, V 20, pp. 191  
New York: Polytech. Inst. Brookling Press, 1971
- [ 34 ] Boyd J.T.  
IEEE J. Quantum Electronis, V QE-8, N 10, pp788, 1972
- [ 35 ] Thompson D.E. e Coleman P.D.  
IEEE Transactions on Microwave Theory and Tecniques  
V MTT-22, N 12, pp. 995, 1974
- [ 36 ] McMullen J.D.  
Journal of Applied Physics, V 46, N 7, pp. 3076, 1975
- [ 37 ] Thompson D.E., McMullen J.D. e Anderson D.B.  
Applied Physics Letters, V 29, N 2, pp. 113, 1976
- [ 38 ] Szilagyi A., Hordvik A. e Schlossberg H.  
Journal of Applied Physics, V 47, N 5, pp. 2025, 1976
- [ 39 ] Shen Y.R.  
The Principles of Nonlinear Optics  
John Wiley & Sons, 1984
- [ 40 ] Kogelnik H. em  
Integrated Optics  
Tamir T. Ed., Topics in Applied Physics, V 7. Segunda Edição  
Springer-Verlag, 1979

- [ 41 ] Butkov E.  
Mathematical Physics  
Addison-Wesley Series in Advanced Physics  
Addison-Wesley, 1968.
- [ 42 ] Hunsperger, G.G.  
Integrated Optics: Theory and Technology  
Springer Series in Optical Sciences, V 33  
Springer-Verlag, 1982
- [ 43 ] Yeh, P.  
Optical Waves in Layered Media  
John Wiley & Sons, 1988
- [ 44 ] Yariv A.  
IEEE Journal of Quantum Electronics, V QE-9, N 9, pp. 919, 1973
- [ 45 ] Conwell E.M.  
IEEE Journal of Quantum Electronics, V QE-9, N 9, pp. 867, 1973
- [ 46 ] Suematsu Y. et. al.  
IEEE Journal of Quantum Electronics, V QE-10, N 2, pp. 222, 1974
- [ 47 ] MacDougal M.H. et. al  
Electronics Letters, V 30, N 14, pp1147, 1994
- [ 48 ] Ito H. e Inaba H.  
Optics Letters, V 2, N 6, pp. 139, 1978
- [ 49 ] Rikken G.L.J.A.  
Optics Letters, V 18, N 22, pp. 1916, 1993
- [ 50 ] Oswald F. e Shade R.  
Z. Naturforsch, 9a, pp. 611- 616, 1954
- [ 51 ] Edwards D.F. e Hayne G.S.  
J. Optical Society of America, V 49, pp. 414-415, 1959
- [ 52 ] Alibert C., Skouri M.S., Joullie A., Benouma M. e Sadiq S.  
J. Applied Physics 69, pp. 3208-3211, 1991
- [ 53 ] R.M.A. Azzam e N.M. Bashara  
Ellipsometry and Polarized Light  
North Holland Publishing, 1977
- [ 54 ] Cahan B.D. e Spanier R.F.  
Surface Science, V 16, pp. 166-176, 1969

- [ 55 ] Rudolph Research, 1993  
Manuais do Elipsomêtro Modelo 436
- [ 56 ] Fischer C.W., Leslie N. e Etchells A.  
J. Vacuum. Science Technology, V 13, N 1, pp. 59, 1976
- [ 57 ] M. Muñoz Uribe, R.S. Miranda, M.B. Zakia, C.F. de Souza,  
C.A. Ribeiro, J.H. Clerice, e N.B. Patel  
Materials Science & Engineering "B" B38, pp. 259-262, 1996
- [ 58 ] Reinberg A.R.  
Applied Optics, V 11, N 5, pp. 1273, 1972
- [ 59 ] Yoriume Y.  
J. Optical Society of America, V 73, N 7, pp. 888, 1983
- [ 60 ] Charlot D. e Maruani A.  
Applied Optics, V 24, N 20, pp. 3368, 1985.
- [ 61 ] Easwarakhanthan T., Michel C. e Ravelet S.  
Surface Science, V 197, pp. 339-345, 1988
- [ 62 ] Easwarakhanthan T., Mas P., Renard M. e Ravelet S.  
Surface Science, V 216, pp. 198-208, 1989
- [ 63 ] De Oliveira, E.M. e De Carvalho, M.M.G.  
J. Crystal Growth, V 151, pp. 9-12, 1995
- [ 64 ] M. Muñoz Uribe, C.E.M. de Oliveira, J.H. Clerice,  
R.S. Miranda, M.B. Zakia, M.M.G.de Carvalho, e N.B. Patel  
Electronics Letters 32(3), pp. 262-264, 1996.
- [ 65 ] Wemple H e M. DiDomenico, JR,  
Phys. Rev. B, V 3 N 4, pp. 1338-1351, 1971
- [ 66 ] Sakuda K. e Yariv A.  
Optical Communications, V 8, N 1, pp. 1, 1975
- [ 67 ] Harbison S.P. e Steele G.L. Jr.  
"C" A Reference Manual  
Prentice Hall Inc., 1984
- [ 68 ] Manuais do Usuário Borland C++ V 3.1 e V 5.0
- [ 69 ] Patel N. B. e Herrera J.L.  
Índices de refração do GaAlAs não publicado

- [ 70 ] Henry H. C. et al.  
 Determination of Refractive Index of InGaAsP  
 Epitaxial Layers by Mode Line Luminescence  
 IEEE Journal of Quantum Electronics V QE- 21, N12, pp. 1887, 1985
- [ 71 ] Moser M. et. al.  
 Refractive Index of  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_0.5\text{In}_{0.5}\text{P}$  grown  
 by metalorganic vapor phase epitaxy  
 Applied Physics Letters V 64, N2, pp. 235, 1994
- [ 72 ] Kurtz, Jerphagnon e Choy  
 Numerical data and functional relations for science and technology  
 Landolt-Börnstein LB III Volume 17 subvolume f 11, pp. 671
- [ 73 ] Cardona M. e Harbeke G.  
 Numerical data and functional relations for science and technology  
 Landolt-Börnstein LB III Volume 17 subvolume a pp. 570 Optical  
 Properties of InP.
- [ 74 ] Levine Z.H. e Allan D.C.  
 Physical Review Letters V66, N1, pp. 41, 1991.