

ACOPLAMENTO NÃO-LINEAR A GUIAS DE ONDAS  
PLANARES USANDO REDES DE DIFRACÇÃO

MANUEL JOAQUIM BASTOS MARQUES  
1991

# ACOPLAMENTO NÃO-LINEAR A GUIAS DE ONDA PLANARES USANDO REDES DE DIFRACÇÃO

Manuel Joaquim Bastos Marques

Assistente da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

TESE DE DOUTORAMENTO NA ESPECIALIDADE DE ELECTROMAGNETISMO E  
ELECTRÓNICA SUBMETIDA À UNIVERSIDADE DO PORTO

1991

Tese realizada sob a supervisão de  
DOUTOR JOSÉ ANTÓNIO RIBERA SALCEDO  
Professor Associado, Faculdade de Ciências da Universidade do Porto  
(Laboratório de Física)

Ao meu filho, Manuel Jorge, e minha mulher, Marisa, que sofreram as minhas ausências e, por vezes, disposição mais difícil durante a realização deste trabalho.

## RESUMO

Neste trabalho é estudado o método de acoplamento de impulsos laser a guias ópticos de onda planares não-lineares por intermédio de uma rede de difracção.

Mais especificamente, é estudado o acoplamento de impulsos laser com perfil temporal gaussiano (uma representação adequada em muitas circunstâncias reais) a guias ópticos de ondas planares que apresentam não-linearidades de terceira ordem.

No estudo teórico realizado, são incluídas as contribuições devidas a efeitos não-lineares de absorção de dois fótons bem como da variação do índice de refracção e sua saturação. A importância relativa destes efeitos não-lineares é também apresentada.

São apresentados resultados experimentais obtidos por aplicação directa deste método (acoplamento não-linear por rede de difracção, ou "Nonlinear Grating Coupling", NLGC) à medida do índice de refracção não-linear e coeficiente de absorção de dois fótons de materiais orgânicos poliméricos sob a forma de guias de onda. Estes polímeros foram especialmente concebidos para utilização em dispositivos ópticos não-lineares.

## ABSTRACT

In this work, we study the nonlinear grating coupling method, and apply it to the coupling of gaussian laser pulses into planar waveguides exhibiting a third order optical nonlinearity.

The theoretical model includes nonlinear effects such as two photon absorption, variation of the index of refraction and its saturation. The relative importance of these nonlinear effects is considered.

We also present experimental results obtained by applying this method to the measurement of the nonlinear index of refraction and two photon absorption coefficient for polymeric materials in the form of optical waveguides. These polymers were specially designed to be used in nonlinear optical devices.

## AGRADECIMENTOS

- Ao Professor José Salcedo expresseo o meu agradecimento pelo cuidado que demonstrou na orientação dos meus trabalhos, abrindo-me as portas para a realização no estrangeiro de parte da minha formação científica e dos meus trabalhos. Agradeço-lhe também pelo incentivo, nos momentos certos, que me dispensou ao longo destes anos.
- Ao Professor George Stegeman por me ter recebido no seu laboratório permitindo-me realizar trabalho científico num dos mais prestigiados laboratórios nesta área.
- Ao Doutor Gaetano Assanto pela orientação dos meus trabalhos durante a minha estadia no grupo do Prof. Stegeman, e frutuossas discussões.
- Ao Instituto Nacional de Investigação Científica por, através da bolsa para doutoramento no país que me concederam, me ter possibilitado a dedicação integral ao trabalho científico.
- À Fundação Calouste Gulbenkian, e à Fundação Fulbright, por terem participado as despesas com as estadias no estrangeiro, para realização destes trabalhos.
- Finalmente agradeço a todos quantos, de alguma forma, me ajudaram ao longo destes trabalhos.

# Índice

<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.2 Acoplamento por rede de difracção .....	2
1.3 Organização deste trabalho.....	3
1.4 Breve resenha histórica sobre guias de onda.....	4
<b>2 Teoria do Acoplador Linear por Rede de Difracção</b>	<b>7</b>
2.1 Introdução.....	7
2.2 Geometria do sistema.....	8
2.3 Equação de onda forçada pela polarização .....	9
2.4 Influência da rede de difracção na polarização do meio.....	12
2.5 Perdas por rerradiação na rede de difracção.....	16
2.6 Acoplamento de feixes gaussianos genéricos (no espaço e no tempo).....	22
2.7 Escolha da rede de difracção.....	23
2.8 Redes de difracção com perfil não-sinusoidal .....	28
<b>3 Teoria do Acoplador Não-Linear por Rede de Difracção</b>	<b>30</b>
3.1 Introdução.....	30
3.2 Acoplamento não-linear .....	30
3.3 Condições de validade da equação de acoplamento não-linear.....	32
3.4 Variação espacial e temporal do vector de onda não-linear.....	33
3.5 Não-linearidades abordadas neste estudo .....	35
3.5.1 Não-linearidade do tipo Kerr.....	35
3.5.1.1 Efeito Kerr electrónico.....	36
3.5.1.2 Efeito Kerr térmico.....	36
3.5.2 Saturação da não-linearidade.....	37
3.5.3 Absorção de dois fótons .....	38
3.6 Efeito das não-linearidades no acoplamento .....	39
3.7 Simulações computacionais com base nos resultados analíticos anteriores ...	41
3.7.1 Valores utilizados.....	42

3.7.2	Evolução do campo electromagnético na zona do acoplador .....	43
3.7.3	Variação da eficiência de acoplamento com a energia incidente.....	46
3.7.4	Variação da eficiência de acoplamento com o ângulo de incidência ....	50
3.7.5	Variação da eficiência com a energia, para o guia fora do acoplamento óptimo e na presença de saturação e TPA .....	52
3.7.6	Variação da potência acoplada ao longo da duração do impulso.....	53
3.8	Conclusões.....	55
<b>4</b>	<b>Técnicas e Resultados Experimentais</b>	<b>57</b>
4.1	Introdução.....	57
4.2	Materiais utilizados.....	57
4.3	Dispositivo experimental .....	59
4.4	Medidas experimentais .....	60
4.4.1	Medidas de eficiência vs. energia.....	60
4.4.2	Medidas de eficiência vs. ângulo .....	64
4.5	Conclusões.....	68
<b>5</b>	<b>Conclusão</b>	<b>70</b>
5.1	Conclusão do trabalho.....	70
5.2	Comparação com outras técnicas.....	71
5.3	Direcções de trabalho futuro na área .....	73
5.4	Revisão de publicações recentes na área.....	74

## Apêndices

### Apêndice A

Equações de propagação em guias de onda planares.....	76
A.1 Modos TE.....	77
A.2 Modos TM.....	78
Bibliografia do Apêndice A.....	79

## **Apêndice B**

Equações de acoplamento por rede de difracção para geometrias diversas.....	81
B.1 Rede de difracção entre o filme e o substrato e incidência pelo revestimento .....	82
B.2 Rede sobre o filme e incidência pelo substrato .....	83
B.3 Rede de difracção entre o filme e o substrato e incidência pelo substrato ..	83

## **Apêndice C**

Detalhes computacionais .....	85
Bibliografia do Apêndice C.....	88

## **Apêndice D**

Preparação e caracterização dos guias de onda .....	89
D.1 Preparação dos guias de onda .....	89
D.2 Caracterização linear dos guias de onda.....	89
Bibliografia do Apêndice D.....	92

## **Apêndice E**

Detalhes da montagem experimental .....	93
E.1 Medida da eficiência de acoplamento vs energia .....	96
E.2 Medida da eficiência de acoplamento vs ângulo de incidência.....	97
E.3 Distribuição temporal das medidas.....	98

<b>Bibliografia</b> .....	99
---------------------------	----

# 1- Introdução

Comunicações ópticas utilizando fibras ópticas monomodo permitem a transmissão de sinais ópticos digitais a muito elevadas taxas, a distâncias consideráveis. A transmissão recente de sinais a dezenas de Gbs<sup>-1</sup>, a distâncias de centenas de Km, ou mais, recorrendo a regimes não-lineares de propagação, atesta bem esta realidade.

Este facto impõe exigências apertadas à velocidade de operação dos sub-sistemas opto-electrónicos em tais sistemas ópticos de comunicação; o processamento ultra-rápido de sinais ópticos torna-se, assim, uma necessidade.

Por esta razão, dispositivos ópticos integrados não-lineares, têm sido estudados em grande detalhe em anos muito recentes. Na verdade, este tipo de dispositivos pode apresentar tempos de comutação óptica tão curtos como dezenas de femtosegundos, sugerindo elevado potencial para incorporação em futuros dispositivos opto-electrónicos.

No entanto, a fabricação de dispositivos reais com um desempenho óptico adequado, exige a disponibilidade de materiais com perdas ópticas suficientemente reduzidas e não-linearidades ópticas elevadas<sup>[1]</sup>.

Devido a estas considerações, tem sido dado um grande ênfase à caracterização de materiais que possam ser de interesse para a fabricação de guias de onda ópticos não-lineares que sejam eficientes.

Este trabalho tem por objectivo contribuir directamente para a caracterização de materiais ópticos não-lineares, apresentando um desenvolvimento teórico ao método de acoplamento não-linear por rede de difracção<sup>[2]†</sup>. No presente estudo, são incluídas as contribuições não-lineares de absorção de dois fotões e saturação espacial do índice de refração.

Ainda, este método é aplicado à medida do índice de refração não-linear e do coeficiente de absorção de dois fotões de polímeros específicos, na forma de guias de onda ópticos não-

---

† Abreviado, na literatura internacional por NLGC, ou 'Nonlinear Grating Coupling'.

lineares. Estes materiais poliméricos exibem propriedades ópticas não-lineares apropriadas para serem utilizados em dispositivos ópticos integrados não-lineares.

## 1.2 Acoplamento por rede de difracção

O acoplador é o dispositivo central no problema de propagação de sinais ópticos em guias de onda. Este dispositivo é responsável pelo acoplamento dos campos electromagnéticos fora e dentro do guia de onda. O acoplador é, regra geral, um dispositivo bidireccional, permitindo introduzir campos electromagnéticos às frequências ópticas em guias de ondas, bem como extraí-los.

Em todo o presente trabalho consideraremos acopladores que são redes de difracção às frequências ópticas utilizadas. Em representação simplista, é possível descrever o funcionamento básico deste tipo de acoplador, quer em regime linear, quer em regime não-linear, recorrendo ao diagrama representado na Fig. 1.

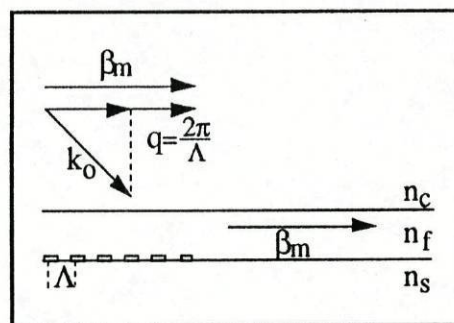


Fig. 1- Esquema do acoplador por rede de difracção.

Em regime linear, a rede de difracção adiciona à projecção, segundo a direcção de propagação no guia, do vector de onda do feixe incidente (amplitude:  $k_0$ ), o momento da rede de difracção (amplitude:  $q=2\pi/\Lambda$ ), em que  $\Lambda$  é o período da rede. Desta forma, passa a existir acordo, ou sincronismo, de fase entre o vector de onda resultante e o vector de onda associado a um dos modos guiados (amplitude:  $\beta_m$ ), o que permitirá uma transferência eficiente de

energia para o modo guiado<sup>†</sup>. Uma vez que esta transferência de energia ocorre ao longo de todo o acoplador, este processo designa-se por acoplamento distribuído.

Em regime não-linear, o vector de onda associado ao modo guiado (amplitude:  $\beta_m$ ) varia de forma não-linear com a amplitude do campo electromagnético associado ao modo. Esta variação de  $\beta_m$  com uma dada intensidade do campo, dá origem a um desajuste, ou desacordo, de fase progressivo entre os dois vectores de onda referidos (o vector de onda "excitador", associado ao campo incidente, e o vector de onda "excitado", associado ao campo ou modo guiado). Este desacordo de fase origina uma diminuição da eficiência do acoplamento em relação à situação de acordo de fase ideal.

### 1.3 Organização deste trabalho

No Capítulo 1, é apresentada uma breve resenha histórica sobre óptica integrada.

No Capítulo 2, apresentamos a teoria de acoplamento por rede de difracção no regime linear. Embora este problema particular já se encontre estudado na literatura, a sua consideração sucinta é relevante por forma a estabelecer as diversas aproximações utilizadas no estabelecimento da equação de acoplamento. Neste capítulo, expandimos análises previamente disponíveis com a inclusão de feixes laser com perfis espacial e temporal gaussianos. Apresentamos também simulações numéricas do regime de acoplamento linear. Estas simulações evidenciam alguns aspectos de acoplamento linear ainda insuficientemente estudados na literatura.

No Capítulo 3, discutimos o acoplador não-linear por rede de difracção. Na nossa análise, vamos considerar um impulso laser incidente genérico, caracterizado por um perfil gaussiano, quer no espaço, quer no tempo. Incluímos na análise não-linearidades do tipo Kerr e absorção de dois fótons, e incluímos ainda o efeito da saturação da não-linearidade. Este capítulo termina com uma simulação numérica do acoplador não-linear por rede de difracção. Discutimos, também, a natureza e as consequências dos diversos tipos considerados de não-linearidade.

---

<sup>†</sup> Este acordo de fase é designado na literatura internacional como "phase-matching".

No Capítulo 4, apresentamos resultados experimentais para acopladores não-lineares por rede de difracção, aplicados a guias de onda ópticos planares não-lineares construídos com polímeros especialmente preparados para operação em regime óptico não-linear.

Estes resultados experimentais incluem a primeira medida directa do coeficiente de absorção de dois fótons em guias de onda planares, dentro do nosso conhecimento.

Os resultados experimentais evidenciam claramente a capacidade deste método para caracterização das propriedades ópticas não-lineares de novos materiais na configuração de filme fino ou guia de onda planar.

No Capítulo 5, comparamos este método a outros que também sejam apropriados à medida das propriedades ópticas não-lineares de materiais. Ainda neste capítulo, discutimos de forma sucinta possíveis vias para extensão futura deste trabalho, incluindo uma revisão de último momento a trabalhos publicados nesta área.

#### **1.4 Breve resenha histórica sobre guias de onda**

O estudo da luz é talvez um dos empreendimentos científicos mais antigos realizados pelo homem. Os filósofos antigos especulavam acerca da sua natureza, e estavam a par dos conceitos de reflexão, refracção e propagação rectilínea.

Os primeiros escritos sistemáticos parecem ter origem em filósofos gregos tais como Empedocles (c. 450 A.C.) e Euclides (c. 300 A.C.). Estes primeiros estudos eram mais filosóficos que científicos. Na época de Galileu (1564-1642), com a introdução do método experimental, a óptica foi elevada ao nível de ciência.

Durante estes quase quatro séculos, que decorreram desde o tempo de Galileu, houve entretanto muitos marcos na história da óptica. No entanto, e sob o ponto de vista das comunicações ópticas, há apenas uma data importante anterior ao século XX: 1880, ano em que Alexandre Bell inventou o "fotofone".

Embora o "fotofone" não fosse atraente do ponto de vista prático, devido à elevada atenuação do sinal com a distância de propagação, demonstrou a possibilidade de utilização da luz para transporte de informação, e pode ser considerado, de certo modo, como precursor do desenvolvimento da óptica moderna.

O primeiro estudo científico de um guia de onda dielétrico parece ter sido o de Hondros e Debye<sup>[3]</sup>, em 1910. Estes autores apresentaram o primeiro estudo teórico da propagação modal ao longo de um cilindro dielétrico. A propagação de alguns modos foi estudada experimentalmente por Zahn<sup>[4]</sup> em 1916 e Schriever<sup>[5]</sup> em 1920.

Às frequências ópticas, o estudo de guias de onda ficou dormente até à década de 60, ou seja, até à invenção do laser. Todavia, nas décadas de 40 e 50, o estudo de guias de onda no domínio das microndas desenvolveu-se bastante. Estes estudos da propagação de microndas serviram de base para muitos dos desenvolvimentos posteriores da óptica integrada.

O trabalho na área de fibras ópticas teve início em 1961<sup>[6,7]</sup>, logo após a implementação do primeiro laser, tendo sido seguido por um desenvolvimento muito rápido. Em 1971 foi ultrapassado o valor mítico de 20 dB/Km para a atenuação de sinais ópticos nas fibras, com fibras fabricadas por Corning Glass Works, permitindo o enorme desenvolvimento industrial da tecnologia de fibras ópticas que se seguiu.

No domínio da óptica integrada, foram realizados os primeiros estudos teóricos, sobre propagação em junções p-n<sup>[8]</sup>, em 1963. Simultaneamente foram realizados estudos experimentais sobre este tipo de propagação<sup>[9,10]</sup>.

Em 1964 foi demonstrada a transmissão de imagem em guias de onda planares<sup>[11]</sup> naturalmente existentes "à superfície" de certos vidros.

Os guias de onda planares começaram a ser fabricados de forma sistemática em 1966<sup>[12]</sup>, tendo-se, nos anos seguintes, verificado um desenvolvimento de novas técnicas de preparação: Implantação de protões e iões<sup>[13,14]</sup>, deposição a partir de soluções<sup>[15,16]</sup>, 'sputtering'<sup>[17]</sup>, evaporação<sup>[18]</sup>, crescimento epitaxial<sup>[19]</sup>, troca de iões<sup>[20]</sup>, difusão<sup>[21,22]</sup>, 'photolocking'<sup>[23]</sup>, técnicas de Langmuir-Blodgett<sup>[24]</sup>, e deposição química em fase vapor<sup>[25,26]</sup>.

Em paralelo com o desenvolvimento de guias de onda, foi estudado o acoplamento de luz aos guias. A primeira utilização de acoplamento por prisma foi realizada por Osterberg e Smith<sup>[11]</sup> em 1964, sendo posteriormente estudado por vários autores<sup>[27-29]</sup>. O acoplador por rede de difracção foi apresentado por Dakss et al<sup>[30]</sup> e Kogelnik e Sosnowski<sup>[31]</sup> em 1970.

Estes dois tipos de acoplamento, juntamente com o acoplamento por focagem na extremidade do guia, mantêm-se actualmente como os mais utilizados para injectar luz em guias de onda.

A possibilidade de realizar interacções não-lineares em guias de onda foi posta em evidência quase em simultâneo com o desenvolvimento de acopladores fiáveis.

As primeiras interacções não-lineares a ser estudadas foram interacções de segunda ordem, tais como geração de harmónicos ópticos<sup>[32,33]</sup>, amplificação paramétrica<sup>[34,35]</sup>, e modulação electro-óptica<sup>[36]</sup>.

As interacções não-lineares de terceira ordem, que se apresentam com um futuro promissor, começaram a ser estudadas um pouco mais tarde. De entre as várias interacções de terceira ordem, as que têm merecido mais interesse são: a propagação não-linear por efeito Kerr<sup>[37-39]</sup>, a biestabilidade<sup>[40-43]</sup>, a mistura de quatro ondas<sup>[44,45]</sup>, a comutação não-linear entre dois guias de onda<sup>[46,47]</sup>, CARS<sup>†[48]</sup>, e o acoplamento não-linear de radiação a guias de onda<sup>[2,49]</sup>.

A área da óptica integrada apresenta invulgares perspectivas de evolução com o desenvolvimento actualmente existente em integração de componentes e guias num mesmo substrato<sup>††</sup>.

Perspectiva-se assim para a óptica integrada, um desenvolvimento industrial importante a breve trecho, tal como aconteceu com as fibras ópticas durante as décadas de 70 e 80. Este desenvolvimento poderá potenciar a implementação de novos dispositivos ópticos e opto-electrónicos capazes de processar sinais a muito altos débitos binários (>50 Gbs<sup>-1</sup>), possibilitando o advento de uma nova fase na já actual era das Comunicações Ópticas.

---

† Dispersão Raman Coerente. A sigla CARS, de uso generalizado, provém da expressão 'Coherent Anti-Stokes Raman Scattering', o tipo mais interessante de Dispersão Raman Coerente.

†† Para ter uma ideia do desenvolvimento recente nesta área, recomenda-se a consulta dos 'Proceedings' de qualquer conferência internacional da especialidade, ou publicações regulares como Applied Physics Letters, Journal of Lightwave Technology, ou Optics Letters.

## 2- Teoria do Acoplador Linear por Rede de Difracção

### 2.1 Introdução

Neste capítulo vamos apresentar a dedução das equações de acoplamento linear por rede de difracção que servirão de base para o estudo do acoplador não-linear a ser apresentado no Capítulo 3.

Na derivação inicial da equação de acoplamento, vamos considerar que não há variação nos campos envolvidos e geometria do sistema na direcção transversal  $y$ , i.e. consideramos guias de onda planares e ondas planas segundo  $y$ . Vamos ainda considerar, inicialmente, que a amplitude da onda incidente não varia no tempo.

Na parte final do capítulo faremos a extensão da análise por forma a incluir o campo incidente com variação gaussiana no tempo e no espaço, e apresentaremos, a título de exemplo, algumas simulações numéricas em que tentaremos mostrar alguns dos aspectos mais relevantes deste tipo de acoplamento, com aplicação explícita à escolha da rede de difracção para acoplamento experimental.

Vamos analisar o acoplador por rede de difracção utilizando a teoria de modos acoplados. O campo electromagnético no interior do filme vai crescer por transferência gradual de energia entre o campo incidente e o modo guiado. Para uma transferência eficaz de energia será necessário que os vectores de onda dos dois campos tenham a mesma fase ao longo de toda a região de interacção. O ajuste de fase entre os dois campos é conseguido pela adição do momento da rede de difracção ao vector de onda do campo incidente. Esta condição vai estabelecer o ângulo de incidência para o qual se obtém um bom acoplamento.

As equações de acoplamento por rede de difracção serão formalmente iguais às de acoplamento por prisma<sup>[27,50]</sup>, apenas se diferenciando na forma específica das expressões para os coeficientes de acoplamento e perdas.

### 2.2 Geometria do sistema

A geometria para o sistema é a indicada na Fig. 2. Vamos considerar um guia de onda constituído por um filme transparente com espessura  $d$  e índice de refracção  $n_f$  entre dois meios transparentes com índices de refracção menores que  $n_f$ . Estes dois meios, que são chamados substrato e revestimento<sup>†</sup>, têm espessuras muito maiores que o comprimento de onda da radiação; desta forma podemos considerá-los infinitos. O revestimento e o substrato têm índices de refracção respectivamente de  $n_c$  e  $n_s$ .

Vamos considerar que o campo externo incide pelo revestimento, estando a rede de difracção na interface entre este e o filme ( $z=0$ ).

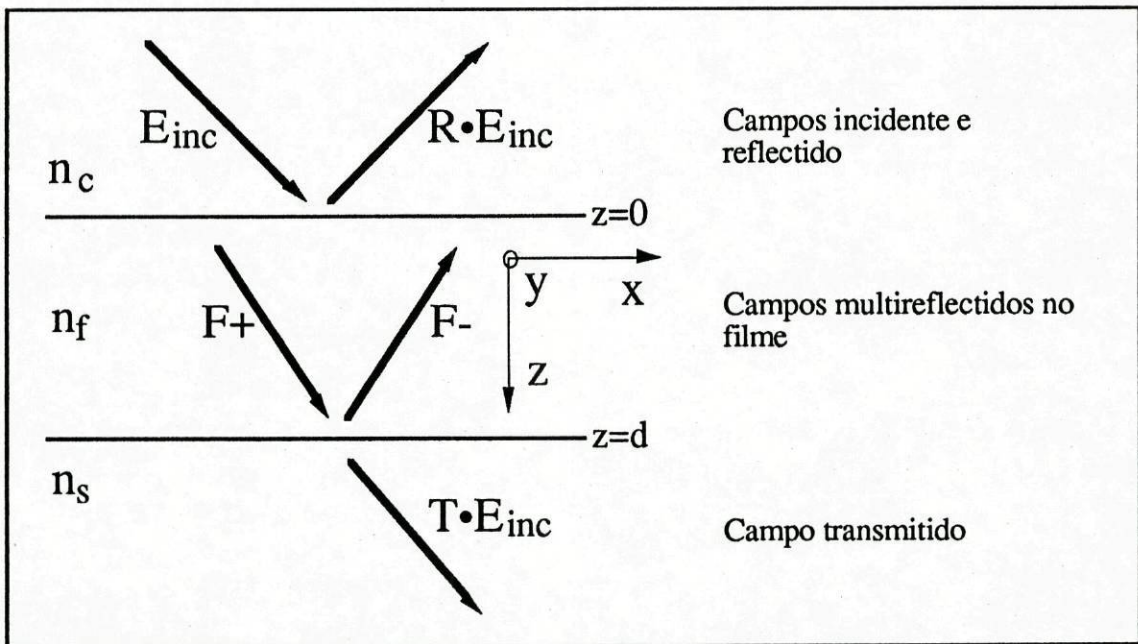


Fig. 2- Geometria do sistema.

<sup>†</sup> O termo inglês 'cladding' não tem uma tradução estabelecida neste contexto. Em fibras ópticas a tradução corrente para 'cladding' é baínha, em óptica integrada o termo português que mais se aproxima será revestimento. Para evitar a possibilidade de incorrer em imprecisão, adoptaremos, em todo o texto, a tradução de 'cladding' como revestimento.

### 2.3 Equação de onda forçada pela polarização

Vamos assumir que o termo fonte de polarização tem a forma:

$$\Delta \vec{P}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \Delta \vec{P}(x, z) \exp[j(\omega t - k_p x)] + cc \quad (1)$$

Expandimos o campo no filme em termos dos modos guiados†:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_m a_m(x) C_m f_m(z) \hat{e}_m \exp[j(\omega t - \beta_m x)] + cc \quad (2)$$

em que teremos para os modos TE,  $\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{E}(y, t)$  e  $\hat{e}_m = \hat{j}$ , e para os modos TM,  $\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{H}(y, t)$  e  $\hat{e}_m = \hat{k}$ .

O campo é normalizado de forma a que  $|a_m(x)|^2$  seja a potência do modo guiado:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_m(z) f_{m'}^*(z) C_m C_{m'}^* \frac{\beta_m}{2k_0 \mu_0 c} dz = \delta_{mm'} \quad (3)$$

Vamos considerar o caso específico de modos TE. As equações para os modos TM serão semelhantes.

A equação de onda em cada meio será então:

$$\nabla^2 E_y + \frac{n^2}{c^2} \omega^2 E_y = -\frac{\omega^2}{c^2 \epsilon_0} \Delta P_y \quad (4)$$

† No Apêndice A pode ver-se o significado dos símbolos utilizados nas equações de propagação de modos guiados.

Podemos escrever:

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_y = & \left\{ -\frac{1}{2} \sum_m \beta_m^2 a_m(x) C_m f_m(z) \exp[j(\omega t - \beta_m x)] + cc \right\} + \\ & + \left\{ -j \sum_m \beta_m \frac{\partial a_m(x)}{\partial x} C_m f_m(z) \exp[j(\omega t - \beta_m x)] + cc \right\} + \\ & + \left\{ \frac{1}{2} \sum_m a_m(x) C_m \frac{\partial^2 f_m(z)}{\partial z^2} \exp[j(\omega t - \beta_m x)] + cc \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

Nesta equação desprezamos o termo com a segunda derivada de  $a_m(x)$ . Esta aproximação é equivalente a impor um acoplamento fraco. Mais adiante vamos impor a condição da rede de difracção poder ser considerada como uma pequena perturbação no guia de onda, o que automaticamente impõe que o crescimento de  $a_m(x)$  seja lento. Incluindo estes termos na Eq. (4), vamos ter:

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_y + \frac{n^2}{c^2} \omega^2 E_y = & \left\{ \frac{1}{2} \sum_m \left\{ \left[ \frac{n^2 \omega^2}{c^2} - \beta_m^2 \right] f_m(z) + \frac{\partial^2 f_m(z)}{\partial z^2} \right\} a_m(x) \cdot \right. \\ & \left. \cdot C_m \exp[j(\omega t - \beta_m x)] + cc \right\} + \\ & + \left\{ -j \sum_m \beta_m \frac{\partial a_m(x)}{\partial x} C_m f_m(z) \exp[j(\omega t - \beta_m x)] + cc \right\} = \\ = & -\frac{\omega^2}{c^2 \epsilon_0} \Delta P_y \end{aligned} \quad (6)$$

Os modos próprios do guia não perturbado são obtidos a partir da equação de onda homogénea,

$$\left[ \frac{n^2 \omega^2}{c^2} - \beta_m^2 \right] f_m(z) + \frac{\partial^2 f_m(z)}{\partial z^2} = 0 \quad (7)$$

logo teremos:

$$\begin{aligned}
 j \sum_m \beta_m \frac{\partial a_m(x)}{\partial x} C_m f_m(z) \exp[j(\omega t - \beta_m x)] + cc = \\
 = \frac{\omega^2}{2c^2 \epsilon_0} \Delta P_y(x, z) \exp[j(\omega t - k_p x)] + cc
 \end{aligned} \tag{8}$$

Multiplicando ambos os lados da equação por  $\frac{C_m^* f_m^*(z)}{2k_0 \mu_0 c}$ , integrando em  $z$  de  $-\infty$  a  $+\infty$ , e aplicando a condição de normalização, Eq. (3), ao lado esquerdo da Eq. (8), obtemos:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial a_m(x)}{\partial x} &= \frac{\omega^2}{4jk_0 \mu_0 c^3 \epsilon_0} \exp[j(\beta_m - k_p)x] \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta P_y(x, z) C_m^* f_m^*(z) dz \\
 &= \frac{\omega}{4j} \exp[j(\beta_m - k_p)x] \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta P_y(x, z) C_m^* f_m^*(z) dz
 \end{aligned} \tag{9}$$

Esta equação descreve o crescimento do campo guiado na presença de um termo de polarização.

Para resolver o problema de acoplamento por rede de difracção, teremos ainda que calcular a influência da rede de difracção em  $\Delta P_y(x, z)$ , e nas perdas do campo guiado por acoplamento da radiação para fora do guia.

No nosso estudo vamos apenas exemplificar o caso em que a rede de difracção se encontra na interface entre o filme e o revestimento, e vamos assumir incidência por este último.

As fórmulas correspondentes às outras geometrias estão indicadas no Apêndice B.

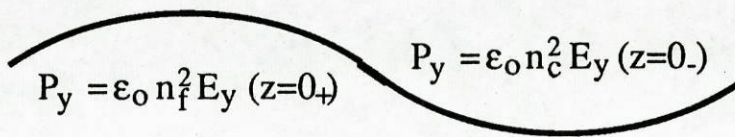
2.4 Influência da rede de difracção na polarização do meio

Na ausência de rede de difracção teremos na interface entre o filme e o revestimento ( $z=0$ ) as seguintes polarizações:

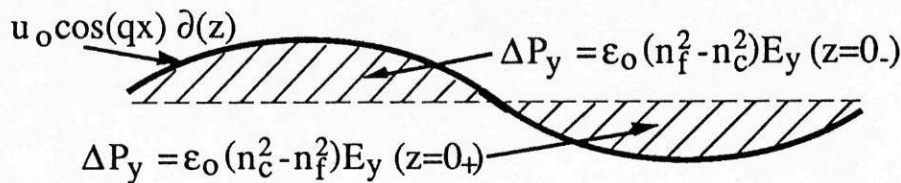
$$\frac{P_y = \epsilon_0 n_c^2 E_y (z=0_-)}{P_y = \epsilon_0 n_f^2 E_y (z=0_+)}$$

em que  $E_y$  é a soma de todos os campos presentes.

Se considerarmos a rede de difracção, com um perfil de amplitude dado pela expressão  $u_0 \cos(qx) \delta(z)$ , nesta interface vamos ter:



A diferença entre os dois casos (termo fonte de polarização) será:



É de notar que a função de Dirac  $\delta(z)$  tem unidades de inverso de uma distância, e  $u_0 \delta(z)$  é adimensional.

Assumimos que  $u_0 k_0 \ll 1$ , o que é equivalente a considerarmos que a amplitude do perfil de modulação da rede de difracção é muito menor que o comprimento de onda da radiação

(condição para que possamos considerar a rede como uma pequena perturbação). Deste modo podemos escrever:

$$\Delta P_y = \epsilon_0 (n_f^2 - n_c^2) E_y(z=0) u_0 \cos(qx) \partial(z) \quad (10)$$

Se escrevermos  $E_y(z=0) = 1/2 E_y(x,0) [\exp(-jk_i x) + \exp(jk_i x)]$  e  $\cos(qx) = 1/2 [\exp(jqx) + \exp(-jqx)]$ , teremos:

$$\Delta P_y = \frac{\epsilon_0}{4} (n_f^2 - n_c^2) E_y(x,0) u_0 \partial(z) \{ \exp[-j(k_{p+})x] + \exp[-j(k_{p-})x] \} + cc \quad (11)$$

com

$$k_{p+} = k_i + q$$

$$k_{p-} = k_i - q$$

Para um bom acoplamento é necessário que  $\beta_m - k_p \approx 0$  (ver Eq. (9)), daí que apenas um dos dois  $k_p$  seja importante para cada geometria. Vamos escolher  $k_{p-}$ ; se escolhessemos a outra solução todos os resultados se manteriam válidos pois a única diferença será a troca do sinal do ângulo de incidência  $\theta_c$ . Substituindo o valor de  $\Delta P_y$  na Eq. (9) obtemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_m(x)}{\partial x} &= \frac{\omega u_0 \epsilon_0 (n_f^2 - n_c^2) E_y(x,0)}{8j} \exp[j(\beta_m - k_p)x] \int_{-\infty}^{+\infty} \partial(z) C_m^* f_m^*(z) dz \\ &= \gamma E_y(x,0) \exp[j(\beta_m - k_p)x] \end{aligned}$$

com

$$\gamma = \frac{\omega u_0 \epsilon_0 (n_f^2 - n_c^2) C_m f_m(0)}{8j} \quad (12)$$

Esta equação dá-nos a variação da amplitude do campo no filme com a propagação.

Vamos agora calcular  $E_y(x,0)$ .

Vamos supor que o vector de Pointing do campo electromagnético incidente faz um ângulo  $\theta_c$  com a normal à superfície do filme.

A potência incidente na rede de difracção será então:

$$P_{inc} = \frac{1}{2} n_c \epsilon_0 c \cos(\theta_c) |E_{inc}|^2 \quad (13)$$

O campo eléctrico terá a forma:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \hat{j} \frac{a_{inc}}{2} \exp[j(\omega t - k_i x - k_c z)] + cc && \text{incidente no revestimento} \\ \vec{E} &= \hat{j} \frac{R a_{inc}}{2} \exp[j(\omega t - k_i x + k_c z)] + cc && \text{reflectido no revestimento} \\ \vec{E} &= \hat{j} \frac{a_{inc}}{2} \exp[j(\omega t - k_i x)] [F_+ \exp(-jk_f z) + F_- \exp(jk_f z)] + cc && \text{no filme} \\ \vec{E} &= \hat{j} \frac{T a_{inc}}{2} \exp[j(\omega t - k_i x)] \exp[-k_s(z-d)] + cc && \text{no substrato} \end{aligned} \quad (14)$$

com

$$k_i = n_c k_0 \sin \theta_c$$

$$k_c = \sqrt{n_c^2 k_0^2 - k_i^2}$$

$$k_f = \sqrt{n_f^2 k_0^2 - k_i^2}$$

$$k_s = \sqrt{k_i^2 - n_s^2 k_0^2} \quad \text{se o campo for evanescente no substrato}$$

$$k_s = j \sqrt{n_s^2 k_0^2 - k_i^2} \quad \text{se o campo se propagar no substrato}$$

A componente segundo x do campo magnético  $(H_x = \frac{-j}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z})$  será dada por um conjunto de expressões semelhantes:

$$\begin{aligned}
 H_x &= \frac{-k_c a_{inc}}{2\omega\mu_0} \exp[j(\omega t - k_i x - k_c z)] + cc && \text{incidente no revestimento} \\
 H_x &= \frac{R a_{inc} k_c}{2\omega\mu_0} \exp[j(\omega t - k_i x + k_c z)] + cc && \text{reflectido no revestimento} \\
 H_x &= -\frac{k_f a_{inc}}{2\omega\mu_0} \exp[j(\omega t - k_i x)] [F_+ \exp(-jk_f z) - F_- \exp(jk_f z)] + cc && \text{no filme} \\
 H_x &= j \frac{T a_{inc} k_s}{2\omega\mu_0} \exp[j(\omega t - k_i x)] \exp[-k_s(z-d)] + cc && \text{no substrato} \quad (15)
 \end{aligned}$$

Vamos agora usar as condições de continuidade de  $E_y$  e  $H_x$  nas fronteiras.

Na interface entre o filme e o revestimento ( $z=0$ ) temos:

$$\begin{cases}
 1 + R = F_+ + F_- \\
 k_c (1 - R) = k_f (F_+ + F_-)
 \end{cases}$$

Na interface entre o filme e o substrato ( $z=d$ ) temos:

$$\begin{cases}
 F_+ \exp(-jk_f d) + F_- \exp(jk_f d) = T \\
 -k_f [F_+ \exp(-jk_f d) - F_- \exp(jk_f d)] = j k_s T
 \end{cases}$$

Daqui obtemos:

$$1 + R = F_- \left[ 1 + \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_s}{k_f + jk_s} \right]$$

$$F_- = \frac{2}{\left[ 1 + \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_s}{k_f + jk_s} \right] - \frac{k_f}{k_c} \left[ 1 - \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_s}{k_f + jk_s} \right]}$$

$$F_+ = \frac{2 \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_s}{k_f + jk_s}}{\left[ 1 + \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_s}{k_f + jk_s} \right] - \frac{k_f}{k_c} \left[ 1 - \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_s}{k_f + jk_s} \right]}$$

Como

$$E_y(x,0) = (1+R) \cdot a_{inc} \tag{16}$$

temos:

$$E_y(x,0) = \frac{2 \left[ 1 + \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_s}{k_f + jk_s} \right] a_{inc}(x)}{\left[ 1 + \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_s}{k_f + jk_s} \right] - \frac{k_f}{k_c} \left[ 1 - \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_s}{k_f + jk_s} \right]} \tag{17}$$

### 2.5 Perdas por rerradiação na rede de difracção

No caso do guia de onda não perturbado (superfícies planas), a onda guiada satisfaria automaticamente as condições fronteira. No caso de uma das superfícies não ser plana vão ser necessários campos adicionais para satisfazer as condições fronteira. Estes campos adicionais  $[\Delta E_y(x,0)]$  vão corresponder a perdas do campo guiado pois são campos de radiação.

Olhando à interface entre o filme e o revestimento, temos para a diferença entre os campos eléctricos nos dois meios:

$$\begin{aligned} \Delta E_y(x,0) &= C_m \left\{ -\exp[k_c u_0 \cos(qx)] + \cos[k_f u_0 \cos(qx)] + \frac{k_c}{k_f} \text{sen}[k_f u_0 \cos(qx)] \right\} = \\ &= C_m \left\{ \frac{1}{2} \left( 1 - j \frac{k_c}{k_f} \right) \exp[jk_f u_0 \cos(qx)] + \frac{1}{2} \left( 1 + j \frac{k_c}{k_f} \right) \exp[-jk_f u_0 \cos(qx)] - \right. \\ &\quad \left. - \exp[k_c u_0 \cos(qx)] \right\} \end{aligned} \tag{18}$$

Como assumimos que  $k_0 u_0$  é muito menor que 1, e como  $k_c$  e  $k_f$  são da ordem de grandeza de  $k_0$ , teremos  $k_0 u_0 \cos(qx) \ll 1$ , podemos assim expandir as exponenciais em séries de Taylor mantendo apenas a primeira ordem.

Teremos então:

$$\begin{aligned} \Delta E_y(x,0) = C_m \left[ \frac{1}{2} \left( 1 - j \frac{k_c}{k_f} \right) + \frac{1}{2} \left( 1 + j \frac{k_c}{k_f} \right) - 1 \right] + \\ + C_m \left[ j \frac{k_f u_0}{2} \left( 1 - j \frac{k_c}{k_f} \right) - j \frac{k_f u_0}{2} \left( 1 + j \frac{k_c}{k_f} \right) - k_c u_0 \right] \cos(qx) = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

$E_y$  mantém-se contínuo mesmo em presença da rede de difracção.

Vamos agora ver a continuidade de  $H_x$ . Da mesma forma obtemos:

$$\begin{aligned} \Delta H_x(x,0) = C_m \frac{-j}{2\omega\mu_0} \left\{ (k_c + jk_f) \exp[jk_f u_0 \cos(qx)] + \right. \\ \left. + (k_c - jk_f) \exp[-jk_f u_0 \cos(qx)] - 2 \exp[k_c u_0 \cos(qx)] \right\} = \\ = j \frac{C_m u_0 \cos(qx)}{\omega\mu_0} [k_f^2 + k_c^2] = \\ = j \frac{C_m u_0 k_0 (n_f^2 - n_c^2)}{2 c \mu_0} [\exp(jqx) + \exp(-jqx)] \end{aligned} \quad (20)$$

Donde:

$$\Delta H_x(x,0) = j \frac{C_m u_0 k_0 (n_f^2 - n_c^2)}{2 c \mu_0} \{ \exp[-j(\beta_m + q)x] + \exp[-j(\beta_m - q)x] \} a_m(x) + cc \quad (21)$$

Segundo esta equação, as perdas de radiação poderiam dar-se em duas direcções para cada meio. No entanto só uma destas soluções tem sentido físico, tal como na Eq. (11), já que

só uma destas soluções pode satisfazer a condição de bom acoplamento ( $\beta_m - k_p \approx 0$ ). Ao escolhermos  $k_p$  na Eq. (11), só poderemos ter soluções com  $\beta' = \beta_m - q$ . Os campos solução serão proporcionais a  $\exp[j(\omega t - \beta'x)]$ .

Desta maneira teremos para os campos nos vários meios:

$$\vec{E} = \hat{j} \frac{D_c}{2} \exp[j(\omega t - \beta'x + k'_c z)] + cc$$

$$H_x = \frac{D_c}{2} \frac{k'_c}{\omega \mu_0} \exp[j(\omega t - \beta'x + k'_c z)] + cc \quad \text{no revestimento} \quad (22)$$

com

$$k'_c = \sqrt{n_c^2 k_0^2 - \beta'^2}$$

$$\vec{E} = \hat{j} \frac{1}{2} [D_+ \exp(jk'_f z) + D_- \exp(-jk'_f z)] \exp[j(\omega t - \beta'x)] + cc$$

$$H_x = \frac{1}{2} \frac{k'_f}{\omega \mu_0} [D_+ \exp(jk'_f z) - D_- \exp(-jk'_f z)] \exp[j(\omega t - \beta'x)] + cc \quad \text{no filme} \quad (23)$$

com

$$k'_f = \sqrt{n_f^2 k_0^2 - \beta'^2}$$

$$\vec{E} = \hat{j} \frac{D_s}{2} \exp\{j[\omega t - \beta'x - k'_s(z-d)]\} + cc$$

$$H_x = -\frac{D_s}{2} \frac{k'_s}{\omega \mu_0} \exp\{j[\omega t - \beta'x - k'_s(z-d)]\} + cc \quad \text{no substrato} \quad (24)$$

com

$$k'_s = \sqrt{n_s^2 k_0^2 - \beta'^2}$$

Impondo as condições de continuidade de  $E_y$  e  $H_x$  obtemos o sistema de equações:

$$\begin{cases} D_+ + D_- = D_c \\ k_f(D_+ + D_-) = k_c' D_c + \Delta H_x(0) \omega \mu_0 a_m(x) \\ D_+ \exp(j k_f' d) + D_- \exp(-j k_f' d) = D_s \\ k_f[D_+ \exp(j k_f' d) - D_- \exp(-j k_f' d)] = -k_s' D_s \end{cases} \quad (25)$$

Resolvendo este sistema obtemos:

$$D_c = -j \frac{C_m u_0 k_0 (n_f^2 - n_c^2)}{2} \frac{[k_f' \cos(k_f' d) + j k_s' \sin(k_f' d)] a_m(x)}{k_f'(k_c' + k_s') \cos(k_f' d) + j (k_c' k_s' + k_f'^2) \sin(k_f' d)} \quad (26)$$

O vector de Poynting é definido por  $1/2 n_c c \epsilon_0 |D_c|^2$  e a sua componente perpendicular à superfície é obtida multiplicando por  $k_c'/n_c k_0$ . Assim a perda de potência da onda guiada numa distância  $\Delta x$  será:

$$\Delta P_{gw} = \frac{\Delta x k_c' |D_c|^2}{2 \mu_0 c k_0} \quad (27)$$

donde:

$$\frac{\Delta P_{gw}}{\Delta x} = -2\alpha_c \Delta P_{gw} \quad (28)$$

em que  $\alpha_c$  é o coeficiente de atenuação em amplitude devido a rerradiação para o revestimento, e é dado por:

$$\alpha_c = \frac{k'_c}{4\mu_0ck_0} \left| \frac{D_c}{a_m(x)} \right|^2 \quad (29)$$

A energia também é perdida para o substrato. Da mesma forma obtemos:

$$D_s = -j \frac{C_m u_0 k_0 (n_f^2 - n_c^2)}{2} \frac{k'_f}{k'_f(k'_c + k'_s) \cos(k'_f d) + j(k'_c k'_s + k_f'^2) \text{sen}(k'_f d)} \quad (30)$$

$$\alpha_s = \frac{k'_s}{4\mu_0ck_0} |D_s|^2 \quad (31)$$

As perdas causadas por rerradiação pela rede de difracção serão então:

$$\alpha_r = \alpha_c + \alpha_s \quad (32)$$

Podemos introduzir também um termo de perdas ( $\alpha_g$ ) que inclua as perdas intrínsecas de cada meio ( $\alpha$ ) e as perdas por difusão nas interfaces do guia ( $\alpha_{sc}$ ). Este termo de perdas será calculado utilizando a distribuição modal do campo guiado ( $f_m(z)$ ); assim teremos:

$$\alpha_g = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(z) |f_m(z)|^2 dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} |f_m(z)|^2 dz} + \alpha_{sc} \quad (33)$$

Podemos agrupar todas as perdas do guia de onda na presença da rede de difracção. Um coeficiente útil para expressar as perdas do guia é a distância para a qual a amplitude do campo guiado diminui para 1/e do seu valor inicial. Esta distância ( $l$ ) é dada por:

$$l = \frac{1}{\alpha_r + \alpha_g} \quad (34)$$

A equação de acoplamento será então:

$$\frac{d}{dx} a_m(x) + \frac{1}{l} a_m(x) = \gamma E_y(x,0) \exp[j(\beta_m - k_i + q)x] \quad (35)$$

Esta equação pode ser reescrita numa forma mais simples se considerarmos a amplitude  $a_m(x)$  como variável complexa, incluindo nela a sua fase.

Assim, podemos escrever:

$$\frac{d}{dx} a_m(x) = \gamma E_y(x,0) + j(\beta_m - k_i + q) a_m(x) - \frac{1}{l} a_m(x) \quad (36)$$

Em que  $\gamma$ ,  $E_y(x,0)$ , e  $l$  são dados respectivamente pelas Eqs. (12), (17), e (34).

Para uma transferência eficaz de energia para o guia de onda é necessário otimizar o acoplamento. Os factores externos que podemos controlar são o ângulo de incidência ( $\theta$ ), o diâmetro do feixe gaussiano ( $w_{0FWHM}^\dagger$  em intensidade), e a sua posição relativamente ao bordo da rede ( $\Delta x$ ). Esta optimização foi estudada por Ulrich<sup>[51]</sup> em 1971 através do cálculo do integral de sobreposição entre o perfil do feixe extraído do guia pela rede de difracção e o feixe incidente. Os valores destes parâmetros que optimizam o acoplamento são os seguintes<sup>[51]</sup>:

$$\begin{aligned} \theta &= \text{Arc sen} \left\{ \frac{[\text{Re}(\beta_m) + q]}{k_0} \right\} \\ w_0 &\approx 0.805 l \\ \Delta x &= -\frac{l}{2} \end{aligned} \quad (37)$$

<sup>†</sup> Medido entre os pontos de 50% da intensidade máxima, da expressão 'Full Width Half Maximum'.

## 2.6 Acoplamento de feixes gaussianos genéricos (no tempo e no espaço)

Até agora assumimos que o feixe incidente era caracterizado por uma frente de onda com distribuição de fase plana, e que era uniforme, em amplitude, na direcção  $y$  e no tempo. Assumimos também que a variação da amplitude na direcção  $x$  era suave (i. e. a variação da amplitude é desprezável para distâncias de propagação da ordem do comprimento de onda).

Na nossa análise vamos agora estender a Eq. (36) ao caso em que o feixe incidente tem dependência gaussiana no tempo e na coordenada  $y$ .

Esta extensão é simplificada se se verificarem as seguintes condições:

- O feixe incidente está colimado, e tem uma distância de Rayleigh maior que o comprimento de interacção na rede de difracção. Esta situação é equivalente a dizer que não há variação sensível do perfil, segundo  $y$ , do modo guiado ao longo da distância de acoplamento.
- A diferença entre os tempos de propagação, na zona de interacção do impulso acoplado, para as várias frequências, é desprezável. Esta situação é equivalente a considerar o impulso como sendo monocromático.

Estas condições são automaticamente verificadas para um feixe gaussiano, no espaço e no tempo, com frente de onda de fase plana, desde que a sua duração ( $\tau_{FWHM}$  em intensidade) obedeça à seguinte condição:

$$\tau \gg \frac{w_0}{c} \quad (38)$$

Nestas condições o acoplamento de um impulso gaussiano pode ser simulado por um conjunto de acopladores bidimensionais. Isto é, decompomos o impulso num conjunto de ondas planas em  $y$  e no tempo, mantendo um perfil gaussiano segundo  $x$ . Desta forma podemos aplicar a Eq. (36) individualmente a cada uma destas ondas. Após o acoplamento reconstituimos o perfil do modo guiado, por soma das ondas planas acopladas.

A amplitude a utilizar na Eq. (36), para cada onda plana, é a amplitude instantânea do impulso no instante  $t$  à distância  $y$  do eixo.

## 2.7 Escolha da rede de difracção

A escolha da rede de difracção que optimiza o acoplamento para um guia determinado torna-se bastante difícil, já que a eficiência de acoplamento não varia de forma regular com os parâmetros envolvidos. Assim, nesta secção, vamos mostrar alguns dos pontos a ter em consideração no projecto de uma rede de difracção para acoplamento a um guia de onda.

Vamos analisar esta situação através de um caso específico. Suponhamos um guia de onda com índices  $n_c = 1$ ,  $n_f = 1.6$ ,  $n_s = 1.46$  e espessura  $d = 0.5 \mu\text{m}$  (valores típicos para um guia formado por centrifugação de um polímero sobre sílica fundida<sup>[52]</sup>). O modo  $\text{TE}_0$  deste guia é excitado com incidência pelo revestimento de um feixe com comprimento de onda  $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$  (laser de Nd:YAG). Supomos na análise que a rede de difracção se encontra entre o filme e o substrato.

Integrando numéricamente<sup>†</sup> a Eq. (36), com estes parâmetros, vamos obter, para a eficiência de acoplamento em função do período da rede, o gráfico da Fig. 3. Conforme se pode ver a eficiência, neste caso, mantém-se aproximadamente constante para periodicidades situadas entre  $0.5$  e  $1.2 \mu\text{m}$ .

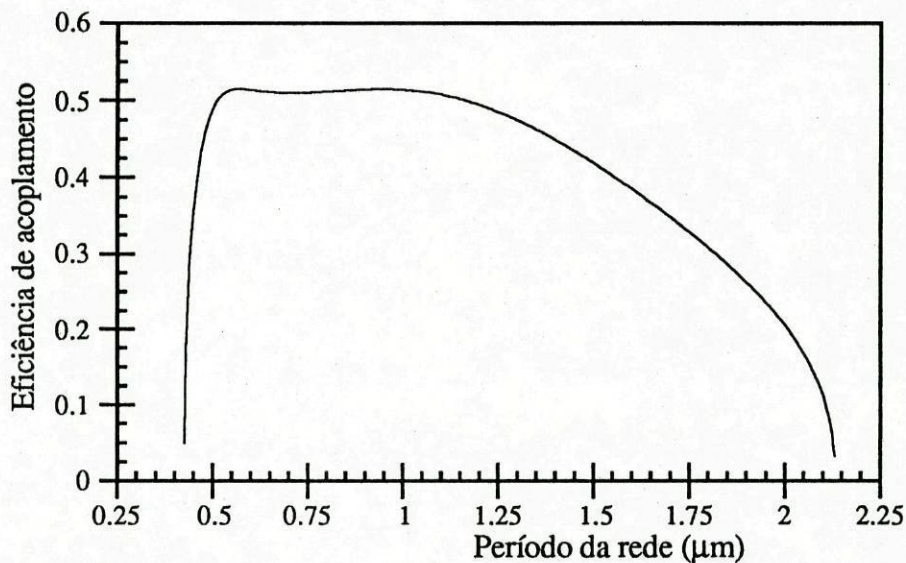


Fig. 3- Eficiência de acoplamento em função do período da rede de difracção para o modo  $\text{TE}_0$ . O guia de onda, excitado a  $1.064 \mu\text{m}$  pelo revestimento com a rede entre o filme e o substrato, tem as seguintes características;  $n_c=1$ ,  $n_f=1.6$ ,  $n_s=1.46$ , e espessura de  $0.5 \mu\text{m}$ .

<sup>†</sup> No Apêndice C estão sumarizados os detalhes do cálculo computacional.

É de referir que a eficiência apresentada nas figuras desta secção corresponde ao máximo possível de eficiência, obtida por optimização do diâmetro do feixe, e respectiva posição, relativamente ao bordo da rede de difração de acordo com as Eqs. (37).

Se variarmos a espessura do filme (parâmetro pouco controlado na fabricação) vamos obter curvas que diferem apreciavelmente, para pequenas variações da espessura, conforme se pode ver nas Figs. 4 e 5. Nestas figuras representamos a eficiência de acoplamento em função do período da rede para o mesmo guia e geometria, variando apenas a espessura do filme.

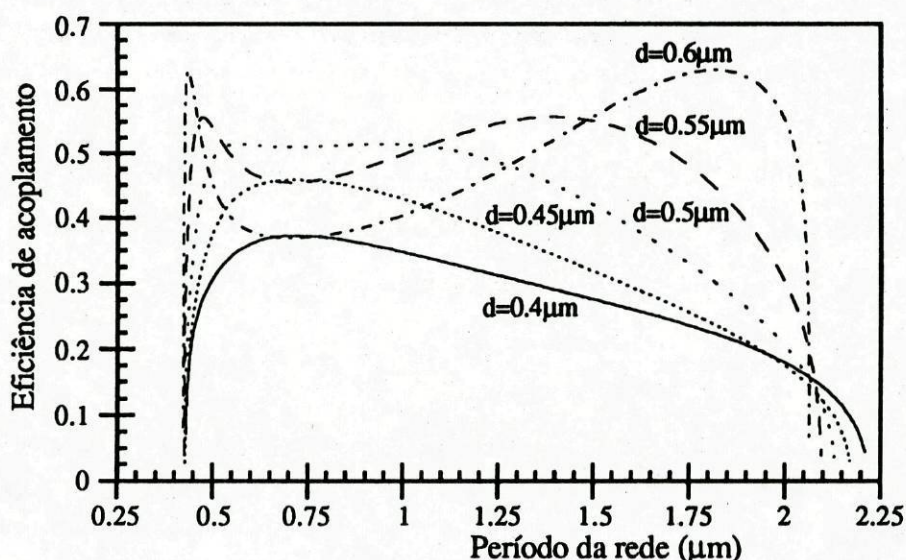


Fig. 4- Eficiência de acoplamento em função do período da rede de difração para o modo  $TE_0$ . O guia de onda, excitado a  $1.064\mu\text{m}$  pelo revestimento com a rede entre o filme e o substrato, tem as seguintes características;  $n_c=1$ ,  $n_f=1.6$ , e  $n_s=1.46$ . Cada curva corresponde a uma diferente espessura do filme.

Conforme se pode ver nestes gráficos, a escolha da melhor periodicidade da rede, sob o ponto de vista experimental, torna-se bastante difícil. Isto porque a simplicidade desta técnica de fabricação não permite um controlo preciso da espessura do filme.

Na Fig. 6 pode ver-se como varia a eficiência de acoplamento com a espessura do filme para várias periodicidades da rede (o guia de onda e a geometria mantêm-se como nos casos anteriores).

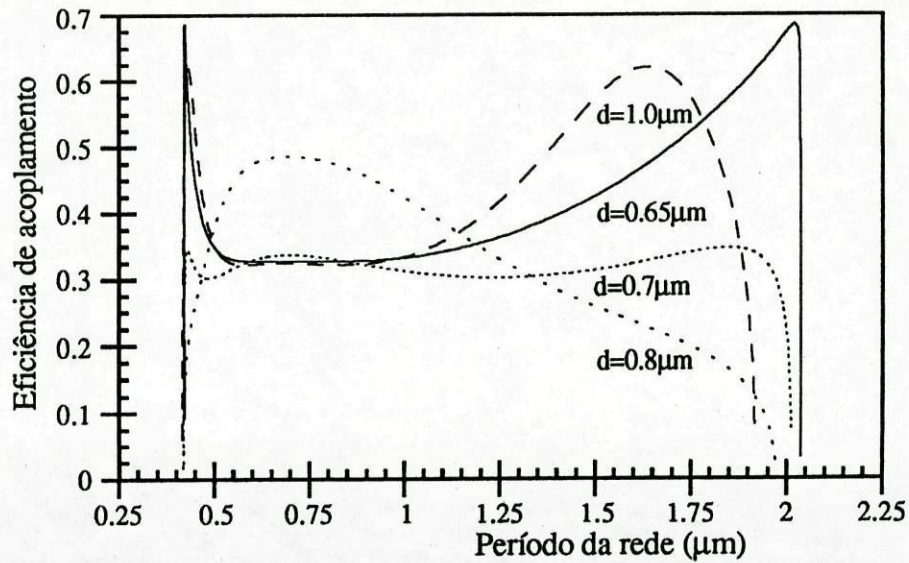


Fig. 5- Eficiência de acoplamento em função do período da rede de difração para o modo TE<sub>0</sub>. O guia de onda, excitado a 1.064 μm pelo revestimento com a rede entre o filme e o substrato, tem as seguintes características; n<sub>c</sub> = 1, n<sub>f</sub> = 1.6, e n<sub>s</sub> = 1.46. Cada curva corresponde a uma diferente espessura do filme.

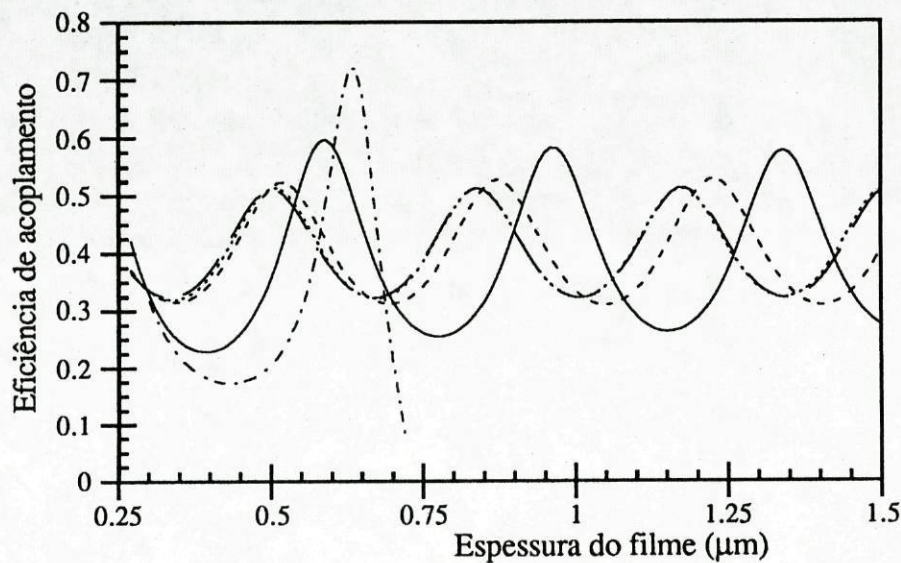


Fig. 6- Eficiência de acoplamento em função da espessura do filme, para o modo TE<sub>0</sub>. O guia de onda, excitado a 1.064 μm pelo revestimento com a rede entre o filme e o substrato, tem as seguintes características; n<sub>c</sub> = 1, n<sub>f</sub> = 1.6, e n<sub>s</sub> = 1.46. As curvas correspondem a; Λ = 0.45 μm (—), Λ = 0.6 μm (.....), Λ = 0.8 μm (---), Λ = 1 μm (- - -), e Λ = 2 μm (-----).

Analisando a Fig. 6 pode ver-se que a melhor escolha para o período da rede, neste tipo de guia de onda, se situa entre 0.6 e 0.8  $\mu\text{m}$ . É nesta zona que se situa a menor variação na eficiência de acoplamento quando comparamos filmes com espessuras diferentes.

Da análise das figuras anteriores, ressalta o facto de, nestas, nunca se atingir o máximo de eficiência (0.801) previsto por Ulrich em 1973<sup>[53]</sup>. Na nossa análise verificamos que este máximo teórico só é atingido em condições muito especiais.

A título de exemplo, para um guia com os mesmos parâmetros que os anteriores, este máximo é atingido com  $d=0.638865 \mu\text{m}$  e  $\Lambda=2.0419\mu\text{m}$  ou  $\Lambda=0.4224\mu\text{m}$ , conforme se pode ver no gráfico da Fig. 7. É de referir que esta eficiência é obtida com incidência rasante ( $\theta_c=90^\circ$ ), o que não é realizável do ponto de vista experimental.

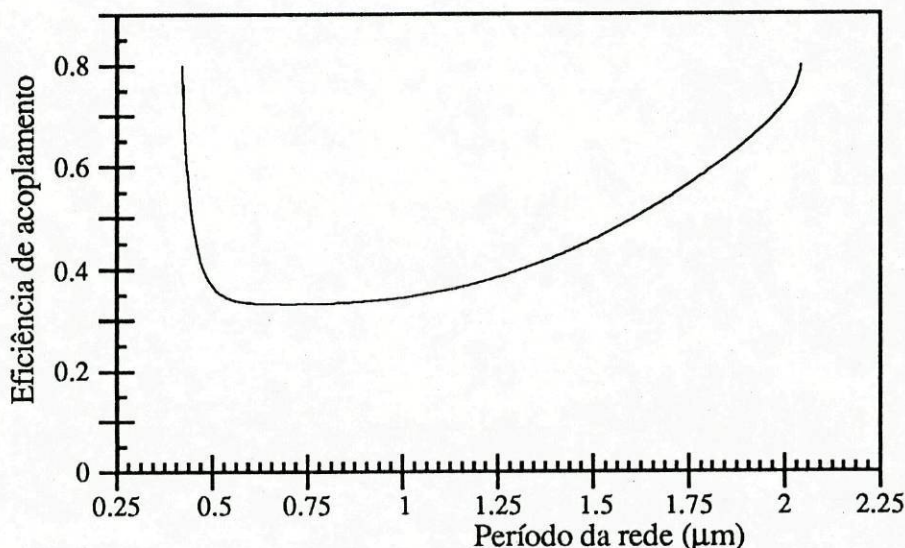


Fig. 7- Eficiência de acoplamento em função do período da rede, para o modo  $\text{TE}_0$ . O guia de onda, excitado a  $1.064\mu\text{m}$  pelo revestimento com a rede entre o filme e o substrato, tem as seguintes características;  $n_c = 1$ ,  $n_f = 1.6$ , e  $n_s = 1.46$ , e espessura de  $0.6388645\mu\text{m}$ . O máximo de eficiência é atingido para períodos da rede de  $0.4224\mu\text{m}$  e  $2.0419\mu\text{m}$ .

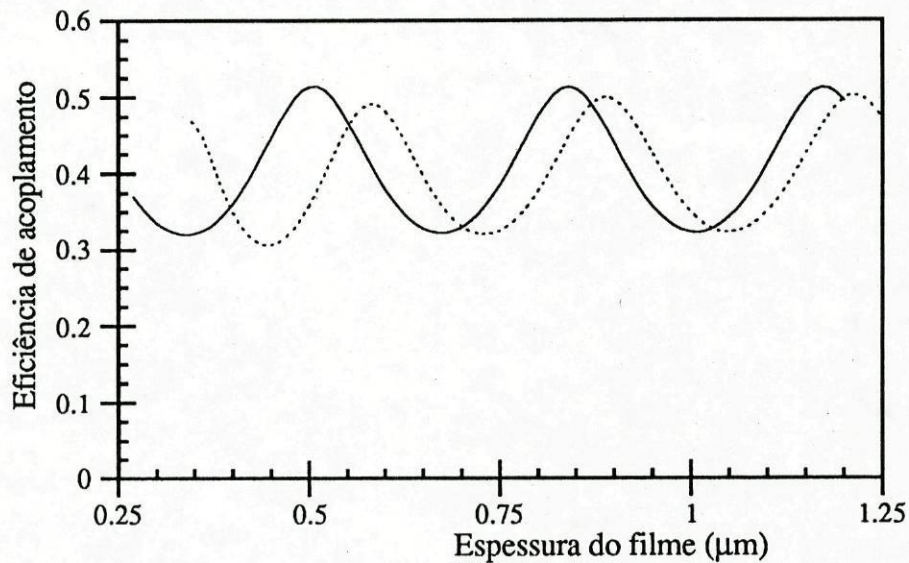
Sob o ponto de vista experimental, a profundidade de modulação do perfil da rede de difracção ( $2u_0$ ) não é um parâmetro tão importante quanto a sua periodicidade. O único efeito da variação de  $u_0$ , num guia sem perdas, é a variação do diâmetro do feixe que otimiza o acoplamento, não variando a eficiência obtida com as condições das Eqs. (37).

Do ponto de vista experimental, interessa assegurar que o diâmetro do feixe incidente tenha dimensões da ordem dos milímetros, sem no entanto se violar a aproximação  $u_0 k_0 \ll 1$ .

No exemplo que temos vindo a estudar, e para  $\Lambda=0.6\mu\text{m}$  e  $d=0.5\mu\text{m}$ , o diâmetro do feixe ( $w_0$ ) (FWHM em intensidade) que otimiza o acoplamento varia com a amplitude da rede de difracção ( $u_0$ ) da seguinte forma;  $w_0=4.579 \cdot 10^{-3} \cdot u_0^{-2}$ , com  $w_0$  expresso em mm e  $u_0$  expresso em  $\mu\text{m}$ .

A título de exemplo, para utilizarmos um diâmetro do feixe de 2 mm, neste guia, teremos que ter uma profundidade de modulação da rede de difracção ( $2u_0$ ) de  $0.1\mu\text{m}$ .

Esta análise é extrapolável para modos TM, sendo as curvas, correspondentes às duas polarizações, muito semelhantes, conforme se pode observar na Fig. 8. Nesta figura está representada a eficiência de acoplamento aos modos  $TE_0$  e  $TM_0$  em função da espessura do filme, para guias com as mesmas características dos casos anteriores.



**Fig. 8-** Eficiência de acoplamento em função da espessura do filme, para um guia de onda, excitado a  $1.064\mu\text{m}$  pelo revestimento com a rede entre o filme e o substrato. O guia tem as seguintes características;  $n_c = 1$ ,  $n_f = 1.6$ , e  $n_s = 1.46$ . A rede tem as seguintes características; período  $0.6\mu\text{m}$  e amplitude  $0.025\mu\text{m}$ . As duas curvas correspondem à excitação do modo  $TE_0$  (—) e do modo  $TM_0$  (.....).

A única diferença importante entre o acoplamento nas duas polarizações é o diâmetro do feixe que otimiza o acoplamento. No acoplamento TM o diâmetro óptimo é cerca de uma ordem de grandeza superior ao do caso TE, conforme se pode ver na Fig. 9.

Esta diferença é devida ao facto de a intensidade do campo guiado na interface em que se encontra a rede de difracção ser menor no caso do modo  $TM_0$ . Deste facto resulta uma diminuição dos coeficientes de acoplamento  $\gamma$  e de perdas  $\zeta$ , o que, por sua vez, implica um aumento do comprimento de interacção que otimiza o acoplamento.

A mesma situação ocorrerá se compararmos o acoplamento dos modos  $TE_0$  e  $TE_1$ . Este último tem, também, uma distribuição de intensidade do modo guiado com um valor menor sobre a rede de difracção que a do modo  $TE_0$ .

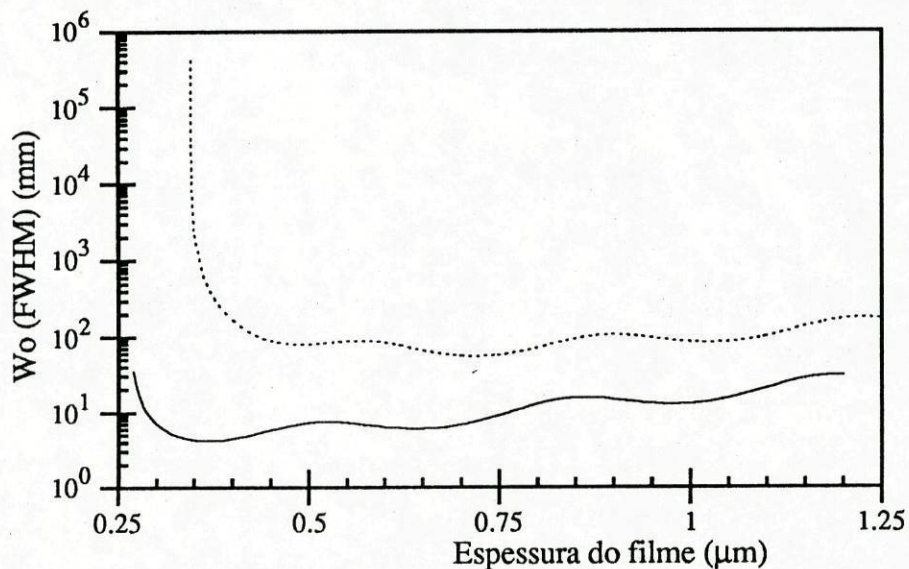


Fig. 9- Diâmetro do feixe que otimiza o acoplamento em função da espessura do filme. O guia é o mesmo que o da Fig. 8. As duas curvas correspondem à excitação do modo  $TE_0$  (—) e do modo  $TM_0$  (.....).

## 2.8 Redes de difracção com perfil não-sinusoidal

A análise realizada foi feita considerando exclusivamente redes com perfil de modulação sinusoidal. Estes resultados podem, sob certas condições, ser extrapolados para redes com um perfil mais complexo.

Um dos perfis de modulação de redes de difracção mais frequentemente encontrado no laboratório é o perfil rectangular. Este perfil pode ser aproximado por um perfil sinusoidal se a periodicidade da rede for suficientemente pequena para só permitir o acoplamento com a primeira ordem de difracção. Nestas condições podemos utilizar os resultados derivados para o

perfil sinusoidal, considerando apenas o primeiro termo da decomposição em série de Fourier do perfil rectangular da rede.

Nos casos em que esta condição não é verificada, será necessário incluir a contribuição das outras ordens de difracção. Esta contribuição adicional incide nas perdas induzidas pela rede, pois nessa análise teremos que considerar mais que um campo de radiação em cada meio.

Para perfis mais complexos é necessária uma análise mais detalhada<sup>[54-58]</sup>, podendo-se, em certos casos, eliminar as perdas para um dos meios circundantes<sup>[59]</sup>.

## 3- Teoria do Acoplador Não-Linear por Rede de Difracção

### 3.1 Introdução

Neste capítulo é apresentado um modelo teórico que descreve o acoplamento não-linear por rede de difracção.

Numa primeira parte vamos generalizar o acoplamento por rede de difracção estudado no capítulo anterior, introduzindo a não-linearidade como um termo de perturbação.

Vamos em seguida especificar o problema considerando impulsos laser com durações da ordem de 1 a 100 ps (valores típicos para um grande conjunto de lasers comuns em laboratórios, como, por exemplo, o laser de Nd:YAG em regime de 'mode-locking'), e considerando apenas as não-linearidades relevantes para acoplamento com impulsos desta duração.

Na parte final apresentam-se simulações computacionais que salientam aspectos particulares do acoplamento não-linear por rede de difracção.

### 3.2 Acoplamento não linear

A equação que governa o acoplamento por intermédio de uma rede de difracção no regime linear é, como vimos no capítulo anterior (Eq. (36) com extensão a feixes gaussianos no espaço e no tempo),

$$\frac{d}{dx} a_m(x,y,t) = \gamma E(x,y,0,t) + j(\beta_m - k_i + q)a_m(x,y,t) - \frac{1}{l} a_m(x,y,t) \quad (39)$$

em que  $\gamma$  é um coeficiente de acoplamento dependente da geometria,  $E(x,y,t)$  é o campo eléctrico total sobre a rede no ponto  $(x,y,t)$ ,  $l$  é a distância para a qual a amplitude do campo guiado diminui para 1/e do seu valor inicial na presença da rede (Eq. (34)). O termo  $(\beta_m - k_i + q)$  é o desajuste de fase entre a projecção do vector de onda incidente no plano do filme ( $k_i$ ) e o da onda guiada ( $\beta_m$ ), acoplados pelo momento da rede de difracção ( $q=2\pi/\Lambda$ ).

Vamos introduzir a variação não-linear do vector de onda  $[\Delta\beta_m(x,y,t,I)]$  como uma pequena perturbação ao vector de onda do guia não-perturbado ( $\beta_m$ ) [60]:

$$\beta_m(x,y,t,I) = \beta_m + \Delta\beta_m(x,y,t,I) \quad (40)$$

Esta aproximação é válida desde que a não-linearidade não altere de forma sensível o perfil do modo guiado  $[f_m(z)]^\dagger$ . Assim podemos desde já dizer que esta aproximação não será válida nas condições em que uma pequena variação do vector de onda possa alterar significativamente a distribuição do campo guiado. Essas condições correspondem a:

- Modos próximo do corte ('cut-off').
- A diferença de índice de refração entre o filme e um dos meios que o rodeiam não ser muito maior que a máxima variação não-linear de um dos índices.

A introdução da não linearidade na Eq. (39) impõe novas condições de validade ao processo elementar com que estendemos a análise do acoplador linear a impulsos gaussianos. Assim só poderemos utilizar esse método nas seguintes condições:

- Não existe difusão espacial da não-linearidade durante a duração do impulso.
- O tempo de resposta da não-linearidade ser muito menor que a duração do impulso.

No caso destas condições não serem verificadas, teremos que considerar a variação, espacial e temporal, do vector de onda através da inclusão de novas equações diferenciais, acopladas à Eq. (39).

---

<sup>†</sup> No caso em que o perfil de amplitude do campo guiado se torna dependente da intensidade, o formalismo pode tornar-se bastante complexo. Neste caso, até à data, apenas foi estudada a propagação não-linear em guias de onda [37,61,62].

O termo  $\Delta\beta_m(x,y,t,I)$  da Eq. (39) é complexo, incluindo na sua parte imaginária as perdas não-lineares.

Este termo de perdas não-lineares  $\{\alpha_{nl}(x,y,t,I) = \text{Im}[\Delta\beta_m(x,y,t,I)]\}$  pode, por simplicidade, ser agrupado com os outros termos de perdas ( $1/l = \alpha_r + \alpha_g$ ).

Então, resultará para a equação de acoplamento não-linear por rede de difracção:

$$\frac{d}{dx} a_m(x,y,t) = \gamma a_{inc}(x,y,t) + j \left\{ \beta_m - k_i + q - R e [\Delta\beta_m(x,y,t,I)] \right\} a_m(x,y,t) - [\alpha_r + \alpha_g + \alpha_{nl}(x,y,t,I)] a_m(x,y,t) \quad (41)$$

Esta equação exprime o acoplamento, por rede de difracção, de um feixe tridimensional a um guia de onda não-linear.

### 3.3 Condições de validade da equação de acoplamento não-linear

Na derivação desta equação foram feitas algumas aproximações que são sumariadas em seguida:

- i) A rede de difracção sinusoidal é considerada uma pequena perturbação ao guia de onda. Por outras palavras, a amplitude do perfil da rede é muito menor que o comprimento de onda da radiação considerada. Esta condição é válida na maioria das redes de difracção gravadas por 'ion milling' (a amplitude da modulação é geralmente inferior a  $0.1\mu\text{m}$ ).
- ii) A dispersão espacial dos impulsos na direcção  $y$ , é pequena na zona de acoplamento<sup>†</sup>.
- iii) Os impulsos luminosos podem ser considerados monocromáticos<sup>††</sup>.
- iv) A não-linearidade é considerada uma pequena perturbação ao modo guiado. Ou seja, não há alteração significativa do perfil do modo guiado.

<sup>†</sup> Esta condição é facilmente extrapolável da análise do acoplamento por prisma<sup>[50]</sup>. Tomando  $B_x$ ,  $B_y$  e  $B_z$  como as larguras de banda espaciais do impulso nas três direcções do espaço na zona de acoplamento, esta equação será válida na condição de  $B_y^2/B_z \ll 1$ . Esta condição é sempre verificada para feixes gaussianos colimados.

<sup>††</sup> Esta condição corresponde a  $\Delta\lambda$  ser suficientemente pequeno para a variação dos parâmetros de acoplamento ser desprezável, e ainda não haver diferenças nos tempos de propagação entre as várias frequências na zona de acoplamento  $\{[\beta_m(\lambda) - \beta_m(\lambda+\Delta\lambda)]\omega/c \ll \text{duração do menor detalhe temporal do impulso acoplado}\}$ .

- v) Não há difusão espacial da não-linearidade durante a duração do impulso.
- vi) O tempo de resposta da não-linearidade é muito menor que a duração do impulso.
- vii) Excluimos os casos em que há geração de harmónicos ópticos no acoplamento. Esta exclusão é válida para a maioria das situações de acoplamento a guias de onda. Por um lado, a geração do segundo harmónico óptico é restrita, em princípio, a materiais cristalinos sem centro de simetria. Assim na maioria dos materiais apenas teremos, em princípio, a possibilidade de geração de harmónicos de ordem três ou superior. Por outro lado, para haver uma conversão de frequência eficiente, é necessário que haja sincronismo de fase entre os vectores de onda dos modos guiados às duas frequências consideradas [ $\beta_m(\omega) = \beta_{m'}(\omega')$ ]. Atendendo às dispersões cromáticas do material e do guia só é possível conseguir este acordo de fase entre modos diferentes de guias especialmente desenhados para esta aplicação. Podemos assim considerar que no acoplamento por rede de difracção, excepto nos guias especialmente desenhados para essa aplicação, não haverá conversão de frequências.

Apesar de todas estas restrições, a equação de acoplamento não-linear, Eq. (41), pode ser utilizada em grande parte das situações de acoplamento que se verificam na prática. Isto porque, com excepção das condições *v* e *vi*, todas as demais condições são normalmente verificadas nos guias de onda reais. As condições *v* e *vi* são verificadas para a maioria dos guias de onda, com baixa absorção, quando são excitados por impulsos com duração de 1 a 100 ps.

### 3.4 Variação espacial e temporal do vector de onda não-linear

A variação não-linear do vector de onda pode incluir uma dependência espacial e temporal que não seja apenas função da intensidade instantânea do campo electromagnético. Pode, por exemplo, incluir os efeitos do tempo de resposta da não-linearidade, e da difusão espacial desta.

No nosso tratamento só vamos incluir efeitos locais, no sentido em que  $\Delta\beta_m$ , num ponto  $(x,y,z)$ , não afecta  $\Delta\beta_m(x',y',z')$ .

Para a inclusão de efeitos não-locais teríamos de incluir as equações do mecanismo de interacção correspondente. Esta inclusão tornaria o problema bastante mais complexo.

A exclusão de efeitos não-locais no nosso tratamento teve por base a constatação de que as únicas não-linearidades importantes, passíveis de difusão no guia, são de origem térmica. Como a difusão destas não-linearidades é feita por fonões térmicos, terão em materiais amorfos uma velocidade de difusão da ordem de  $10^3$  m/s, o que corresponde a uma distância de difusão máxima da ordem de  $0.1 \mu\text{m}$ , durante o acoplamento de impulsos de 100ps.

Com estas considerações sobre a difusão, podemos também simplificar o efeito das não-linearidades de origem térmica.

Assumindo que não há difusão térmica, o aquecimento local vai ser acumulado durante toda a passagem do impulso. A variação do índice de refracção no ponto  $(x,y,z,t)$ , devido ao efeito Kerr térmico será dado por:

$$\Delta n(x,y,z,t) = \frac{\partial n}{\partial T} \frac{1}{\rho C_p} \int_{-\infty}^t \alpha_{ab} I(x,y,z,t') dt' = \frac{n_{2th}}{\tau_t} \int_{-\infty}^t I(x,y,z,t') dt' \quad (42)$$

em que  $\frac{\partial n}{\partial T}$  é a variação do índice de refracção com a temperatura,  $I$  é a intensidade local instantânea do campo electromagnético,  $C_p$ ,  $\rho$  e  $\alpha_{ab}$  são respectivamente a capacidade calorífica, a densidade e a absorção do material,  $\tau_t$  é o tempo de relaxação para efeitos térmicos e  $n_{2th}$  é o índice não-linear térmico dado por:

$$n_{2th} = \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\alpha_{ab} \tau_t}{\rho C_p} \quad (43)$$

As não-linearidades electrónicas têm tempos de resposta da ordem do femtosegundo. Como estamos a assumir impulsos na gama 1-100 ps, estas não-linearidades podem ser consideradas instantâneas quando comparadas com a duração dos impulsos laser aos quais, experimentalmente, tivemos acesso.

O efeito Kerr orientacional, que tem tempos de resposta da ordem dos picosegundo, só tem significado nos meios líquidos ou gasosos. No caso de guias de onda, dada a sua rigidez microscópica, este efeito não é significativo.

### 3.5 Não-linearidades abordadas neste estudo

No tratamento numérico apenas vamos considerar não-linearidades do tipo Kerr e absorção de dois fótons (TPA<sup>†</sup>). Estas são as únicas não-linearidades que, em condições normais, afectam o acoplamento por rede de difracção<sup>††</sup>.

A título de exemplo vamos referir algumas outras situações que podem vir a ser incluídas facilmente, caso se pretendam implementar num dispositivo:

- Variação dos índices de refracção locais por efeito Kerr gerado por outro feixe, guiado ou incidente externamente.
- Variação dos índices de refracção por efeito electro-óptico, por aplicação externa de um campo eléctrico.

Nos pontos seguintes vamos explicitar a contribuição dos termos não-lineares considerados na variação de  $\beta_m$ .

#### 3.5.1 Não-linearidade do tipo Kerr

O índice de refracção de um meio pode ser alterado na presença de um campo eléctrico intenso. A dependência do índice de refracção na intensidade do campo eléctrico é o chamado efeito Kerr. Este efeito pode ser provocado quer por campos eléctricos estacionários quer pelo campo eléctrico da radiação electromagnética; este último, que será o único que vamos utilizar no nosso trabalho, é muitas vezes referido como efeito Kerr óptico.

A definição de não-linearidade de tipo Kerr que vamos utilizar no nosso estudo é a seguinte<sup>†††</sup>:

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (44)$$

<sup>†</sup> Em inglês 'Two Photon Absorption'.

<sup>††</sup> Como já vimos são raros os materiais em que temos efeitos de segunda ordem. Os outros efeitos de terceira ordem não têm acção relevante no acoplamento por rede de difracção. A contribuição das não-linearidades de ordem superior é diminuta quando comparada com as de terceira ordem nos casos de interesse.

<sup>†††</sup> Outra forma de definir a não-linearidade do tipo Kerr é escrevendo a expressão para a polarização do meio:

$$P(\omega) = \chi^{(1)}(\omega)\epsilon_0 E(\omega) + \chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega) E^3(\omega)$$

em que  $I$  é a intensidade local do campo electromagnético e  $n_2$  é o índice de refracção não-linear, que pode ser de origem térmica ou electrónica.

Para o cálculo da variação não-linear do vector de onda é necessário ter em conta a distribuição modal do campo guiado. Vamos indicar nos pontos seguintes essa variação para os vários mecanismos não-lineares considerados neste estudo.

### 3.5.1.1 Efeito Kerr electrónico

Neste caso consideramos que a não-linearidade é instantânea, sendo a variação do vector de onda do modo dada por<sup>[63]</sup>:

$$\text{Re}(\Delta\beta_m) = \frac{k_0 c \epsilon_0}{2} C_m^4 \int_{-\infty}^{+\infty} n_0(z) n_2(z) |f_m(z)|^4 dz |a_m(x)|^2 \quad (45)$$

Para os modos TE, e

$$\begin{aligned} \text{Re}(\Delta\beta_m) = \frac{k_0 c \epsilon_0}{2} C_m^4 \int_{-\infty}^{+\infty} n_0(z) n_2(z) \left\{ \frac{2}{3} [ |f_{m_x}(z)|^2 + |f_{m_z}(z)|^2 ]^2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{3} [ |f_{m_x}(z)|^2 + |f_{m_z}(z)|^2 ]^2 \right\} dz |a_m(x)|^2 \quad (46) \end{aligned}$$

para os modos TM.

### 3.5.1.2 Efeito Kerr térmico

No caso, que consideramos, de efeito Kerr térmico com tempos de relaxação mais longos que a duração dos impulsos,  $n_2$  será dado pela Eq. (42).

Assim teremos para este caso:

$$\text{Re}(\Delta\beta_m) = \frac{k_0 c \epsilon_0 n_2 l h}{2 \tau_t} C_m^4 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^t I(x, y, t') n_0(z) |f_m(z)|^4 |a_m(x)|^2 dt' dz \quad (47)$$

Para os modos TE, e

$$\begin{aligned} \text{Re}(\Delta\beta_m) = \frac{k_0 c \epsilon_0 n_2 l h}{2 \tau_t} C_m^4 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^t I(x, y, t') n_0(z) \left\{ \frac{2}{3} [ |f_{m_x}(z)|^2 + |f_{m_z}(z)|^2 ]^2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{3} [ |f_{m_x}(z)|^2 + |f_{m_z}(z)|^2 ]^2 \right\} |a_m(x)|^2 dt' dz \quad (48) \end{aligned}$$

para os modos TM.

É de referir que o modelo de acoplamento de feixes gaussianos discutido anteriormente não permite a inclusão das não-linearidades térmicas. No entanto no caso que vamos considerar, como não há difusão da não linearidade, podemos adoptar o mesmo modelo, mas introduzindo agora a memória da não-linearidade.

Assim ao fazermos o acoplamento de cada onda plana (da decomposição do impulso no plano  $yt$ ) vamos considerar, para cada  $x$ , que  $\Delta\beta_m(x)$  vai ser dependente não só da intensidade instantânea  $|a_m(x, y, t)|^2$ , mas também das intensidades anteriores no mesmo ponto ( $|a_m(x, y, t')|^2$  com  $t' < t$ ).

Esta memória é realizada dividindo toda a zona do acoplador numa grelha no plano  $xy$ . A cada ponto desta grelha está associado o valor armazenado da não-linearidade, sendo actualizado após cada passo temporal.

### 3.5.2 Saturação da não-linearidade

A variação do índice de refracção por efeito Kerr é limitada em muitos casos pela danificação óptica do material. Empiricamente podemos dizer que, mesmo na ausência de

danificação óptica, haverá um limite para esta variação (por exemplo para  $\Delta n < 0$ ,  $n$  nunca poderá ser menor que 1). O tratamento teórico desta saturação é bastante complexo, tendo apenas sido tratado para o caso de uma não-linearidade ressonante de dois níveis.

Neste estudo introduziremos esta saturação, quando necessária, baseando-nos na resposta de um sistema de dois níveis, Eq. (49a), sob a forma matemática aproximada, Eq. (49b)[64-66].

$$\text{Re}(\Delta\beta'_m) = \Delta\beta_{m\text{sat}} \left\{ 1 - \frac{1}{1 + \frac{\text{Re}(\Delta\beta_m)}{\Delta\beta_{m\text{sat}}}} \right\} \quad (49a)$$

$$\text{Re}(\Delta\beta'_m) = \Delta\beta_{m\text{sat}} \left\{ 1 - \exp\left[ -\frac{\text{Re}(\Delta\beta_m)}{\Delta\beta_{m\text{sat}}} \right] \right\} \quad (49b)$$

em que o termo  $\text{Re}(\Delta\beta_m)$ , que aparece no lado direito das equações, é dado por Eqs. (45) - (48), e assumimos que o valor máximo da variação do vector de onda é o número real  $\Delta\beta_{m\text{sat}}$ .

O valor de  $\Delta\beta_{m\text{sat}}$  pode ser calculado substituindo  $n_2(z)$  por  $\Delta n_{\text{sat}}(z)$  (máxima variação do índice de refração) na Eq. (45) ou Eq. (46).

### 3.5.3 Absorção de dois fótons

Para a variação da absorção não-linear por absorção de dois fótons, temos:

$$\alpha_{nl}(I) = \beta_2 I \quad (50)$$

em que  $\beta_2$  é o coeficiente de absorção de dois fótons, expresso em  $\text{m}^2/\text{W}$ .

Assim podemos escrever para modos TE<sup>[63]</sup>:

$$\alpha_{nl} = \text{Im}(\Delta\beta_m) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \beta_2(z) |f_m(z)|^4 dz}{2 \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} |f_m(z)|^2 dz \right]^2} |a_m(x)|^2 \quad (51)$$

A extensão aos modos TM é directa.

Também poderíamos introduzir uma saturação da absorção de dois fotões. No entanto essa consideração é pouco realista, por duas razões distintas: Por um lado, como a absorção de dois fotões é um efeito limitativo ao bom funcionamento de dispositivos não-lineares, os materiais vulgarmente utilizados têm um  $\alpha_{nl}$  baixo; por outro lado é, em geral, atingida a danificação óptica antes de se começarem a notar os efeitos de saturação da absorção não-linear.

### 3.6 Efeito das não-linearidades no acoplamento

As não linearidades do tipo Kerr vão provocar, pela variação do vector de onda do campo guiado, um afastamento das condições de ajuste de fase óptimo com o aumento da intensidade guiada. Isto é equivalente a variarmos o ângulo de incidência ao longo da coordenada x. Este afastamento será proporcional à intensidade do campo guiado nesse ponto.

Como o factor de perdas provocadas pela rede não vai ser alterado, vamos ter uma diminuição da intensidade do campo guiado quando esta for elevada. Esta diminuição da intensidade vai provocar de novo um aumento do acoplamento pela reaproximação das condições óptimas, e assim sucessivamente. Como resultado desta sequência de ganho e perdas a intensidade do campo guiado vai ter oscilações ao longo da zona de acoplamento.

Se o feixe incidente fosse uniforme na direcção x e o acoplador infinito, estas oscilações acabariam por desaparecer, atingindo-se um estado de equilíbrio. Como o feixe tem, em geral, uma variação de amplitude na direcção x, teremos um comportamento oscilatório até à parte final da zona de acoplamento.

Desta análise simplista podemos esperar que, na curva de variação da eficiência de acoplamento com a energia dos impulsos, tenhamos uma diminuição da eficiência provocada pelo desajuste de fase induzido pela variação de  $\beta_m$  com a intensidade. Sobre esta curva teremos uma pequena oscilação provocada pela variação do mecanismo dominante (ganho ou perdas) quando atingimos o bordo da rede de difracção.

Outra previsão que podemos desde já fazer incide sobre a variação desta curva com um afastamento inicial das condições de acoplamento ideais. Se o afastamento puder ser compensado pela variação não-linear de  $\beta_m$ , é de esperar que a eficiência de acoplamento aumente com a energia, sem no entanto ultrapassar o valor da eficiência linear em condições optimizadas. Quando a variação de  $\beta_m$  ultrapassar o efeito de desajuste inicial, voltaremos a observar a diminuição da eficiência de acoplamento.

Para conseguir um acoplamento elevado num guia de onda não-linear podem ser utilizados acopladores que tenham um desajuste variável ao longo da zona de acoplamento. Este desajuste pode ser conseguido, por exemplo, utilizando redes de difracção com passo variável<sup>[67]</sup>.

O efeito da saturação do índice de refracção traduz-se pelo retorno a um regime linear a energias elevadas. Este novo regime linear tem um acordo de fase diferente do inicial. Assim podemos ter a energias elevadas uma eficiência maior ou menor do que a baixas energias, dependendo, respectivamente, da variação de  $\beta_m$  diminuir ou aumentar o desajuste de fase.

A presença da absorção de dois fotões vai corresponder à introdução de um termo de perdas proporcional à intensidade guiada. Este termo vai, por um lado, diminuir a eficiência de acoplamento com a energia dos impulsos pelo aumento de perdas com a intensidade. Por outro lado, estas perdas dependentes da intensidade vão deslocar o ponto em que a intensidade no guia é máxima, para a zona em que o feixe incidente é máximo.

### 3.7 Simulações computacionais com base nos resultados analíticos anteriores

Nesta secção vamos ilustrar algumas das particularidades da teoria desenvolvida na secção anterior, através da simulação numérica do acoplamento não-linear por rede de difracção.

A geometria do guia de onda que vamos simular está esquematizada na Fig. 10. A rede está na interface filme-substrato, que corresponde à configuração experimental mais comum†.

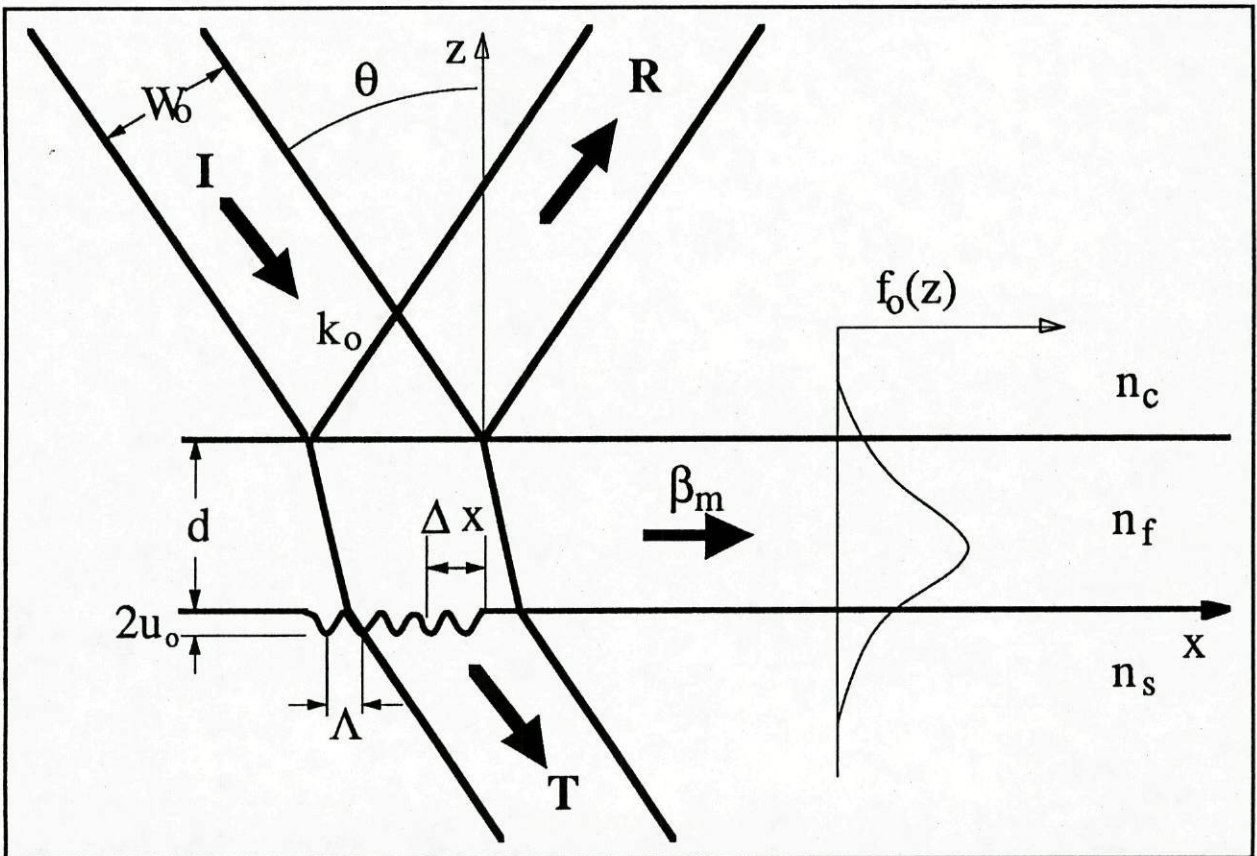


Fig. 10- Geometria do acoplador por rede de difracção.

Os principais parâmetros indicados na figura são os índices de refracção dos três meios, a espessura do filme  $d$ , a periodicidade da rede de difracção  $\Lambda$ , e a sua profundidade de

† Para guias de onda fabricadas por deposição de um filme sobre o substrato é mais fácil fabricar previamente uma rede, por 'ion-milling', neste último.

modulação  $u_0$ . O feixe incidente segundo um ângulo  $\theta$  em relação à normal à superfície, tem uma largura a meia altura (FWHM) em intensidade de  $w_0$ , e é parcialmente transmitido através do substrato (T) e parcialmente reflectido (R).

Quando o acoplamento é conseguido, um modo guiado, de vector de onda  $\beta_m$ , propaga-se segundo  $x$  com um índice de refracção efectivo  $n_{ef} = \beta_m/k_0$ . Outro parâmetro importante é a posição  $\Delta x$  do feixe incidente relativamente ao bordo do acoplador, já que afecta drásticamente a eficiência de transferência de energia para o modo guiado.

### 3.7.1 Valores utilizados

Nas simulações de computador assumimos, excepto quando explicitado,  $d=0.5\mu\text{m}$ ,  $\lambda_0=1.064\mu\text{m}$ ,  $\Lambda=0.6\mu\text{m}$ ,  $u_0=0.025\mu\text{m}$ ,  $n_c=1.0$ ,  $n_f=1.6$ ,  $n_s=1.46$ , e modos  $TE_0$ . Estes parâmetros são razoáveis para um guia de onda monomodo de polímero, excitado de forma não ressonante no infravermelho próximo<sup>[68]</sup>.

Definimos um acoplamento linear óptimo como aquele para o qual se verificam as seguintes condições (Eqs. (37)):

$$\begin{aligned} \text{i)} \quad \theta &= \text{Arc sen} \left\{ \frac{[\text{Re}(\beta_m) + q]}{k_0} \right\} \\ \text{ii)} \quad w_0 &\approx 0.805 \ell \\ \text{iii)} \quad \Delta x &= -\frac{\ell}{2} \end{aligned}$$

Para o nosso exemplo temos  $\ell = 9.46$  mm, obtendo-se o acoplamento linear óptimo com  $w_0 = 7.33$  mm e  $\Delta x = -4.73$  mm e  $\theta = -15.923$  graus.

Para um meio não linear confinado ao filme, vamos assumir valores de  $n_{2,f}$  entre  $10^{-17}$  e  $10^{-16}$   $\text{m}^2/\text{W}$ , que estão na ordem de grandeza dos melhores valores referidos para polidiacetilenos<sup>[69]</sup>. Usando a Eq. (44) (modos TE) obtemos para com estes dois valores  $\text{Re}(\Delta\beta_0)/|a_0|^2 \approx 6.4 \cdot 10^{-5}$  e  $6.4 \cdot 10^{-4}$   $\text{W}^{-1}$ .

Tomamos para a duração do impulso  $\Delta t = 100$  ps, que corresponde a uma distância de cerca de 2 cm no guia de onda.

Para estes valores de  $\Delta t$  e  $w_0$ , as aproximações feitas na generalização da equação de acoplamento para três dimensões mantêm-se válidas, o que de certa forma as permite justificar em condições experimentais reais.

### 3.7.2 Evolução do campo electromagnético na zona do acoplador

No caso de existir um afastamento do ângulo de acoplamento óptimo no regime linear, vamos ter um desfasamento constante entre o campo incidente e o campo guiado dando origem a uma diminuição da eficiência de acoplamento. No caso do acoplamento optimizado a um guia de onda com uma não-linearidade do tipo Kerr, o campo guiado vai provocar um desfasamento não-linear que varia com  $x$ . Este desfasamento variável vai produzir um efeito análogo a uma interferência. Os dois campos vão estar alternadamente em fase e em oposição de fase, ao longo do acoplador. Isto vai provocar uma transferência de energia alternada entre o feixe incidente e o modo guiado.

Para salientar este efeito, que é o mecanismo básico do acoplador não-linear distribuído, apresentamos na Fig. 11a, o gráfico da amplitude do campo guiado  $|a_0(x)|$  ao longo da região em que se encontra a rede, comparando o caso linear a um não-linear dispersivo puro ( $n_2 \neq 0, \beta_2 = 0$ ), e absorcivo puro ( $n_2 = 0, \beta_2 \neq 0$ ). Nestes cálculos utilizamos  $n_{2,f} = 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\beta_{2,f} = 8.2 \text{ cm}/\text{GW}$ , optimizando o acoplamento para o caso linear.

Para salientar o mecanismo não-linear eliminamos nestes gráficos a dependência em  $y$  e no tempo. Utilizamos uma densidade de potência incidente de  $0.48 \text{ GW}/\text{m}$ . Este valor corresponde ao máximo de um impulso gaussiano simétrico em  $x$  e  $y$ , e com uma duração de  $100 \text{ ps}$ , que tem uma energia de  $40 \text{ mJ}$ .

Tal como esperado, nas condições de acoplamento linear optimizado, a amplitude da onda guiada atinge o máximo no bordo do acoplador.

Quando incluímos  $n_2$ , o termo de fase não-linear  $\text{Re}[\Delta\beta_0(x)]$ , vai causar interferência entre os dois campos ao longo da região de acoplamento. Esta interferência vai dar origem a oscilações da amplitude do campo guiado  $a_0(x)$ , daí resultando numa eficiência máxima de acoplamento ( $|a_0(x)|^2/P_{\text{inc}}$ ) muito menor do que no caso linear.

Uma diminuição da eficiência é igualmente obtida no caso de absorção de dois fótons (TPA), mas neste caso não há oscilações ao longo da propagação, apenas se nota que o máximo de  $a_0(x)$  se encontra antes do bordo da rede.

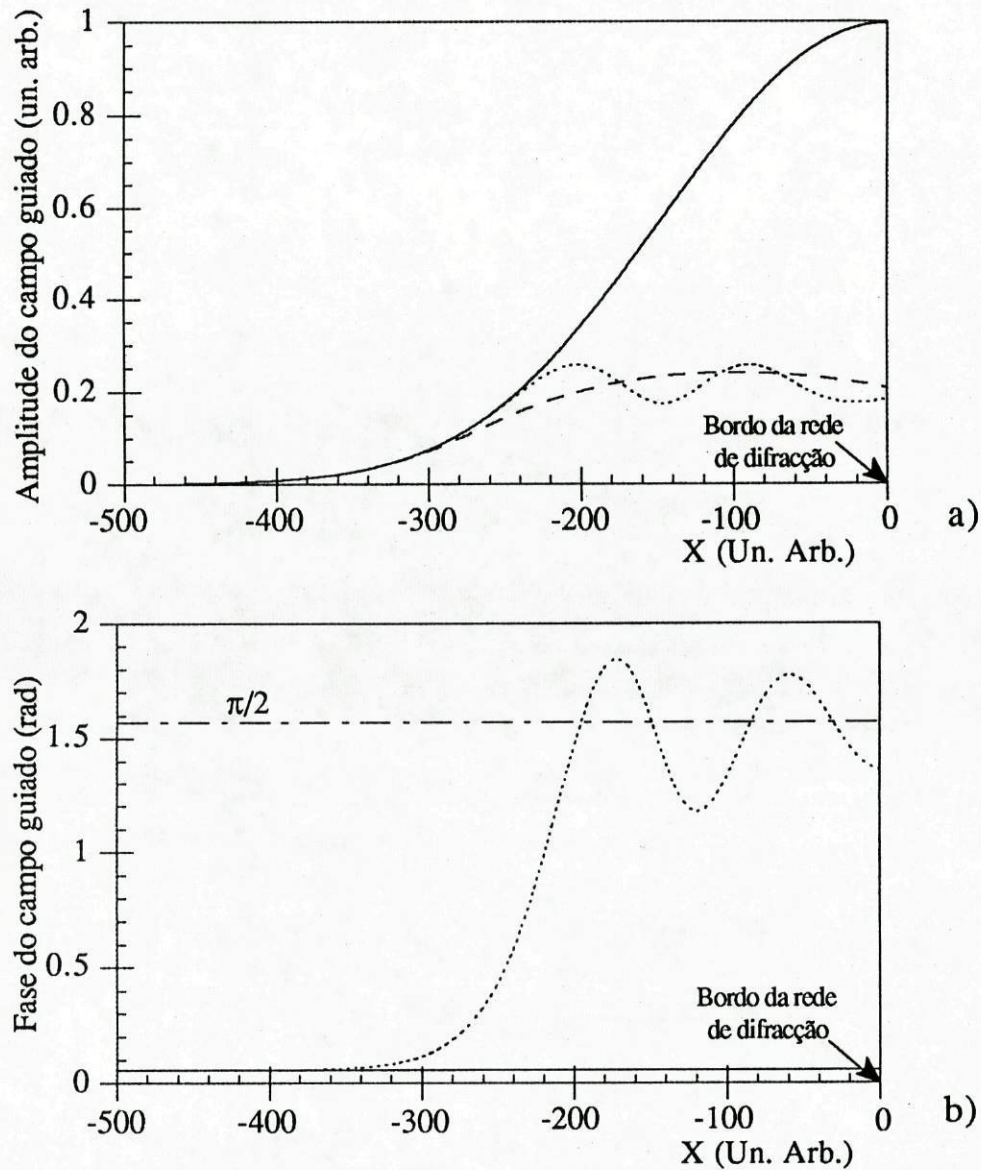


Fig. 11- Amplitude a) e fase b) do campo guiado [ $a_0(x)$ ] ao longo da região em que se encontra a rede, para um feixe incidente com perfil gaussiano segundo x e uniforme segundo y (potência de 0.48 GW/m segundo y). A linha a cheio corresponde ao caso linear, a linha pontuada corresponde a um caso de dispersão não-linear pura ( $n_{2,f}=10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ ,  $\beta_2=0$ ), e a linha tracejada corresponde a uma absorção não-linear pura ( $n_2=0$ ,  $\beta_{2,f}=8.2 \text{ cm/GW}$ ). É de salientar que a fase nos casos linear e de absorção não-linear, são idênticas.

Este comportamento oscilatório caracteriza de uma forma nítida a diferença entre os fenômenos causados pelas partes real e imaginária de  $\chi^{(3)}$  no acoplador. Esta diferença ainda se torna mais nítida ao examinarmos a variação da fase do campo guiado ao longo do acoplador, como representado na Fig. 11b. No caso dispersivo a fase sofre grandes variações (que podem exceder  $\pi/2$ ) ao longo do acoplador, enquanto que nos casos linear e TPA, se mantém constante, determinada apenas pelo coeficiente de transferência  $\gamma$ .

Se representarmos a evolução do campo guiado ao longo do acoplador no plano complexo vamos obter uma curva espiral para a não-linearidade dispersiva, enquanto que para os casos linear e TPA se mantém sobre uma recta, conforme se pode ver na Fig. 12. Estas curvas correspondem às mesmas condições de incidência da figura anterior (feixe uniforme segundo y e gaussiano segundo x com  $P=0.48$  GW/m), cada marca corresponde a um incremento uniforme ao longo de x, desde  $-\infty$  até ao bordo da rede em  $x=0$  (para melhor visualização estas marcas estão ausentes no caso de  $n_{2,f}=10^{-15}$  m<sup>2</sup>/W).

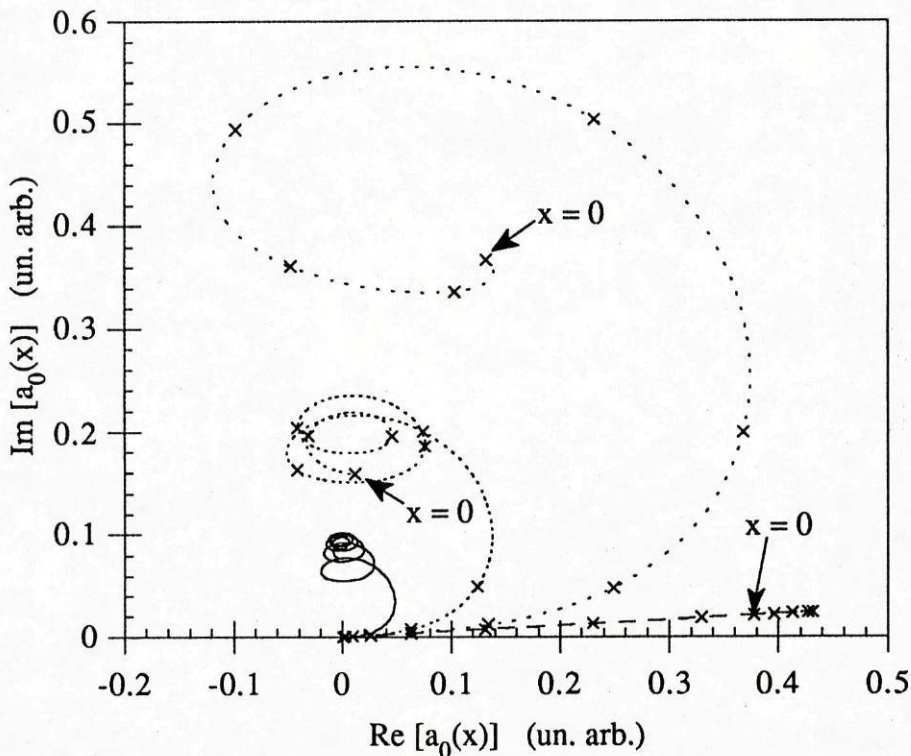


Fig. 12- Evolução no plano complexo do campo guiado no acoplador  $[a_0(x)]$ , para um feixe incidente com perfil gaussiano segundo x e uniforme segundo y (potência de 0.48 GW/m segundo y). (---) absorção não-linear pura ( $\beta_{2,f}=0.1$  cm/GW). Não-linearidade dispersiva pura com  $n_{2,f}=10^{-15}$  m<sup>2</sup>/W (—),  $n_{2,f}=10^{-16}$  m<sup>2</sup>/W (.....), e  $n_{2,f}=10^{-17}$  m<sup>2</sup>/W (· · ·). As curvas têm a sua origem (para  $x=-\infty$ ) no ponto (0,0), e terminam no bordo direito do acoplador ( $x=0$ ). Cada x marca um incremento constante ao longo da rede.

No caso de não-linearidade dispersiva o campo segue uma curva que forma espirais cada vez mais apertadas quando aumenta o coeficiente não-linear (ou a potência de entrada). É de referir que as espiras menores não estão necessariamente incluídas nas maiores. Este último facto origina pequenas oscilações na eficiência de acoplamento com a potência incidente, enquanto que o primeiro é o responsável pelo efeito de limitação da energia transferida para o modo.

No caso da absorção de dois fótons, o campo segue uma linha recta neste plano, embora no final do acoplamento retroceda sobre si próprio. Desta forma o ponto correspondente ao bordo da rede não se encontra no extremo da linha.

É de notar que, embora a física dos dois mecanismos seja bastante diferente, ambos resultam num efeito limitador semelhante da potência acoplada<sup>†</sup>.

### 3.7.3 Variação da eficiência de acoplamento com a energia incidente

Os gráficos anteriores descrevem o crescimento do campo guiado durante a excitação. Do ponto de vista experimental o parâmetro de interesse é a amplitude do campo no final deste processo, ou antes, a eficiência de acoplamento final.

Na Fig. 13a, estão indicados alguns exemplos da eficiência de acoplamento em função da energia do impulso incidente. Os valores do diâmetro, posição e ângulo de incidência do feixe foram escolhidos de acordo com as condições estabelecidas pelas Eqs. (37), por forma a otimizar o acoplamento linear.

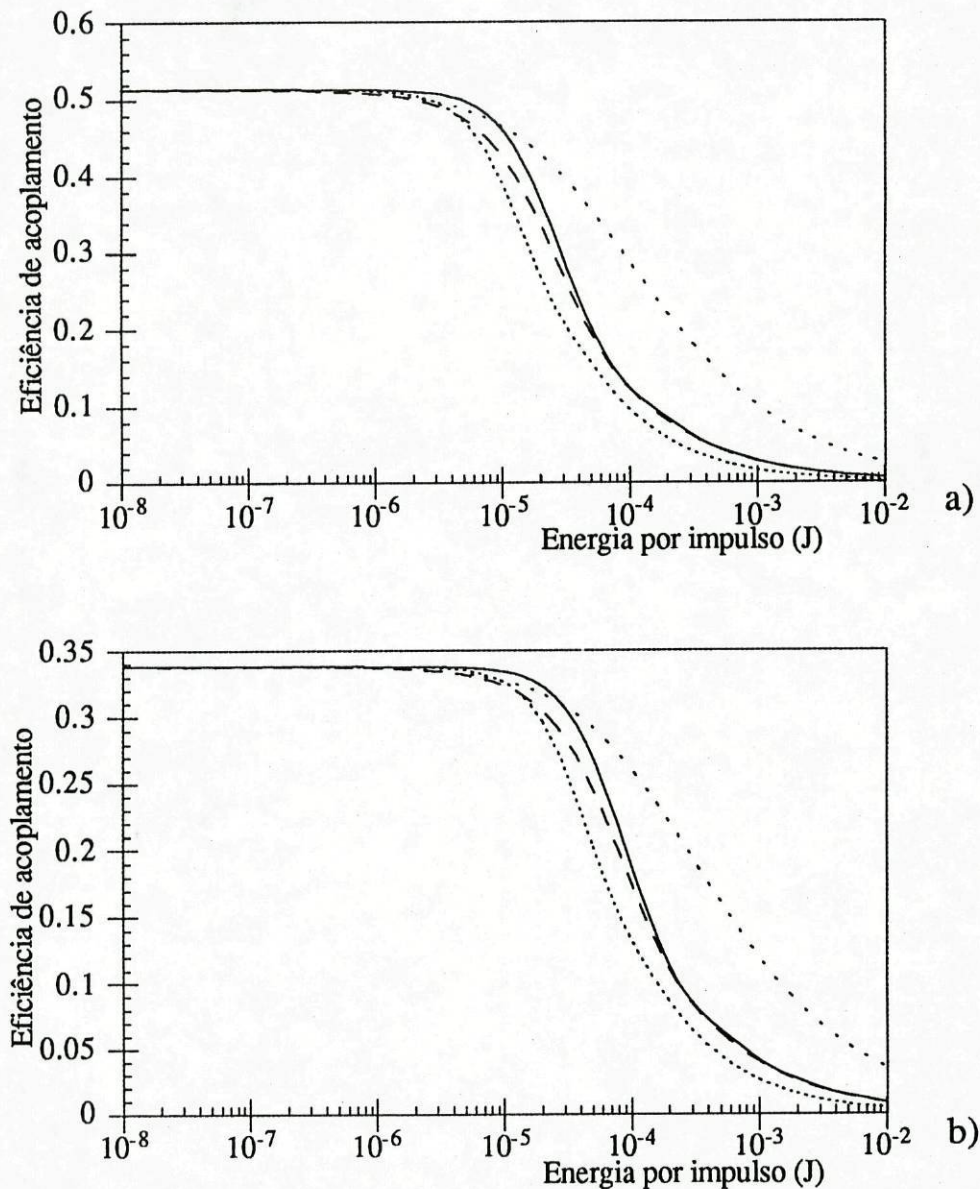
Foram utilizados vários valores para os coeficientes não-lineares, incluindo um caso de dispersão não-linear térmica (não-instantânea). Estes valores foram escolhidos de forma a obter-se o decréscimo da eficiência de acoplamento para valores semelhantes da energia.

Todos os gráficos exibem uma diminuição da eficiência com a excitação, embora os declives sejam diferentes conforme o mecanismo que domine o processo. Em particular, quando o factor dominante é a absorção de dois fótons, a eficiência diminui de uma forma mais lenta do que nos outros casos. Esta é uma das características que distinguem a absorção de dois fótons.

---

<sup>†</sup> A potência acoplada é proporcional ao quadrado do comprimento do segmento de recta que une a origem ao ponto de cada curva que corresponde ao bordo do acoplador ( $x=0$ ).

Na Fig. 13b estão representados os mesmos casos mas agora para modos TM. Neste caso os parâmetros óptimos no caso linear vão ser diferentes, bem assim como a eficiência linear, mas o aspecto geral das curvas vai-se manter semelhante.



**Fig. 13-** Eficiência de acoplamento para impulsos gaussianos no tempo e no espaço com o acoplador otimizado em regime linear. A duração dos impulsos é suposta de 100 ps. a) modos TE. b) modos TM. As curvas correspondem a: (—) Não-linearidade puramente dispersiva com  $n_{2,f} = 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ ; ( $\cdot\cdot\cdot$ ) não-linearidade absorciva pura com  $\beta_{2,f} = 1 \text{ cm/GW}$ ; (---) combinação das duas não-linearidades anteriores; (— · —) não-linearidade térmica com  $n_{2,f} = 2.3 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2/\text{W}$  e tempo de relaxação de 1  $\mu\text{s}$ .

A curva da eficiência de acoplamento varia de uma forma diferente com a energia quando introduzimos a saturação do índice de refracção. Na Fig. 14 utilizamos os valores de saturação

de  $\infty$ ,  $10^{-4}$ ,  $5 \cdot 10^{-5}$  e  $10^{-5}$  na Eq. (45) através da Eq. (49b), usando  $n_{2,f} = 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ . Na ausência de absorção de dois fótons (curvas a-d), a saturação do índice de refração impõe um limite ao processo de interferência, tornando-se a eficiência constante para energias elevadas. Se, no entanto, estiver também presente um processo absorcivo não-linear (TPA) (curvas e,f), o decaimento da eficiência vai continuar a estar presente apesar da ausência da variação não-linear da fase do vector de onda.

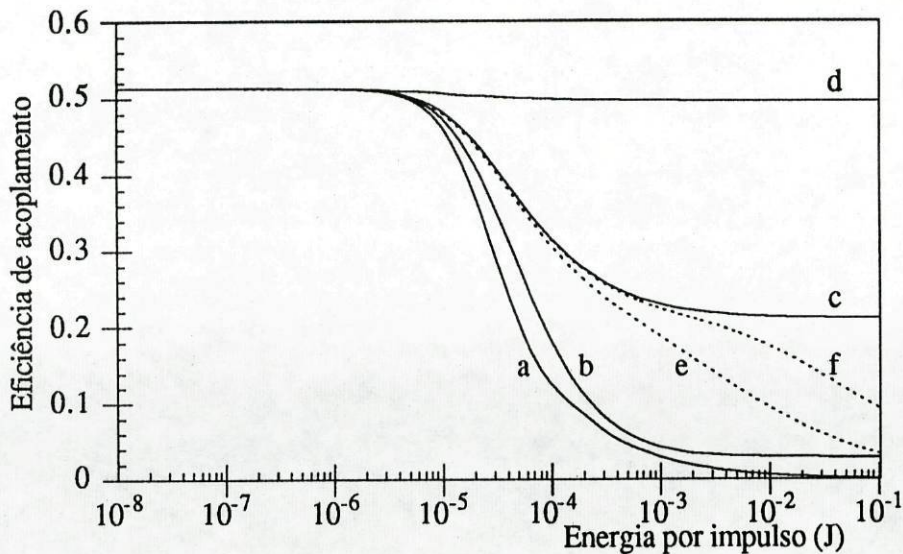


Fig. 14- Eficiência de acoplamento para impulsos gaussianos no tempo e no espaço, com o acoplador otimizado em regime linear. Não-linearidade dispersiva pura com  $n_{2,f} = 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ . Sem saturação da variação do índice de refração (curva a), saturação de  $10^{-4}$  (b), saturação de  $5 \cdot 10^{-5}$  (c), saturação de  $10^{-5}$  (d). As curvas (e) e (f) correspondem respectivamente a uma absorção de dois fótons no filme de 0.05 e 0.005 cm/GW com saturação da variação do índice de refração de  $5 \cdot 10^{-5}$ .

Pode obter-se mais informação sobre o mecanismo não-linear predominante no acoplador examinando o comportamento quando o afastamos do ângulo de acoplamento óptimo. Obviamente, este afastamento vai degradar a resposta linear do dispositivo, no entanto, se o sinal do desajuste angular ( $\Delta\theta$ ) for escolhido de forma a permitir uma compensação através da variação não-linear do vector de onda do campo guiado, pode obter-se uma maior eficiência para energias elevadas.

Na Fig. 15a analisamos este aspecto com  $n_{2,f}$  positivo, com o valor de  $10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ , na ausência de absorção de dois fótons. Pode ver-se que os afastamentos positivos são

compensados para energias mais altas, dado que o sistema é forçado, através da não-linearidade, para a ressonância às energias mais altas (curvas b,c,e,f). Pelo contrário se  $\Delta\theta$  for negativo (curva d), o sistema afasta-se ainda mais da ressonância com o aumento da energia, e observa-se a diminuição normal da eficiência com a energia.

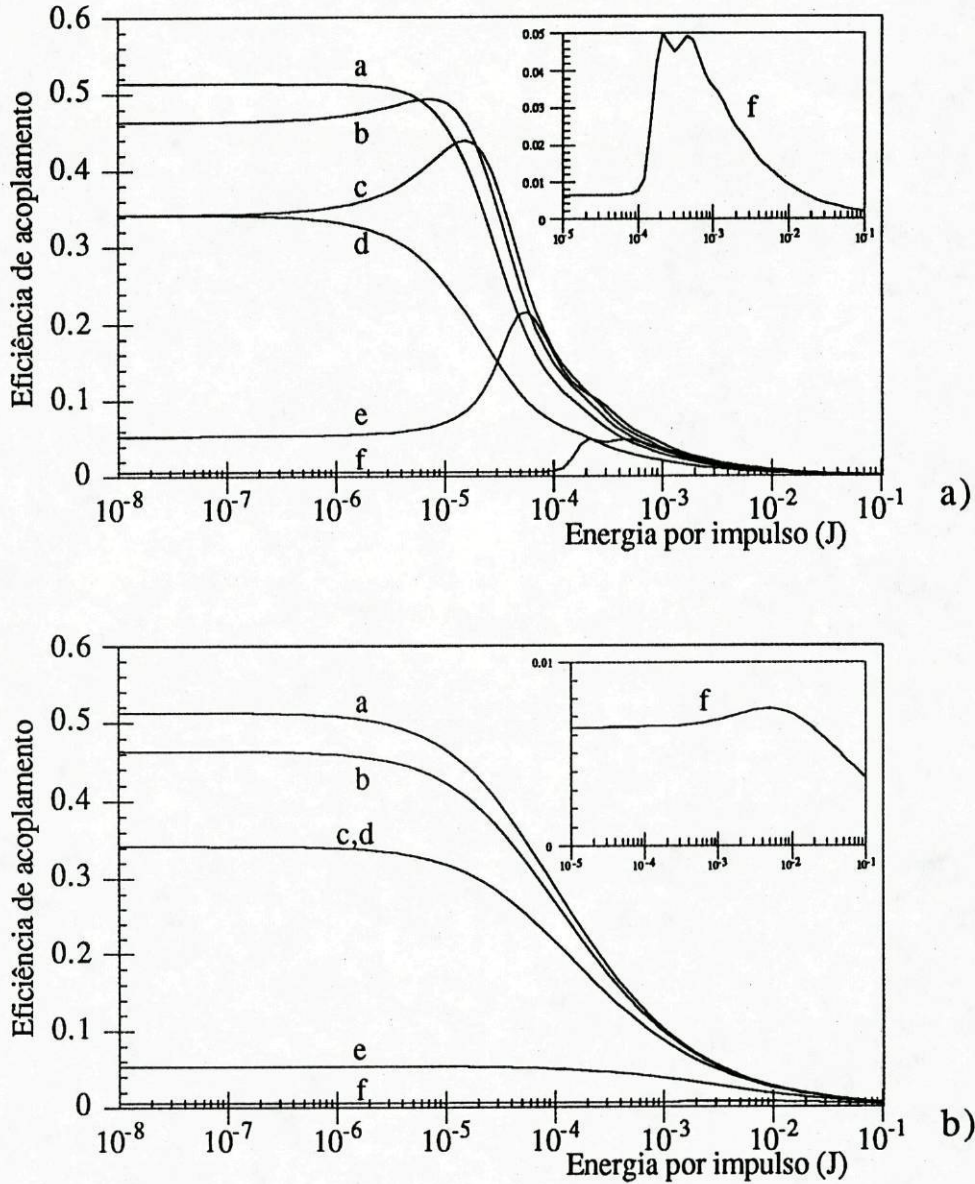


Fig. 15- Eficiência de acoplamento em função do afastamento do ângulo óptimo. a)  $n_{2,f} = 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ ,  $\beta_2 = 0$ . b)  $n_2 = 0$ ,  $\beta_{2,f} = 1 \text{ cm/GW}$ . Curva (a)-  $\Delta\theta=0$ . Curva (b)-  $\Delta\theta=0.001$ . Curva (c)-  $\Delta\theta=0.002$ . Curva (d)-  $\Delta\theta=-0.002$ . Curva (e)-  $\Delta\theta=0.005$ . Curva (f)-  $\Delta\theta=0.01$ .

Tal como esperado, as eficiências máximas destas curvas são menores do que no caso linear. Este facto é devido à natureza distribuída do processo de acoplamento e à não-uniformidade espacial no acordo de fase.

Quando o afastamento ( $\Delta\theta$ ) assume valores elevados, e tem sinal positivo, a curva da eficiência vs. energia torna-se muito distorcida com picos múltiplos (curva f).

Na Fig. 15b está repetido o mesmo estudo para o caso de  $n_2 = 0$  e  $\beta_{2,f} = 1$  cm/GW. É de notar que, com excepção de afastamentos muito elevados do ângulo de acoplamento óptimo, as curvas da eficiência vs. energia se comportam de forma semelhante ao caso em que esse afastamento é nulo, apenas com uma diminuição do valor inicial da eficiência.

O máximo que se nota na curva da eficiência vs. energia, na curva f, é muito pequeno e pouco significativo quando comparado com a variação da eficiência que se obtém com  $n_2 \neq 0$ .

Este comportamento distinto entre os casos correspondentes a  $n_2$  e a  $\beta_2$ , é importante para distinguir qual o mecanismo não-linear principal presente num dado acoplador por rede de difracção, e será analisado em parte posterior deste trabalho.

#### 3.7.4 Variação da eficiência de acoplamento com o ângulo de incidência

A diferença de comportamento entre os dois mecanismos não-lineares torna-se mais evidente se representarmos a eficiência de acoplamento em função do ângulo de incidência. Na Fig. 16 está representada a variação da eficiência para várias energias do impulso de entrada num caso dispersivo puro ( $n_{2,f} = 10^{-17}$  m<sup>2</sup>/W). Na Fig. 17 representamos a mesma variação com uma energia fixa (0.4 mJ) para vários tipos de não-linearidades.

Conforme se pode ver na Fig. 16, o pico da curva eficiência vs ângulo vai-se deslocando à medida que a energia aumenta, indicando que a eficiência máxima será obtida com um ligeiro afastamento do ângulo óptimo. Para energias bastante elevadas e  $\Delta\theta$  grande, as curvas deixam de ser suaves passando a ter picos múltiplos podendo-se cruzar mais de uma vez, dando origem às oscilações que se observam na Fig. 15a.

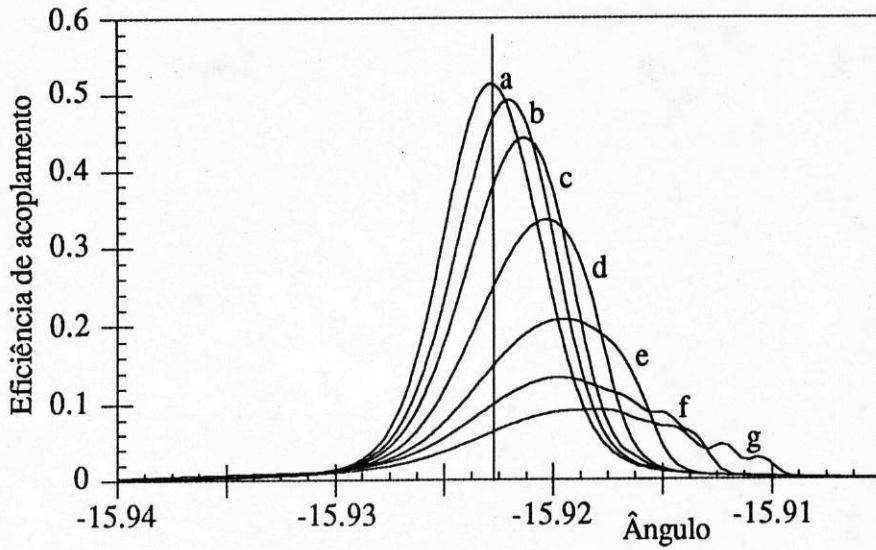


Fig. 16- Eficiência acoplada em função do ângulo de incidência, para um acoplador otimizado a baixa energia com  $n_{2,f}=10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\beta_{2,f}=0$ . a) Resposta linear, b) Energia por impulso de  $10^{-5} \text{ J}$ , c) Energia por impulso de  $2 \cdot 10^{-5} \text{ J}$ , d) Energia por impulso de  $4 \cdot 10^{-5} \text{ J}$ , e) Energia por impulso de  $8 \cdot 10^{-5} \text{ J}$ , f) Energia por impulso de  $1.6 \cdot 10^{-4} \text{ J}$ , g) Energia por impulso de  $3.2 \cdot 10^{-4} \text{ J}$ .

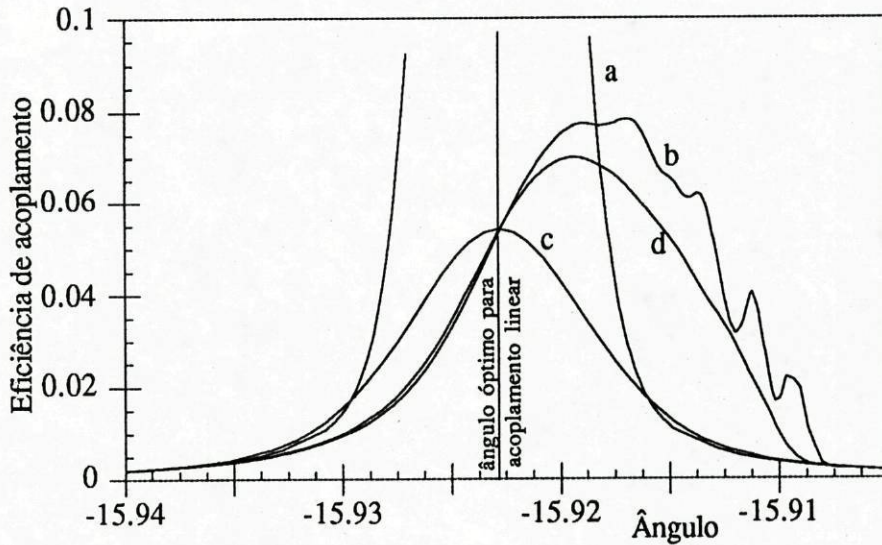


Fig. 17- Eficiência acoplada em função do ângulo de incidência, para um acoplador otimizado a baixa energia. a) Resposta linear, b) Não-linearidade dispersiva com  $n_{2,f}=10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ , c) Não-linearidade absorciva com  $\beta_{2,f}=8.2 \text{ cm/GW}$ , d) Não-linearidade mista com  $n_{2,f}=9 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\beta_{2,f}=2.5 \text{ cm/GW}$ . A energia de entrada é  $0.4 \text{ mJ}$  por impulso, e a eficiência de acoplamento no ângulo ótimo é de  $5.3\%$  em todos os casos.

A presença da absorção de dois fótons caracteriza-se pela atenuação das irregularidades da curva correspondente a  $n_2$  (Fig. 17 curvas b, d). No caso de  $\beta_2$  se apresentar só (curva c), a curva apresenta-se simétrica relativamente ao ângulo de acoplamento óptimo, notando-se para afastamentos muito grandes que a eficiência de acoplamento é maior que no caso linear (correspondente ao pequeno alto existente na curva f da Fig. 15b). Este valor maior da eficiência para um grande afastamento do ângulo óptimo, deve-se ao normal alargamento da curva de ressonância com a atenuação.

### 3.7.5 Variação da eficiência com a energia, para o guia fora do acoplamento óptimo e na presença de saturação e TPA

Comportamentos mais exóticos podem ser obtidos quando se combinam a saturação da variação do índice de refração e o afastamento do ângulo óptimo, conforme se pode ver na Fig. 18.

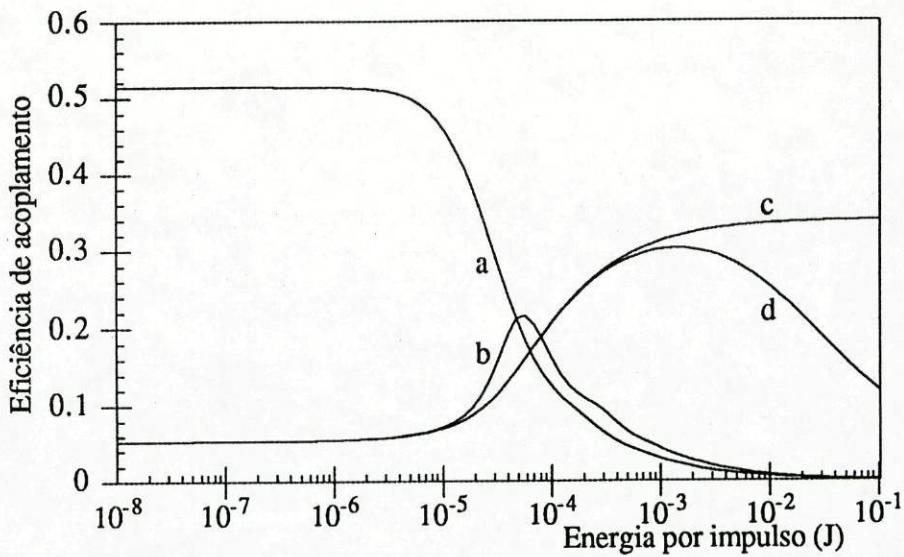


Fig. 18- Combinações de vários desajustes angulares, saturações da variação do índice de refração e absorção de dois fótons para  $n_2=10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ . a)  $\Delta\theta=0$ ,  $\Delta\beta_{\text{sat}}=0$ ,  $\beta_2=0$ . b)  $\Delta\theta=0.005$ ,  $\Delta\beta_{\text{sat}}=0$ ,  $\beta_2=0$ . c)  $\Delta\theta=0.005$ ,  $\Delta\beta_{\text{sat}}=5 \cdot 10^{-5}$ ,  $\beta_2=0$ . d)  $\Delta\theta=0.005$ ,  $\Delta\beta_{\text{sat}}=5 \cdot 10^{-5}$ ,  $\beta_{2,f}=5 \cdot 10^{-14}$ .

As curvas a e b desta figura correspondem aos casos já estudados de não-linearidade tipo Kerr electrónica, respectivamente sem e com afastamento do ângulo óptimo de acoplamento. Com a presença da saturação da variação de índice de refração, a curva tenderá para um valor

constante com o aumento da energia dos impulsos. Isto deve-se à saturação do índice ao longo do acoplador. Esta situação é equivalente a tornar linear o acoplador com um índice de refracção diferente do original.

No caso desta saturação da variação do vector de onda se verificar para energias correspondentes ao pico da curva b, vamos obter um patamar com eficiência superior à conseguida no caso linear para energias elevadas (curva c).

Introduzindo agora a absorção de dois fotões neste modelo vamos obter uma diminuição subsequente na eficiência (curva d).

### 3.7.6 Variação da potência acoplada ao longo da duração do impulso

A análise do acoplador também pode ser feita no domínio dos tempos examinando a envolvente temporal dos impulsos.

Na Fig. 19 podemos comparar o perfil temporal, em intensidade, do campo guiado no bordo do acoplador, com o do impulso incidente (curva a), para os casos  $n_{2,f} = 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  (curva b),  $\beta_2 = 8.2 \text{ cm/GW}$  (curva c),  $n_{2,f} = 9 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\beta_2 = 2.5 \text{ cm/GW}$  (curva d), e caso não-instantâneo com  $n_{2,f} = 2.3 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\tau = 1 \text{ }\mu\text{s}$  (curva e).

A energia do impulso incidente corresponde a 0.4 mJ. Os coeficientes não-lineares foram escolhidos de forma a que, para esta energia, a eficiência de acoplamento seja a mesma em todos os casos.

Com excepção do caso não-instantâneo, todas as curvas são distorcidas simetricamente em relação ao impulso incidente, tal como seria de esperar para uma resposta instantânea.

No caso não-linear dispersivo puro (curva b), o efeito de interferência dá origem à formação de picos nas regiões laterais do impulso alargado, enquanto um efeito puramente absorcivo (curva c) apenas alarga o impulso incidente atenuando o seu pico.

Quando estão presentes simultaneamente os dois tipos de não-linearidades (curva d), a absorção de dois fotões vai suavizar o efeito de interferência dando origem a uma curva menos irregular.

A simetria perde-se quando as variações do vector de onda podem ser acumuladas durante a duração do impulso (curva e), sendo de esperar a formação de picos múltiplos no impulso<sup>[70]</sup>, tendo sido este fenómeno observado experimentalmente<sup>[71-73]</sup>.

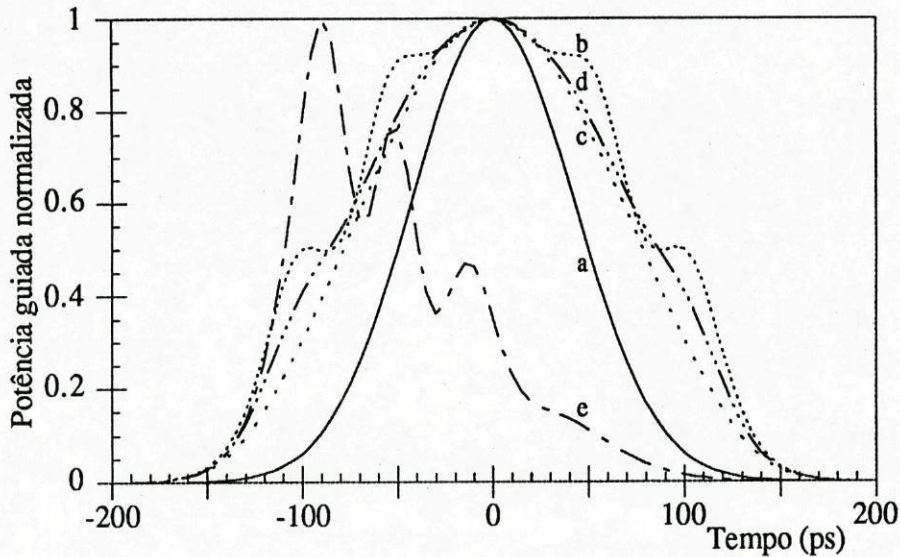


Fig. 19- Potência guiada normalizada no extremo do acoplador em função do tempo, para um acoplador optimizado a baixa energia. a) Impulso gaussiano incidente, b) Não-linearidade dispersiva com  $n_{2,f}=10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ , c) Não-linearidade absorciva com  $\beta_{2,f}=8.2 \text{ cm/GW}$ , d) Não-linearidade mista com  $n_{2,f}=9 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\beta_{2,f}=2.5 \text{ cm/GW}$ , e) Não-linearidade dispersiva não-instantânea com  $n_{2,f}=2.3 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\tau=1 \mu\text{s}$ . A energia de entrada é 0.4 mJ por impulso, e a eficiência de acoplamento é de 5.3% em todos os casos.

O afastamento do ângulo óptimo de acoplamento também afecta o perfil temporal do impulso acoplado, obtendo-se efeitos semelhantes.

No caso do afastamento do ângulo óptimo ser compensado pela variação não-linear do vector de onda, podemos obter um impulso com perfil suave e com uma duração inferior à do impulso incidente. Na Fig. 20 demonstramos o potencial do acoplador não-linear por rede de difracção na compressão temporal do impulso incidente.

No caso apresentado o impulso acoplado é cerca de 30% mais curto do que o impulso incidente. É de notar que as energias dos impulsos incidentes são uma ordem de grandeza inferiores ao caso da Fig. 19, já que seria indesejável a distorção do perfil temporal dos impulsos na sua compressão.

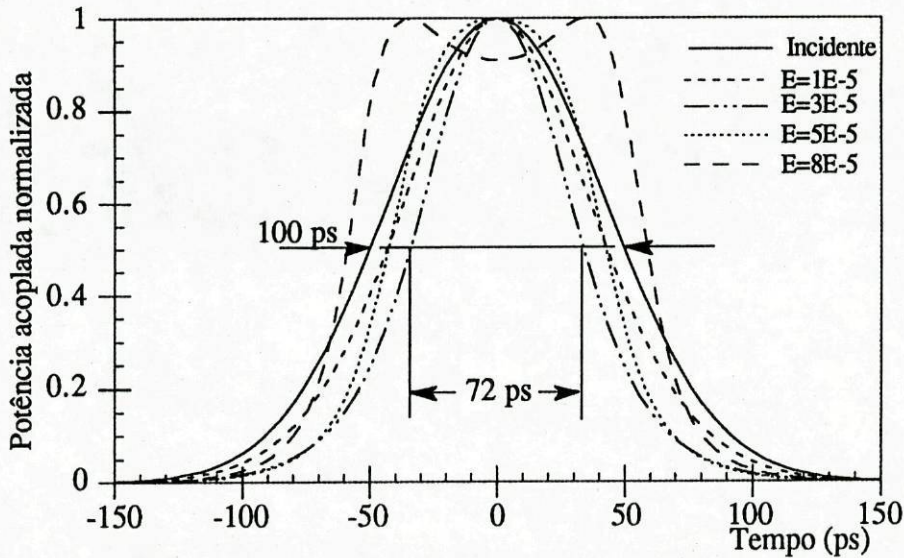


Fig. 20- Compressão de impulsos através de um acoplador por rede de difracção fora do ângulo óptimo. Com  $\Delta\theta=0.005$ ,  $n_2r=10^{-17}$  m<sup>2</sup>/W, e energias por pulso de 10, 30, 50, e 80  $\mu$ J.

### 3.8 Conclusões

Neste capítulo examinamos em detalhe o acoplamento por rede de difracção de um impulso luminoso, gaussiano no espaço e no tempo, a um guia de onda planar que contém um material caracterizado por uma não-linearidade óptica de terceira ordem.

Este estudo analítico, desenvolvido com base na teoria de modos acoplados, inclui efeitos não-lineares absorcivos e dispersivos com, ou sem, saturação da variação do índice de refracção.

Foram ainda realizadas simulações numéricas que permitem contribuir para a caracterização de materiais com propriedades ópticas não-lineares.

Focámos, em particular, as diferentes manifestações provocadas pelas não-linearidades do tipo Kerr (térmico e electrónico) e absorção de dois fótons, tendo interpretado os respectivos papéis no processo de acoplamento.

Todos os mecanismos não-lineares estudados dão origem a uma diminuição da eficiência de acoplamento, em relação ao valor máximo conseguido em regime linear, com o aumento de

energia. A absorção de dois fótons, ao contrário da não-linearidade do tipo Kerr, não introduz alterações no ângulo de ressonância do sistema, nem introduz efeitos de interferência na região de acoplamento.

O exame da diminuição da eficiência de acoplamento com a energia do impulso, juntamente com medidas da resposta angular com energias de entrada diferentes, devem permitir ao investigador estabelecer qual o mecanismo não-linear dominante na interação. Uma análise no domínio dos tempos, quando possível, constitui outra fonte importante de informação, particularmente se estiverem envolvidos efeitos não-instantâneos, como, frequentemente, poderá ser a situação.

## 4- Técnicas e Resultados Experimentais

### 4.1 Introdução

Diversas medidas foram realizadas para a caracterização experimental de acoplamento por rede de difracção a guias de onda não-lineares. Utilizámos guias de onda orgânicos que estavam disponíveis<sup>†</sup>, com o objectivo inicial de caracterização do  $\chi^{(3)}$ , através da técnica de geração do terceiro harmónico óptico (THG)<sup>[74]</sup>.

A relevância destes estudos prende-se com a aplicabilidade destes polímeros a comutadores ópticos de muito elevada velocidade.

Esta conjuntura forneceu-nos um mecanismo independente de aferição dos resultados obtidos, por comparação com as medidas independentes de THG.

### 4.2 Materiais utilizados

Os guias de onda não-lineares orgânicos que investigámos foram fornecidos já devidamente preparados<sup>††</sup>.

Os filmes orgânicos encontravam-se depositados sobre substratos de sílica fundida. Nestes estavam gravadas duas redes de difracção para acoplamento.

Estes materiais orgânicos consistiam em polímeros DANx com x=B ou S e de uma a duas pontes de carbono tal como indicado na Fig. 21.

Os polímeros continham várias cadeias laterais, tais como para-nitrobenzeno (DANB, guia de onda Z5), dimetilamino-nitro-stilbeno (DANS, guias N13 e Z6), dimetilamino-nitro-butadieno (DANS n=2, guia Z10).

---

<sup>†</sup> No âmbito de um programa de colaboração entre os AKZO Research Laboratories Arnhem, Arnhem, Holanda e o Optical Sciences Center, Univ. of Arizona, Tucson, U.S.A..

<sup>††</sup> A preparação dos guias está descrita sucintamente no Apêndice D.

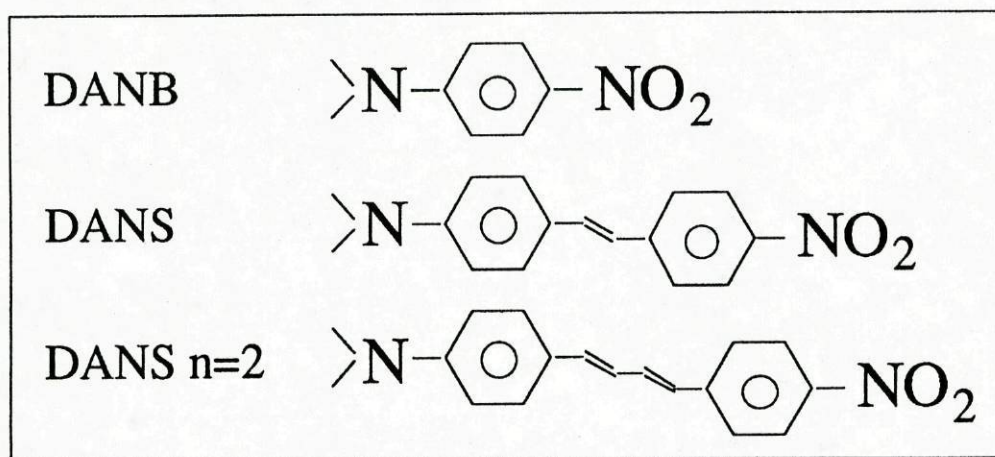


Fig. 21- Estrutura da cadeia molecular dos polímeros investigados.

Os guias foram caracterizados, por técnicas bem conhecidas, de forma a determinar os índices de refração, e espessura dos filmes, bem como as perdas de transmissão e espectro de absorção.

Os detalhes desta caracterização estão indicados no Apêndice D. Os resultados desta caracterização estão sumariados na Tabela 1.

Tabela 1

Guia de onda	Espessura do filme ( $\mu\text{m}$ )	Índices de refração TE (TM)		Número de modos (TE)		Picos de absorção (nm)	Perdas @1.064 $\mu\text{m}$ (dB/cm)
		.633 $\mu\text{m}$	1.064 $\mu\text{m}$	.633 $\mu\text{m}$	1.064 $\mu\text{m}$		
N11	1.08	1.619	1.584 (1.588)	3	1	370	10 $\pm$ 1
N13	1.04	1.695	1.624 (1.616)	3	1	430	9 $\pm$ 3
Z5	1.01	1.599	1.568 (1.568)	2	1	392	13.5 $\pm$ 1
Z6	1.28	1.690	1.623 (1.618)	4	2	430	12 $\pm$ 1
Z10	0.56	1.690	1.645 (1.647)	2	1	442	17 $\pm$ 1.5

As perdas de propagação são bastante elevadas devido a espalhamento superficial. É de notar que devido à quantidade limitada disponível dos compostos, não tinha sido possível otimizar previamente os processos de dissolução e centrifugação.

### 4.3 Dispositivo experimental

O dispositivo experimental utilizado está esquematizado na Fig. 22, e está descrito em pormenor no Apêndice E.

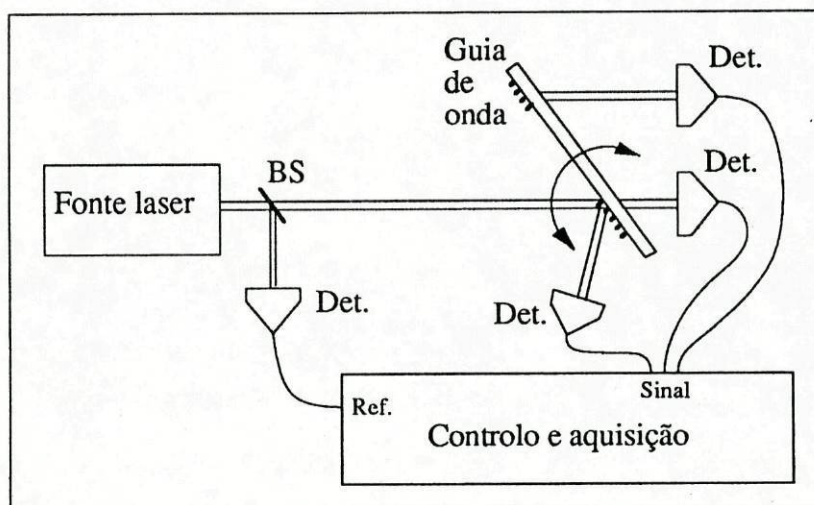


Fig. 22- Esquema do dispositivo experimental utilizado.

A fonte laser utilizada na experiência tinha as seguintes características: comprimento de onda  $\lambda=1.064\mu\text{m}$ , duração do impulsos 30 ps, frequência de repetição 10 Hz, e energia por impulso variável até 100 mJ.

O feixe laser encontrava-se colimado na zona em que estavam colocadas as amostras. O seu diâmetro (FWHM em intensidade) era de 3.5 mm para as amostras N11 e N13, e de 4.7 mm para as restantes amostras.

A posição da amostra era ajustada, com energias de entrada muito baixas, de forma a obter-se a máxima eficiência de acoplamento linear.

#### 4.4 Medidas experimentais

Com esta configuração experimental foram realizados dois tipos de medidas:

Numa primeira fase foi medida a energia retirada do guia de onda através da segunda rede de difracção, enquanto se variava a energia dos impulsos incidentes.

Com esta configuração, além da diminuição não-linear da eficiência com a energia, temos ainda que considerar o efeito da atenuação, linear e não-linear, no guia, até à segunda rede de difracção, bem como da divisão da energia ( $\approx 50\%$ ) entre o substrato e o revestimento na segunda rede de difracção.

Numa segunda fase medimos a eficiência de acoplamento em função do ângulo de incidência. Para tal registámos a energia transmitida através do substrato e reflectida no guia de onda, enquanto rodávamos o guia de onda.

No Apêndice E encontra-se uma descrição mais detalhada destas técnicas.

##### 4.4.1 Medidas de eficiência vs. energia

Para estas medidas optimizámos o acoplamento a baixas energias (regime linear) ajustando a posição e o ângulo do guia de onda relativamente ao feixe laser.

As eficiências de acoplamento, estimadas pela medida das energias reflectida e transmitida no ponto de incidência no guia, situavam-se entre 6 e 17%. Estas eficiências baixas devem-se a termos utilizado um diâmetro do feixe bastante superior ao diâmetro óptimo. Esta não-optimização permitia-nos maiores tolerâncias de alinhamento do sistema sem sacrificar a precisão das medidas.

Nas Figs. 23 - 27 estão representados os gráficos das medidas da eficiência em função da energia dos impulsos para os vários guias de onda.

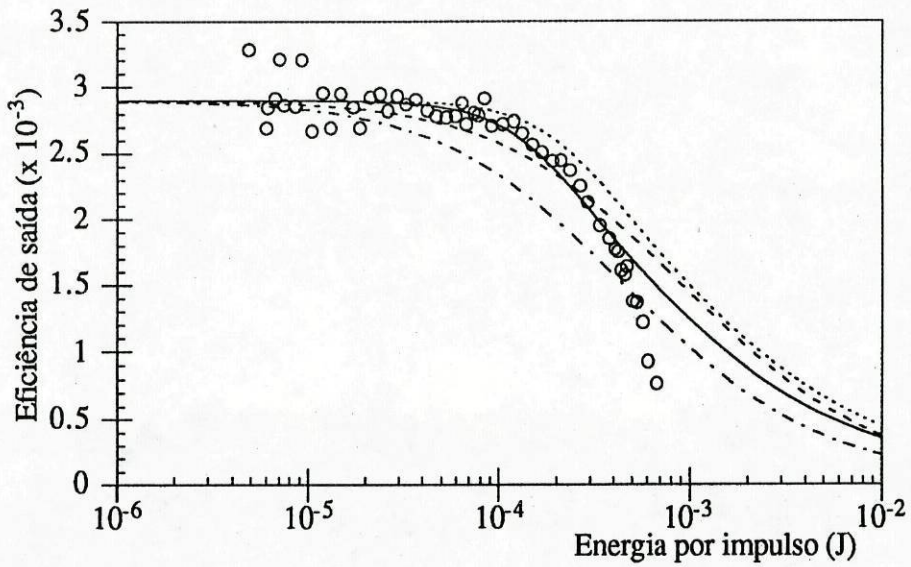


Fig .23- Guia de onda N11. Pontos experimentais (o) e curvas teóricas com: (.....)  $n_{2,f} = 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\beta_2 = 0$ , (—)  $n_{2,f} = 1.5 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\beta_2 = 0$ , (- - -)  $n_2 = 0$  e  $\beta_{2,f} = 0.05 \text{ cm/GW}$ , (- · -)  $n_2 = 0$  e  $\beta_{2,f} = 0.1 \text{ cm/GW}$ .

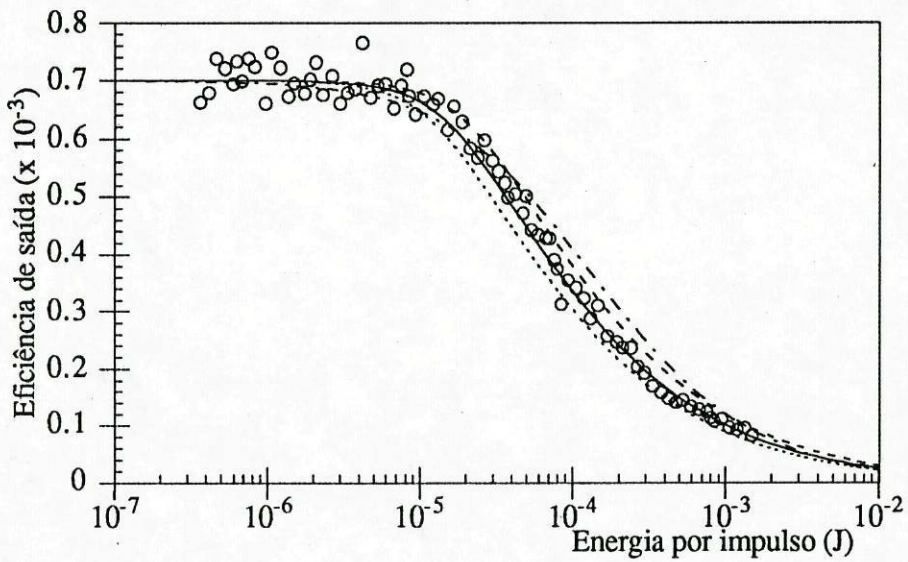


Fig. 24- Guia de onda N13. Pontos experimentais (o) e curvas teóricas com: (- - -)  $n_{2,f} = 1.5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\beta_2 = 0$ , (—)  $n_{2,f} = 2 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\beta_2 = 0$ , (.....)  $n_{2,f} = 2.5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\beta_2 = 0$ , (- · -)  $n_2 = 0$  e  $\beta_{2,f} = 0.5 \text{ cm/GW}$ .

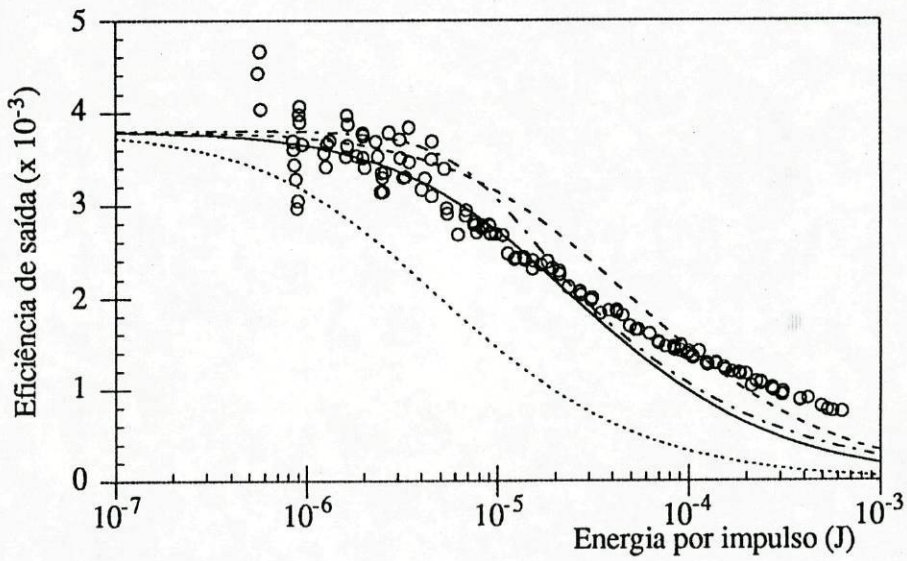


Fig. 25- Guia de onda Z5. Pontos experimentais (o) e curvas teóricas com: (- - -)  $n_2 = 0$  e  $\beta_{2,f} = 0.5$  cm/GW, (—)  $n_2 = 0$  e  $\beta_{2,f} = 1$  cm/GW, (.....)  $n_2 = 0$  e  $\beta_{2,f} = 5$  cm/GW, (- · -)  $n_2 = 2.5 \cdot 10^{-17}$  m<sup>2</sup>/W e  $\beta_2 = 0$ .

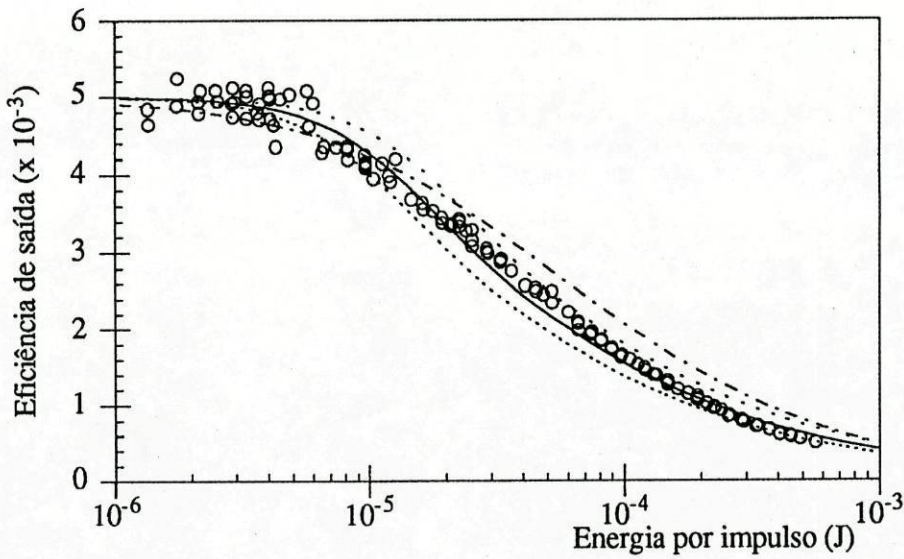


Fig. 26- Guia de onda Z6. Pontos experimentais (o) e curvas teóricas com: (- - -)  $n_{2,f} = 1.5 \cdot 10^{-17}$  m<sup>2</sup>/W e  $\beta_2 = 0$ , (—)  $n_{2,f} = 2 \cdot 10^{-17}$  m<sup>2</sup>/W e  $\beta_2 = 0$ , (.....)  $n_{2,f} = 2.5 \cdot 10^{-17}$  m<sup>2</sup>/W e  $\beta_2 = 0$ , (- · -)  $n_2 = 0$  e  $\beta_{2,f} = 0.5$  cm/GW.

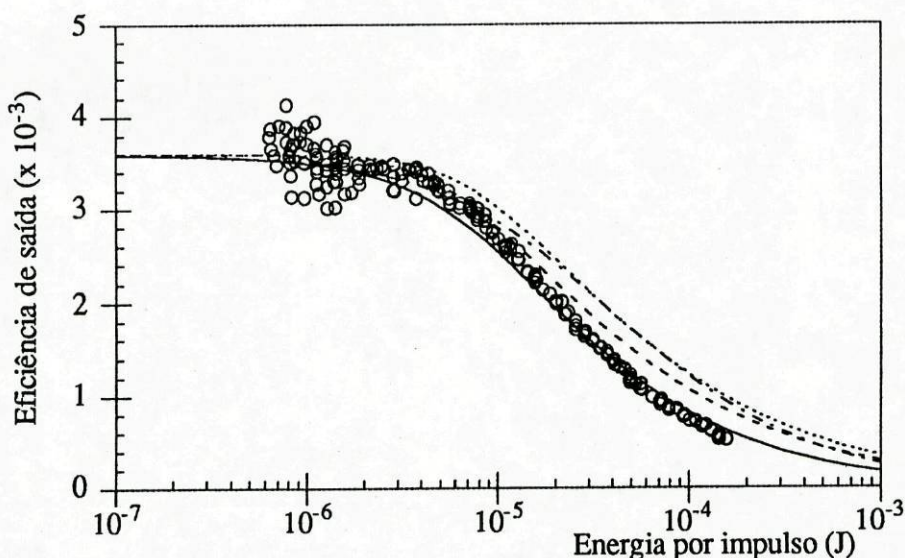


Fig. 27- Guia de onda Z10. Pontos experimentais (o) e curvas teóricas com: (....)  $n_{2,f} = 3 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\beta_2 = 0$ , (- · -)  $n_{2,f} = 4 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\beta_2 = 0$ , (—)  $n_{2,f} = 3 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  e  $\beta_{2,f} = 0.5 \text{ cm/GW}$ , (- · · -)  $n_2 = 0$  e  $\beta_{2,f} = 0.5 \text{ cm/GW}$ .

Todas as amostras apresentavam uma elevada resistência a danificação óptica, pois a potência óptica no interior do guia ultrapassava 1 GW sem se notar danificação nos guias.

Para verificar a natureza não térmica dos efeitos observados, estimamos numéricamente o comportamento de um guia de onda dominado por uma não-linearidade térmica utilizando parâmetros típicos de polímeros<sup>[52]</sup> e uma absorção de 10 dB/cm.

Com estes valores obtivemos  $n_2/\tau \approx 2.3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{J}$ ; por simulação numérica verificámos que seria necessário que este valor fosse duas ordens de grandeza maior para que se verificasse uma diminuição da eficiência com energias de entrada semelhantes às registadas experimentalmente.

Como não temos nenhuma razão para assumir que o comportamento térmico dos polímeros investigados seja muito diferente do de polímeros equivalentes citados na literatura, concluímos que os fenómenos observados são de origem electrónica.

Para a amostra N11 (DAN B), e devido ao baixo valor da não-linearidade, não foi possível avaliar com precisão o mecanismo predominante. Atingiu-se o limiar de dano com energias correspondentes ao início da diminuição da eficiência por efeito não-linear.

Apenas podemos estimar que  $\beta_{2,f}$  será inferior a 0.05 cm/GW, e  $n_{2,f}$  será inferior a  $1.5 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ , e que o limiar de dano situar-se-á por volta de 9 GW/cm<sup>2</sup>.

#### 4.4.2 Medidas de eficiência vs. ângulo

Nas Figs. 28-33 estão representados os gráficos das medidas de eficiência em função do ângulo de incidência para os três últimos guias de onda, e as respectivas curvas teóricas obtidas utilizando os valores das não-linearidades extraídos das medidas de eficiência em função da energia dos impulsos.

Conforme se pode ver nas figuras, o erro experimental neste tipo de medida era muito elevado. No Apêndice E indicamos as razões para esta flutuação nos valores medidos. Apesar de tudo estes dados permitem extrair alguma informação sobre o valor das não-linearidades destes materiais.

Devido à danificação óptica das amostras N11 e N13, durante as medidas pela técnica independente de geração do terceiro harmónico óptico, não nos foi possível realizar medidas angulares com estas amostras.

Em todas as amostras o pico de acoplamento desloca-se para ângulos maiores ( $\Delta\theta > 0$ ) com o aumento da energia. Este deslocamento mostra que  $n_{2,f}$  é positivo nos três casos apresentados.

Na amostra Z5, que era dominada por uma não-linearidade absorciva, conseguimos estimar a não-linearidade dispersiva através desta variação do pico da curva da eficiência com a energia dos impulsos, obtendo-se  $n_{2,f} \approx 2 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ .

Na amostra Z6 o deslocamento experimental entre as curvas linear e com energia de 350  $\mu\text{J}$ , foi de 0.018°. Este valor é comparável com 0.0195° obtido por simulação numérica utilizando  $n_{2,f} = 2 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ .

Na amostra Z10 o deslocamento experimental entre as curvas linear e com energia de 500  $\mu\text{J}$ , foi de 0.037°. Este valor é comparável com 0.035° obtido teóricamente com  $n_{2,f} = 3 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ .

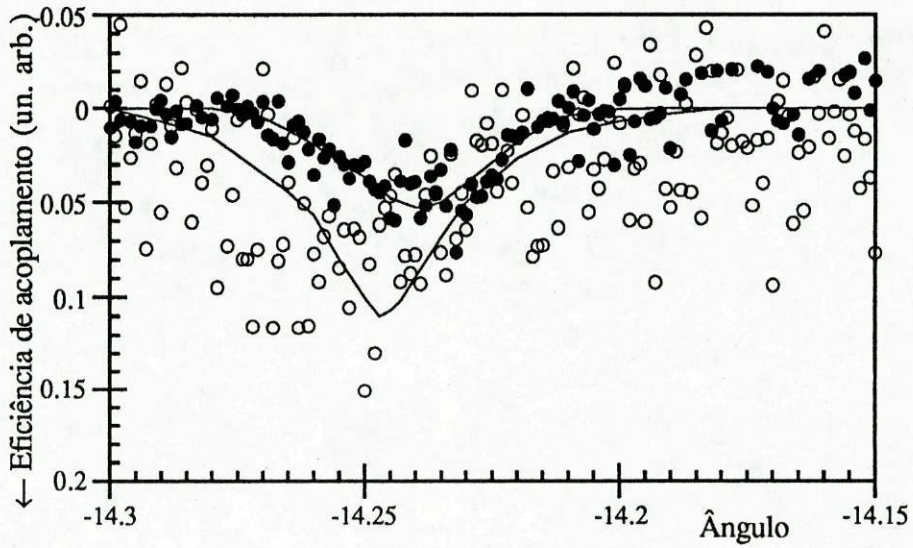


Fig. 28- Guia de onda Z5. Resultados experimentais da eficiência de acoplamento em função do ângulo de incidência, para impulsos com energias de 5  $\mu\text{J}$  (o), e 350  $\mu\text{J}$  (•). As curvas indicadas são apenas auxiliares para facilitar a observação, e não têm qualquer significado físico.

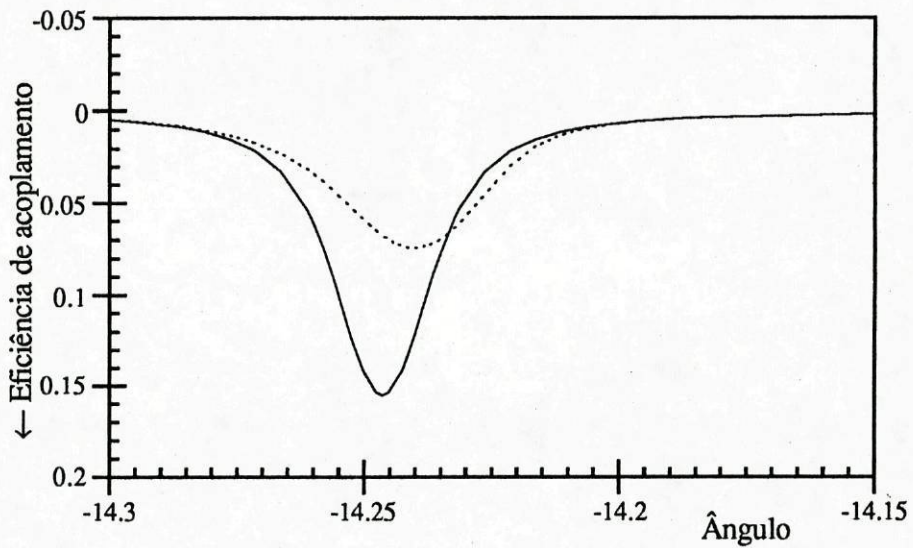


Fig. 29- Curvas teóricas da eficiência de acoplamento em função do ângulo de incidência para o guia de onda Z5. (—) Regime linear; (.....)  $n_{2,f} = 2 \cdot 10^{-18} \text{m}^2/\text{W}$  e energia de 350  $\mu\text{J}$ .

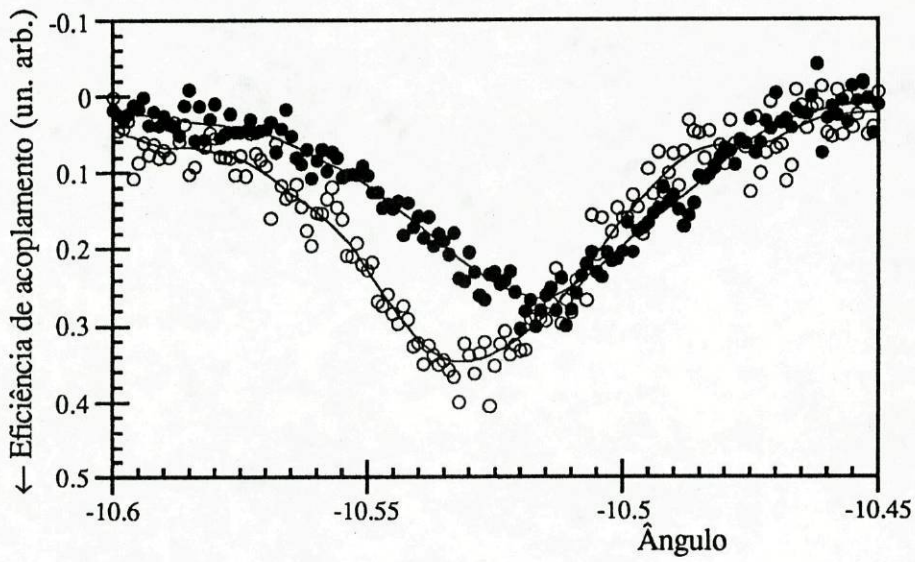


Fig. 30- Guia de onda Z6. Resultados experimentais da eficiência de acoplamento em função do ângulo de incidência, para impulsos com energias de  $5 \mu\text{J}$  (o), e  $350 \mu\text{J}$  (•). As curvas indicadas são apenas auxiliares para facilitar a observação, e não têm qualquer significado físico.

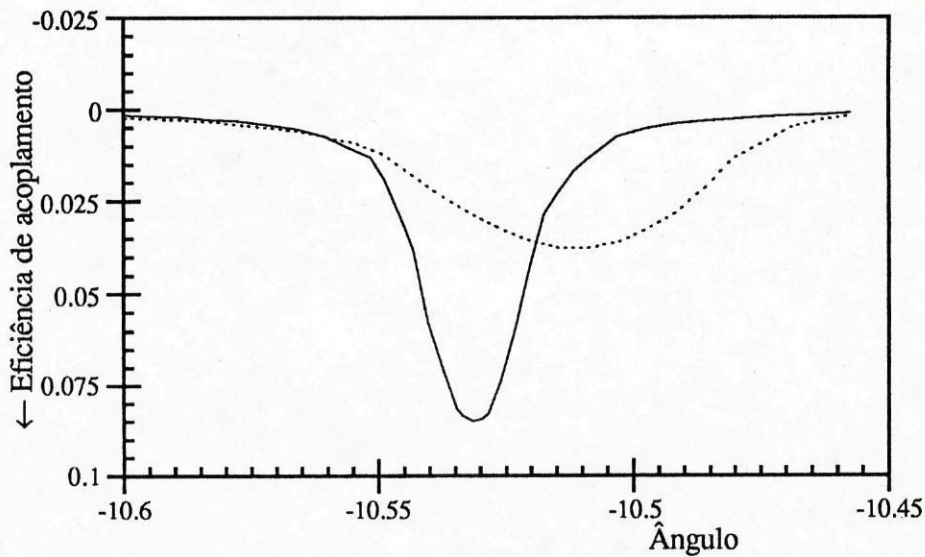


Fig. 31- Curvas teóricas da eficiência de acoplamento em função do ângulo de incidência para o guia de onda Z6. (—) Regime linear ( $\times 1/2$ ); (.....)  $n_{2,f} = 2 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  e energia de  $350 \mu\text{J}$ .

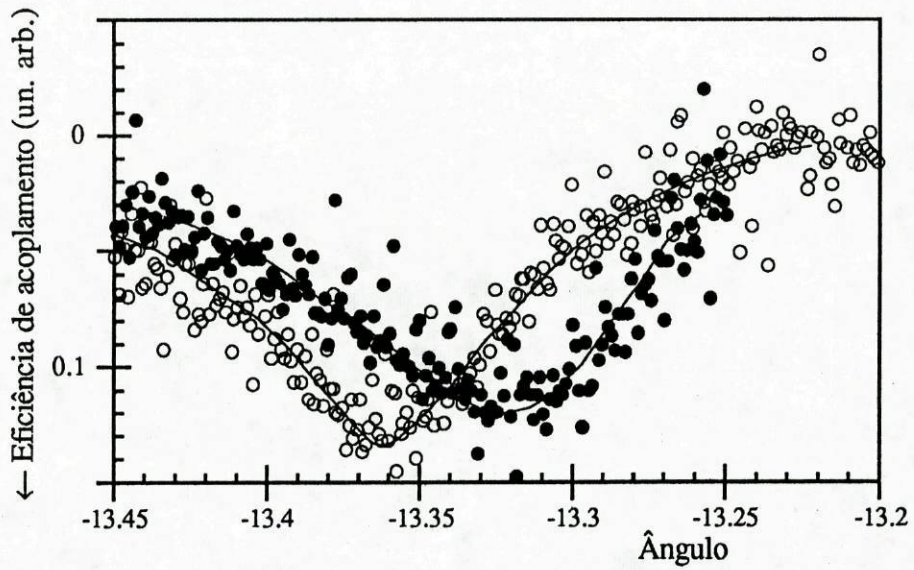


Fig. 32- Guia de onda Z10. Resultados experimentais da eficiência de acoplamento em função do ângulo de incidência, para impulsos com energias de 1 μJ (o), e 0.5 mJ (•). As curvas indicadas são apenas auxiliares para facilitar a observação, e não têm qualquer significado físico.

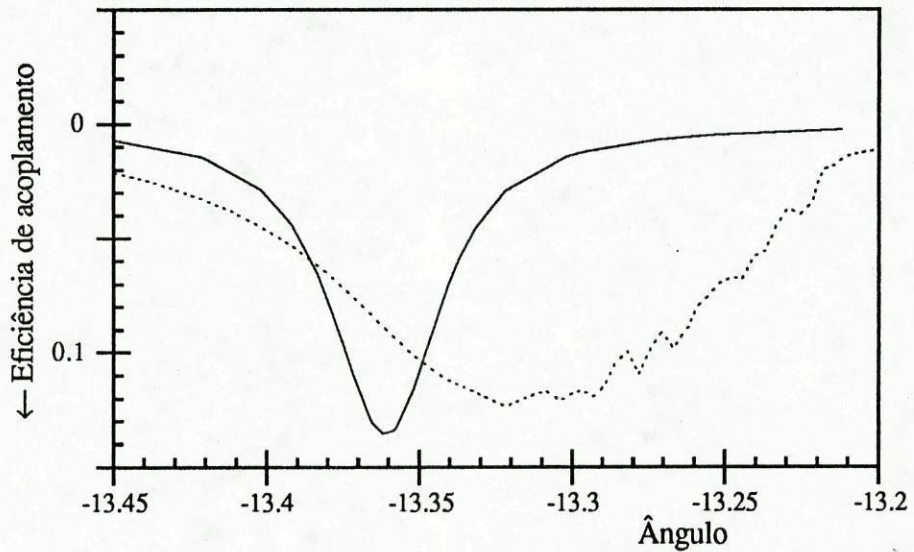


Fig. 33- Curvas teóricas da eficiência de acoplamento em função do ângulo de incidência para o guia de onda Z5. (—) Regime linear; (.....)  $n_{2,f} = 3 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  e energia de 0.5 mJ (x 4).

#### 4.5 Conclusões

Os resultados das medidas efectuadas estão sumariados na Tabela 2. Nesta tabela indicamos, para comparação, os valores obtidos, nas mesmas amostras, por geração do terceiro harmónico óptico (THG)<sup>[74]</sup>.

Tabela 2

Amostra	$n_2 \times 10^{-17}$ (m <sup>2</sup> /W)	$\beta_2$ (cm/GW)	$n_2$ (x10 <sup>-17</sup> m <sup>2</sup> /W) (THG) @1.904 $\mu$ m (@1.579 $\mu$ m)	$\beta_2$ (cm/GW) (THG) @1.904 $\mu$ m (@1.579 $\mu$ m)
N11	<0.15	<0.05		
N13	2 $\pm$ 0.5	<0.5		
Z5	0.2 $\pm$ 0.1	1 $\pm$ 0.5	0.11 (.08)	0.59 (1.9)
Z6	2 $\pm$ 0.5	<0.5	0.95 (1.7)	
Z10	3 $\pm$ 0.5	<0.5	1.24 (2.3)	

Conforme se pode ver pela tabela estes valores apresentam uma boa correspondência com os obtidos por THG. A comparação em valor absoluto torna-se um pouco difícil pois os dois valores medidos correspondem a elementos diferentes do tensor susceptibilidade. Na geração do terceiro harmónico óptico obtemos o elemento  $\chi^{(3)}(-3\omega; \omega, \omega, \omega)$ , enquanto que no acoplamento por rede de difracção o elemento importante é  $\chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega)$ .

Por outro lado não nos é possível comparar medidas com o mesmo comprimento de onda pois o  $\chi^{(3)}$  obtido por THG a 1.064 $\mu$ m é ressonante no ultra violeta<sup>†</sup>.

Em resumo, foram realizadas medidas de acoplamento não-linear por rede de difracção numa nova família de polímeros tipo DANx sob a forma de guias de onda planares. Os resultados experimentais obtidos mostram não-linearidades, de origem electrónica, com valores elevados.

<sup>†</sup> O terceiro harmónico da radiação a 1.064  $\mu$ m (355 nm) coincide com um pico de absorção no ultra-violeta. Os valores obtidos para  $n_2$  por THG a 1.064 $\mu$ m são para as amostras Z5, Z6, e Z10, respectivamente 0.45, 4.9, e 3.0 (x 10<sup>-17</sup> m<sup>2</sup>/W).

Os resultados apresentam uma boa concordância com as medidas independentes realizadas por geração de terceiro harmónico óptico<sup>[74]</sup>, e demonstram as potencialidades destes materiais para aplicações em óptica integrada não-linear.

Os valores obtidos para  $n_2$ , são comparáveis com os cotados para os melhores polímeros não-lineares, tais como poli-4BCMU, e PMMA-MNA, fora de ressonância.

A medida do coeficiente de absorção de dois fótons é, tanto quanto temos conhecimento, a primeira medida deste coeficiente em guias de onda planares.

## 5- Conclusão

### 5.1 Conclusão do trabalho

O trabalho realizado e aqui apresentado insere-se na área de acoplamento não-linear, por meio de rede de difracção, entre campos electromagnéticos e guias de onda ópticos.

Sob o ponto de vista teórico, examinámos em detalhe o acoplamento, por rede de difracção, de um impulso laser, gaussiano no espaço e no tempo, a um guia de onda planar que contém um material caracterizado por uma não-linearidade óptica de terceira ordem. O estudo numérico, desenvolvido com base na teoria de modos acoplados, inclui efeitos absorcivos e dispersivos com, ou sem, saturação da variação do índice de refração. Este estudo numérico tem a intenção de contribuir directamente para a caracterização de materiais com propriedades ópticas não-lineares.

Focámos, em particular, as diferentes manifestações provocadas pelas não-linearidades do tipo Kerr e absorção de dois fotões, interpretando os papéis respectivos no processo de acoplamento.

Mais especificamente, a contribuição original introduzida pelo nosso trabalho nesta área foi a extensão do estudo teórico do acoplamento por rede de difracção a guias de onda não-lineares, a feixes gaussianos no espaço e no tempo, bem como a inclusão de saturação da não-linearidade e absorção de dois fotões.

Do ponto de vista experimental demonstrámos a exequibilidade desta técnica para medida dos coeficientes não-lineares dos meios constituintes dos guias de onda.

Realizámos a primeira medida do coeficiente de absorção de dois fotões em guias de onda planares.

## 5.2 Comparação com outras técnicas

No desenvolvimento de novos materiais para óptica integrada é usual realizar medidas em amostras maciças ('bulk'), dada a sua simplicidade e rapidez. Estas medidas permitem ter uma ideia aproximada do comportamento do material sob a forma de filme fino ou guia de onda. Como as características do material na forma de filme fino, são, em geral, ligeiramente diferentes, será sempre necessário, em fase posterior, fazer a caracterização do material nesta forma física específica.

A técnica de acoplamento não-linear por rede de difracção é muito semelhante à técnica já muito utilizada de acoplamento por prisma. Os mecanismos de acoplamento nestas duas técnicas são formalmente idênticos.

A técnica por nós utilizada apresenta, no entanto, algumas vantagens relativamente ao acoplamento por prisma:

- O facto de não haver contacto físico com o guia de onda evita danos mecânicos que são frequentes em acoplamentos sucessivos.
- A reprodutibilidade das condições de acoplamento é facilmente conseguida, já que é eliminada a necessidade de pressão mecânica a exercer no prisma para otimizar o acoplamento.
- Ao efectuar o acoplamento por prisma a pressão exercida pode alterar, por deformação, a geometria de guias mais macios como são, por exemplo, os novos compostos à base de polímeros.

Existem outras técnicas de medida de coeficientes não-lineares em guias de onda, tais como: Geração de harmónicos ópticos<sup>[74,75]</sup>, mistura de quatro ondas<sup>[45]</sup>, e medidas interferométricas<sup>[76]</sup>.

As medidas utilizando a geração de harmónicos ópticos são, em geral, realizadas utilizando incidência perpendicular ao filme, e variando de seguida o ângulo de incidência. Estas medidas, dada a sua baixa eficiência, requerem sistemas de detecção muito sofisticados. Os coeficientes não-lineares são, em geral, difíceis de extrair dos resultados experimentais. Com esta técnica medimos directamente um dos coeficientes do tensor  $\chi^{(2)}$  ou  $\chi^{(3)}$ .

A mistura de quatro ondas tem a vantagem de medir directamente os tempos de resposta da não-linearidade. Para a determinação dos coeficientes não-lineares é necessário conhecer com boa precisão a intensidade, no momento da interacção, das duas ondas guiadas que vão gerar a rede de difracção. Este é o principal problema deste método. Com esta técnica só é possível medir  $n_2$ .

As medidas interferométricas permitem medir directamente  $n_2$  e o coeficiente electro-óptico. O dispositivo experimental é, em geral baseado num interferómetro de Mach-Zehnder, com o guia de onda colocado num dos braços. Variando a intensidade do feixe que atravessa o guia, ou a tensão eléctrica a ele aplicada, vamos alterar o balanceamento do interferómetro, e, por conseguinte, poder medir os parâmetros referidos.

Esta técnica permite a medição directa da diferença de fase induzida no feixe que atravessa o guia. Esta diferença de fase está directamente relacionada com a variação do índice de refracção.

Nenhuma destas técnicas permite a medição directa do coeficiente de absorção não-linear. Este coeficiente pode ser determinado através da medição da transmissão em função da intensidade, utilizando acoplamento directo no extremo do guia de onda. A dificuldade associada a este método reside na necessidade de ter uma boa terminação do guia de onda, em geral realizada por polimento de precisão.

A técnica por nós utilizada compara-se favoravelmente com as outras técnicas referidas para a medição dos coeficientes não-lineares dos materiais constituintes de guias de onda.

Uma das principais vantagens das técnicas de acoplamento distribuído (prisma ou rede de difracção) é a possibilidade de medir, com a mesma montagem, quer o valor do índice de refracção não-linear, quer o coeficiente de absorção de dois fotões.

As dificuldades da montagem experimental e do alinhamento são bastante menores que nas outras técnicas referidas.

A única desvantagem situa-se na medida da resposta temporal das não-linearidades. Neste domínio a técnica de mistura de quatro ondas parece bastante mais promissora, embora experimentalmente mais complexa.

### 5.3 Direcções de trabalho futuro na área

Para a caracterização completa do acoplamento não-linear por rede de difracção é necessário, a nosso entender, desenvolver trabalho teórico nas seguintes áreas:

- Incluir a dispersão temporal e espacial do impulso acoplado na análise teórica, por forma a poderem ser incluídos impulsos laser com perfis, no espaço e no tempo, mais gerais.
- Incluir a difusão da não-linearidade, de forma a poder incluir quer o efeito de impulsos longos, quer o efeito de taxas de repetição de impulsos elevadas (frequentes em situações experimentais).
- Incluir a variação da não-linearidade no tempo, de forma a poder ser estudada a situação em que os tempos de resposta da não-linearidade são da ordem de grandeza da duração dos impulsos.
- Incluir na teoria a possibilidade da amplitude da modulação do perfil da rede de difracção poder deixar de ser desprezável quando comparada com o comprimento de onda. Esta situação é importante do ponto de vista experimental para acoplamento de radiação na gama do visível, pois a profundidade de modulação do perfil da rede é em geral da ordem de  $0.1 - 0.2 \mu\text{m}$  e, portanto, comparável com o comprimento de onda.

Sob o ponto de vista experimental será necessário, na nossa opinião, evoluir nas seguintes direcções:

- Diminuir a instabilidade dos impulsos, isto implica o abandono de lasers pulsados com 'mode-locking' passivo, com a conseqüente perda de energia. A configuração que se nos afigura mais promissora será a de 'mode-locking' contínuo com extractor da energia da cavidade laser ('cavity-dumping'), situação que se perspectiva vir a ser possível num futuro próximo no nosso laboratório, na Universidade do Porto.
- Em paralelo com a extensão da teoria a impulsos comparáveis com o tempo de resposta da não-linearidade, poder-se-iam utilizar impulsos femtosegundo. A utilização destes impulsos ultra-curtos permitiria diminuir os requerimentos energéticos da montagem experimental.
- Para medida dos tempos de resposta da não-linearidade, deve ser utilizada uma técnica baseada nas redes de difracção transitórias ('Transient Grating Technique')[77,78].

Existem três possibilidades para a formação da rede transitória e interacção subsequente:

- i) Utilizar a montagem mais habitual para redes transitórias em transmissão. Esta geometria oferece a vantagem de fácil alinhamento, em contrapartida a eficiência de difracção vai ser diminuta dado o pequeno comprimento de interacção, apenas a espessura do filme.
- ii) Utilizar a mesma montagem, mas agora com ondas guiadas<sup>[45]</sup>. Nesta situação a eficiência da interacção será elevada, no entanto teremos que realizar três acoplamentos de feixes externos ao guia de onda. O alinhamento da montagem experimental será bastante difícil.
- iii) A terceira possibilidade será a realização da rede de difracção de acoplamento por interacção não-linear de dois impulsos não colineares, e fazendo o acoplamento de um impulso de prova utilizando esta rede transitória. Esta parece ser a configuração experimental mais interessante.

#### 5.4 Revisão de publicações recentes na área

Nesta secção pretendemos chamar a atenção para as publicações muito recentes (primeiro semestre de 1991) nas áreas de caracterização não-linear de guias de onda, e acoplamento de radiação a guias de onda.

Dos trabalhos recentemente publicados nestas áreas ressalta o trabalho de Spaulding e Morris<sup>[79]</sup> sobre acopladores acromáticos. Apesar de ser um trabalho sobre acoplamento linear, abre novas perspectivas para o acoplamento de impulsos femtosegundo que, devido ao seu espectro largo, não podem ser eficientemente acoplados usando prismas ou redes de difracção.

Foi também publicada uma análise do acoplador linear por rede de difracção no regime de Bragg<sup>[80]</sup>. Este tipo de rede de difracção é promissor para o bom acoplamento a guias de ondas dada a facilidade de fabricação em polímeros por técnicas foto-químicas com radiação ultra-violeta, técnicas estas que continuam a ser investigadas<sup>[81]</sup>.

Nos artigos que referem medidas de coeficientes não-lineares de materiais, a técnica mais utilizada foi a de redes transitórias<sup>[82-84]</sup>. Foram também referidas as técnicas interferométrica<sup>[85]</sup>, THG<sup>[86]</sup> e de absorção transitória<sup>[83]</sup>.

Todos os resultados referidos nestas publicações estão de acordo, quando aplicável, com os resultados apresentados no presente trabalho.

## Apêndice A

### Equações de propagação em guias de onda planares

Neste apêndice vamos indicar as equações de propagação dos modos guiados num guia de onda planar. Esta teoria está bastante estudada sob várias formulações<sup>[A1-A6]</sup>.

As equações aqui indicadas correspondem à geometria e formulação por nós utilizada, sendo derivada da seguida por Sipe e Stegeman<sup>[A6]</sup>.

A geometria utilizada para descrever o guia de onda está indicada na Fig. A1. Consiste num filme com índice de refração  $n_f$  e espessura  $d$ , na geometria de sanduíche entre um substrato com índice de refração  $n_s$ , e um revestimento com índice de refração  $n_c$ .

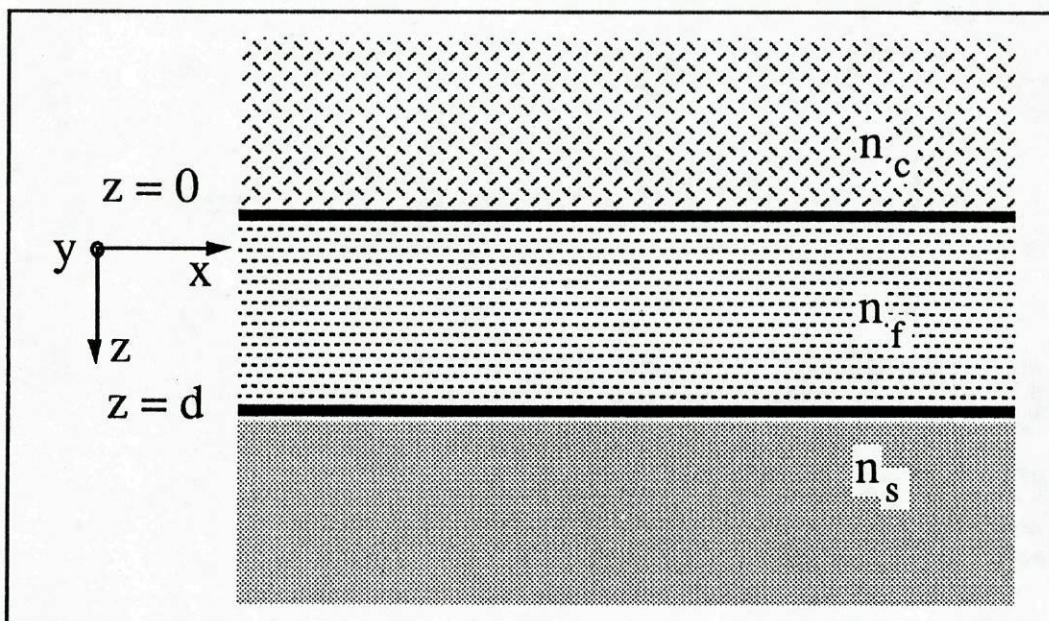


Fig. A1- Geometria do guia de onda considerado.

A radiação electromagnética propaga-se segundo a direcção  $x$ . Na direcção  $y$  não há variação da geometria. Por simplicidade vamos assumir que não há variação do campo

electromagnético nesta direcção, transversal à propagação. Vamos assumir ainda que nenhum dos meios é magnético i.e.  $\mu \equiv \mu_0$  em todos os meios, apropriado, regra geral, às frequências ópticas.

Vamos considerar que os campos guiados, para o modo  $m$ , têm a forma geral<sup>[A4]</sup>:

$$\vec{A}_m(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_i \hat{e}_i A_{m,i} \exp[j(\omega t - \beta_m x)] + cc \quad (\text{A1})$$

em que  $A$  será o campo eléctrico para os modos TE, e para os modos TM será o campo magnético.

$\beta_m$  é o vector de onda do campo guiado, e  $A_{m,i}$  é dado por:

$$A_{m,i} = C_{m,i} f_{m,i}(z) a_m(x) \quad (\text{A2})$$

O termo  $C_m$  é um termo de normalização tal que  $|a_m(x)|^2$  é a potência guiada no modo em unidades de W/m (segundo o eixo  $y$ ).

### A.1 Modos TE

Para modos TE, em que apenas existe a componente  $y$  do campo eléctrico, teremos:

$$E_{y,m} = C_m f_m(z) a_m(x) \quad (\text{A3})$$

em que  $f_m(z)$  é dado por:

$$\begin{aligned} f_m(z) &= \exp(k_{cm}z) && z < 0 \text{ (revestimento)} \\ f_m(z) &= \cos(k_{fm}z) + \frac{k_{cm}}{k_{fm}} \sin(k_{fm}z) && 0 < z < d \text{ (filme)} \\ f_m(z) &= \left[ \cos(k_{fm}d) + \frac{k_{cm}}{k_{fm}} \sin(k_{fm}d) \right] \exp[-k_{sm}(z - d)] && z > d \text{ (substrato)} \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

com,

$$k_{fm} = \sqrt{n_f^2 k_0^2 - \beta_m^2}$$

$$k_{cm} = \sqrt{\beta_m^2 - n_c^2 k_0^2}$$

$$k_{sm} = \sqrt{\beta_m^2 - n_s^2 k_0^2}$$

A constante de normalização é dada por:

$$C_m = \frac{2k_{fm}}{\sqrt{\frac{\beta_m}{\omega\mu_0} \left( d + \frac{1}{k_{cm}} + \frac{1}{k_{sm}} \right) (k_{fm}^2 + k_{cm}^2)}} \quad (\text{A5})$$

A relação de dispersão que nos permite determinar os vectores de onda ( $\beta_m$ ) possíveis, é a seguinte:

$$\tan(k_{fm} d - m\pi) = \frac{k_{fm} (k_{cm} + k_{sm})}{k_{fm}^2 - (k_{cm} k_{sm})} \quad (\text{A6})$$

## A.2 Modos TM

Para modos TM, em que apenas existe a componente  $y$  do campo magnético, podemos escrever equações semelhantes:

$$H_{y,m} = C_m f_m(z) a_m(x) \quad (\text{A7})$$

com:

$$\begin{aligned}
 f_m(z) &= -\frac{n_c^2 k_{fm}}{n_f^2 k_{cm}} \exp(k_{cm} z) & z < 0 \\
 f_m(z) &= -\frac{n_c^2 k_{fm}}{n_f^2 k_{cm}} \cos(k_{fm} z) - \sin(k_{fm} z) & 0 < z < d \\
 f_m(z) &= -\left[ \frac{n_c^2 k_{fm}}{n_f^2 k_{cm}} \cos(k_{fm} d) + \sin(k_{fm} d) \right] \exp[-k_{sm} (z - d)] & z > d
 \end{aligned} \tag{A8}$$

A constante de normalização é dada por:

$$C_m = \frac{2 \frac{n_f^2 k_{cm}}{n_c^2}}{\sqrt{\frac{\beta_m}{\omega \epsilon_0} \left( \frac{d}{n_f^2} + \frac{n_c^2}{k_{cm}} \frac{k_{fm}^2 + k_{cm}^2}{n_c^4 k_{fm}^2 + n_f^4 k_{cm}^2} + \frac{n_s^2}{k_{sm}} \frac{k_{fm}^2 + k_{sm}^2}{n_s^4 k_{fm}^2 + n_f^4 k_{sm}^2} \right)}} \tag{A9}$$

A relação de dispersão que nos permite determinar os vectores de onda ( $\beta_m$ ) possíveis, é a seguinte:

$$\tan(k_{fm} d - m\pi) = \frac{k_{fm} (n_f^2 n_s^2 k_{cm} + n_f^2 n_c^2 k_{sm})}{n_s^2 n_c^2 k_{fm}^2 - n_f^4 k_{cm} k_{sm}} \tag{A10}$$

### Bibliografia do apêndice A

- [A1]- P. K. Tien, 'Light Waves in Thin Films and Integrated Optics', Appl. Opt. **10**, 2395 (1971).  
 [A2]- N. S. Kapany, J. J. Burke, 'Optical Waveguides', Academic Press (1972).

- [A3]- D. Marcuse, 'Theory of Dielectric Optical Waveguides', Academic Press (1974).
- [A4]- H. Kogelnik, 'An Introduction to Integrated Optics', IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. **MTT-23**, 2 (1975).
- [A5]- H. Kogelnik, 'Theory of Dielectric Waveguides', in Integrated Optics ed. by T. Tamir, Springer-Verlag (1979).
- [A6]- J. E. Sipe, G. I. Stegeman, 'Comparison of Normal Mode and Total Field Analysis Techniques in Planar Integrated Optics', J. Opt. Soc. Am. **69**, 1676 (1979).

## Apêndice B

### Equações de acoplamento por rede de difracção para geometrias diversas

Neste apêndice vamos indicar as equações de acoplamento por rede de difracção para outras geometrias possíveis.

As variáveis que entram nestas expressões estão definidas na tabela seguinte:

**Tabela B1**

$a_m(x)$	Amplitude normalizada do modo guiado de ordem $m$ no ponto $x$ .
$a_{inc}(x)$	Amplitude do campo incidente no plano da rede no ponto $x$ .
$C_m$	Coefficiente de normalização da amplitude do modo $m$ . (De modo a que a potência, em W/m, transportada no modo $m$ seja igual a $ a_m ^2$ ).
$f_m(z)$	Função que define o perfil, em amplitude, do modo $m$ .
$\beta_m$	Vector de onda do modo guiado de ordem $m$ .
$\alpha_c$	Coefficiente de perdas para o revestimento, em amplitude, induzidas pela rede de difracção.
$\alpha_s$	Coefficiente de perdas para o substrato, em amplitude, induzidas pela rede de difracção.
$\alpha_l$	Coefficiente de perdas intrínsecas do guia de onda, em amplitude.
$k_i$	Projecção do vector de onda do feixe incidente ( $2\pi/\lambda$ ) na direcção de propagação.
$q$	Momento da rede de difracção ( $2\pi/\Lambda$ ), em que $\Lambda$ é o período da rede.
$n_c$	Índice de refracção do revestimento.
$n_f$	Índice de refracção do filme.
$n_s$	Índice de refracção do substrato.
$d$	Espessura do filme.
$\omega$	Frequência angular da radiação ( $2\pi c/\lambda_0$ ).
$u_0$	Amplitude de modulação da rede de difracção.

**B.1 Rede de difracção entre o filme e o substrato e incidência pelo revestimento**

$$\frac{d}{dx} a_m(x) = \gamma E_y(x,0) + j(\beta_m - k_i + q) a_m(x) - (\alpha_c + \alpha_f + \alpha_s) a_m(x) \quad (B1)$$

com

$$\gamma = \frac{\omega u_0 \epsilon_0 (n_f^2 - n_s^2) C_m f_m(d)}{8j} \quad (B2)$$

$$E_y(x,0) = \frac{4 \exp(jk_f d) \frac{k_f}{k_f + jk_s} a_{inc}(x)}{\left[ 1 + \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_s}{k_f + jk_s} \right] - \frac{k_f}{k_c} \left[ 1 - \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_s}{k_f + jk_s} \right]} \quad (B3)$$

$$\alpha_c = \frac{k_c}{4\mu_0 c k_0} \left| \frac{D_c}{a_m(x)} \right|^2 \quad (B4)$$

$$\alpha_s = \frac{k_s}{4\mu_0 c k_0} |D_s|^2 \quad (B5)$$

$$D_c = -j \frac{C_m u_0 k_0 (n_f^2 - n_s^2)}{2} \frac{[k_f \cos(k_f d) + jk_s \sin(k_f d)] a_m(x)}{k_f(k_c + k_s) \cos(k_f d) + j(k_c k_s + k_f^2) \sin(k_f d)} \quad (B6)$$

$$D_s = -j \frac{C_m u_0 k_0 (n_f^2 - n_s^2)}{2} \frac{k_f}{k_f(k_c + k_s) \cos(k_f d) + j(k_c k_s + k_f^2) \sin(k_f d)} \quad (B7)$$

$$k_s = \sqrt{n_s^2 k_0^2 - \beta_m^2} \quad (B8)$$

$$k_c = \sqrt{n_c^2 k_0^2 - \beta_m^2} \quad (B9)$$

$$k_f = \sqrt{n_f^2 k_0^2 - \beta_m^2} \quad (B10)$$

### B.2 Rede sobre o filme e incidência pelo substrato

Neste caso teremos:

$$\gamma = \frac{\omega u_0 \epsilon_0 (n_f^2 - n_c^2) C_m f_m(d)}{8j} \quad (\text{B11})$$

$$E_y(x,0) = \frac{4 \exp(jk_f d) \frac{k_f}{k_f + jk_c} a_{inc}(x)}{\left[ 1 + \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_c}{k_f + jk_c} \right] - \frac{k_f}{k_s} \left[ 1 - \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_c}{k_f + jk_c} \right]} \quad (\text{B12})$$

$$\alpha_s = \frac{k_s}{4\mu_0 c k_0} \left| \frac{D_s}{a_m(x)} \right|^2 \quad (\text{B13})$$

$$\alpha_c = \frac{k_c}{4\mu_0 c k_0} |D_c|^2 \quad (\text{B14})$$

$$D_s = -j \frac{C_m u_0 k_0 (n_f^2 - n_c^2)}{2} \frac{[k_f \cos(k_f d) + j k_s \sin(k_f d)] a_m(x)}{k_f (k_c + k_s) \cos(k_f d) + j (k_c k_s + k_f^2) \sin(k_f d)} \quad (\text{B15})$$

$$D_c = -j \frac{C_m u_0 k_0 (n_f^2 - n_c^2)}{2} \frac{k_f}{k_f (k_c + k_s) \cos(k_f d) + j (k_c k_s + k_f^2) \sin(k_f d)} \quad (\text{B16})$$

### B.3 Rede entre o filme e o substrato e incidência pelo substrato

Neste caso teremos:

$$\gamma = \frac{\omega u_0 \epsilon_0 (n_f^2 - n_s^2) C_m f_m(0)}{8j} \quad (\text{B17})$$

$$E_y(x,0) = \frac{2 \left[ 1 + \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_c}{k_f + jk_c} \right] a_{inc}(x)}{\left[ 1 + \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_c}{k_f + jk_c} \right] - \frac{k_f}{k_s} \left[ 1 - \exp(2jk_f d) \frac{k_f - jk_c}{k_f + jk_c} \right]} \quad (B18)$$

$$\alpha_s = \frac{k_s}{4\mu_0 c k_0} \left| \frac{D_s}{a_m(x)} \right|^2 \quad (B19)$$

$$\alpha_c = \frac{k_c}{4\mu_0 c k_0} |D_c|^2 \quad (B20)$$

$$D_s = -j \frac{C_m \mu_0 k_0 (n_f^2 - n_s^2)}{2} \frac{[k_f \cos(k_f d) + jk_s \sin(k_f d)] a_m(x)}{k_f(k_c + k_s) \cos(k_f d) + j(k_c k_s + k_f^2) \sin(k_f d)} \quad (B21)$$

$$D_c = -j \frac{C_m \mu_0 k_0 (n_f^2 - n_s^2)}{2} \frac{k_f}{k_f(k_c + k_s) \cos(k_f d) + j(k_c k_s + k_f^2) \sin(k_f d)} \quad (B22)$$

## Apêndice C

### Detalhes computacionais

O ponto central dos programas desenvolvidos, é a integração da equação diferencial de acoplamento (Eq. (41)). Esta equação é integrada pelo método de Runge-Kutta<sup>[C1]</sup>. Para resolver esta equação diferencial calculávamos em primeiro lugar os parâmetros necessários a cada caso considerado.

O algoritmo básico por nós utilizado nas simulações numéricas está esquematizado na Fig. C1. A sequência das operações realizadas está explicitada nos pontos que se seguem:

- Numa primeira parte eram estabelecidos os parâmetros geométricos do guia de onda, e da rede de difracção, bem como os parâmetros não-lineares dos vários meios envolvidos.
- Com estes dados eram calculados o vector de onda do modo guiado, e alguns coeficientes próprios do modo excitado, bem como a partição da potência guiada pelos três meios. No caso de não ser possível a existência do modo indicado, ou da rede de difracção não permitir o acoplamento, voltamos ao primeiro ponto para correcção dos dados.
- Calculamos em seguida o ângulo de incidência e o diâmetro do feixe que optimizam o acoplamento linear.
- Entramos, em seguida, com a caracterização do impulso gaussiano incidente (energias, duração, e diâmetro).
- No passo seguinte, calculamos os valores efectivos das não-linearidades tendo em atenção a distribuição da potência do modo guiado pelos três meios que compõem o guia de onda.

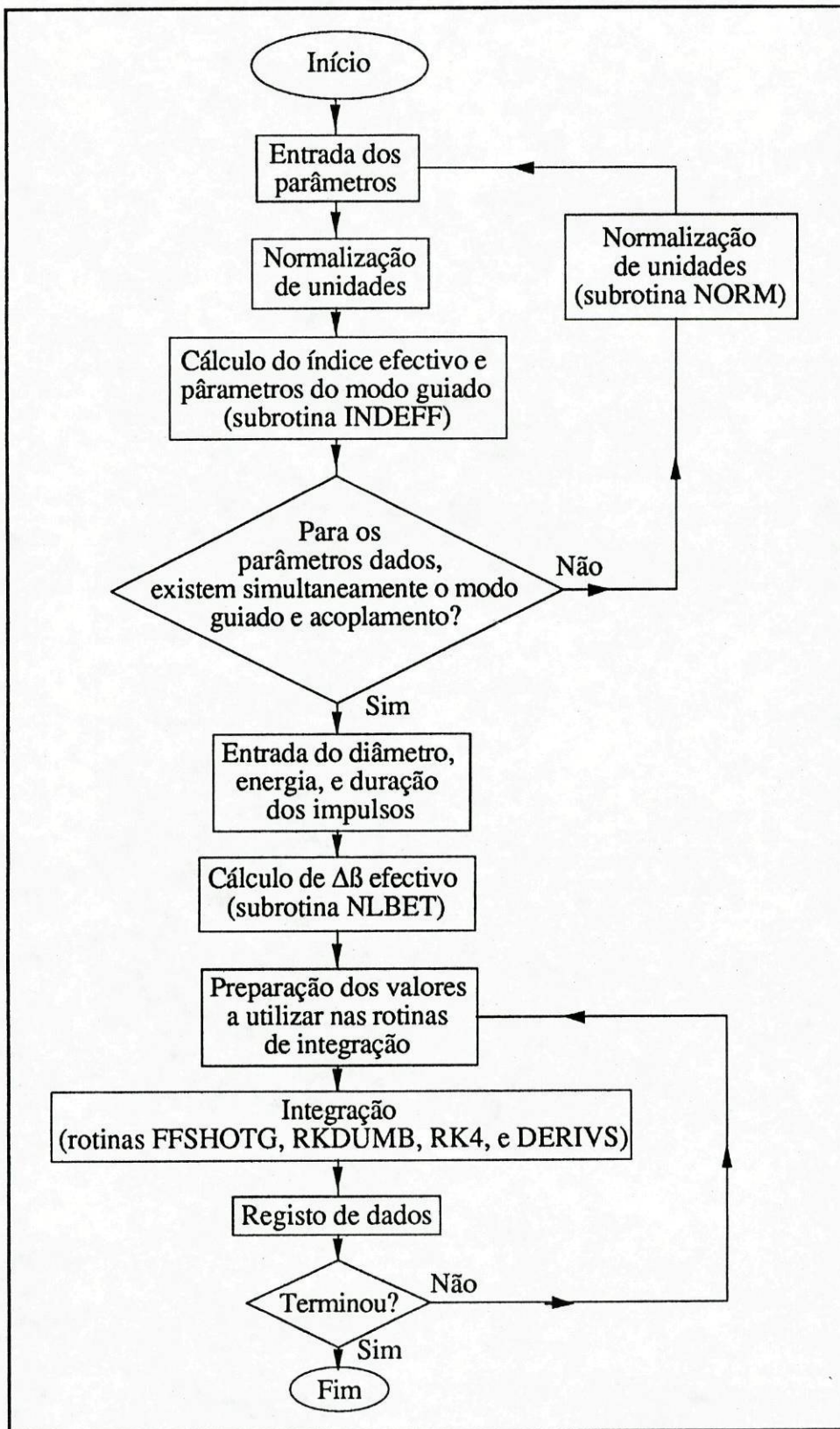


Fig. C1- Esquema do algoritmo utilizado nas simulações numéricas.

- A preparação para a integração da equação de acoplamento não-linear difere nos vários programas desenvolvidos. Basicamente, vamos estabelecer a potência instantânea incidente para cada acoplador elementar, de onda plana, considerado. De um modo geral fazemos uma recorrência para cada posição ao longo da direção transversal ( $y$ ) do impulso, cada elemento temporal do impulso, e cada energia considerada.
- Com este valor da potência incidente instantânea e com os valores efectivos das não-linearidades resolvemos a equação diferencial do acoplamento pelo método de Runge-Kutta de 4ª ordem com passo fixo.
- O impulso acoplado foi depois reconstruído por soma das ondas planas elementares acopladas, sendo registado o valor da eficiência de acoplamento.

Este algoritmo básico tem ligeiras modificações conforme a aplicação desejada.

No cálculo das eficiências lineares em função da espessura do filme e do período da rede de difracção, eliminamos a rotina de cálculo do vector de onda não-linear. É feita uma recorrência na espessura do filme, ou período da rede, eliminando-se a recorrência nas energias dos impulsos.

Para a eficiência de acoplamento em função da energia dos impulsos com não-linearidades instantâneas, utilizamos uma subtilidade que reduzia substancialmente o tempo de computação. Em primeiro lugar calculávamos uma tabela de valores da potência incidente de ondas elementares (planas no tempo e na direção  $y$ , e gaussianas segundo  $x$ ) e da respectiva eficiência de acoplamento. No cálculo da eficiência de acoplamento de impulsos gaussianos, simplesmente decompunhamos o impulso nas respectivas ondas elementares, e, usando a tabela previamente calculada, calculávamos a eficiência de acoplamento final. Este sistema permitia um ganho em tempo de computação por um factor de cerca de cem.

No caso de estudos da potência acoplada em função do tempo, não temos a recorrência na energia dos impulsos, sendo os valores registados o tempo e a potência instantânea.

No caso de estudos da potência acoplada em função do ângulo de incidência, substituíamos a recorrência na energia dos impulsos pela recorrência no ângulo, sendo os valores registados o ângulo de incidência e a eficiência de acoplamento.

Quando consideramos uma não-linearidade integrante no tempo, tivemos que incluir um conjunto de valores em que iamõs registando a variaçãõ de  $\beta_m$  em cada ponto do acoplador ao longo do tempo. Na propagaçãõ de cada onda elementar somávamos ao valor da não-linearidade obtido para essa onda elementar, o valor prèviamente registado para esse ponto.

As listagens dos programas desenvolvidos encontram-se disponíveis na forma de um relatório técnico[C2].

### **Bibliografia do Apêndice C**

- [C1]- B. Carnahan, H. A. Luther, J. O. Wilkes, 'Applied Numerical Methods', John Wiley & Sons, (1969).
- [C2]- M. B. Marques, 'Software para estudo de acoplamento não-linear por redes de difracçãõ', Relatório técnico, Grupo de Opto-Electrónica, Centro de Física da Universidade do Porto, Junho 1991.

## Apêndice D

### Preparação e caracterização dos guias de onda

#### D.1 Preparação dos guias de onda

Os guias de onda foram-nos fornecidos já preparados.

Segundo as informações que nos foram fornecidas, a sua preparação consistiu nas seguintes etapas:

- Os polímeros foram dissolvidos em ciclopentanone (típicamente a 23% em massa), e filtrados a 0.2  $\mu\text{m}$ .
- Os guias de onda planares foram fabricados por centrifugação do material da solução sobre substratos de sílica fundida, previamente limpos por técnicas ultrassónicas.
- Após a centrifugação os guias foram secos a 140°C durante uma hora numa atmosfera normal.

Os substratos tinham gravadas sobre a superfície duas redes de difracção, fabricadas por "ion-milling" em Freon através de máscaras de material fotosensível<sup>[D1]</sup>.

As características das redes eram as seguintes; período  $\Lambda = 0.6 \mu\text{m}$ , e profundidade do modulação  $2u_0 = 0.15 \mu\text{m}$ .

#### D.2 Caracterização linear dos guias de onda

As amostras, que tinham cor vermelha ou amarela dependendo do seu pico de absorção na região visível, foram caracterizadas quanto a absorção, perdas de transmissão, índice de refração e espessura do filme.

Os espectros de absorção das várias amostras (Figs. D1 e D2) foram obtidos com um espectrofotómetro CARY 2415.

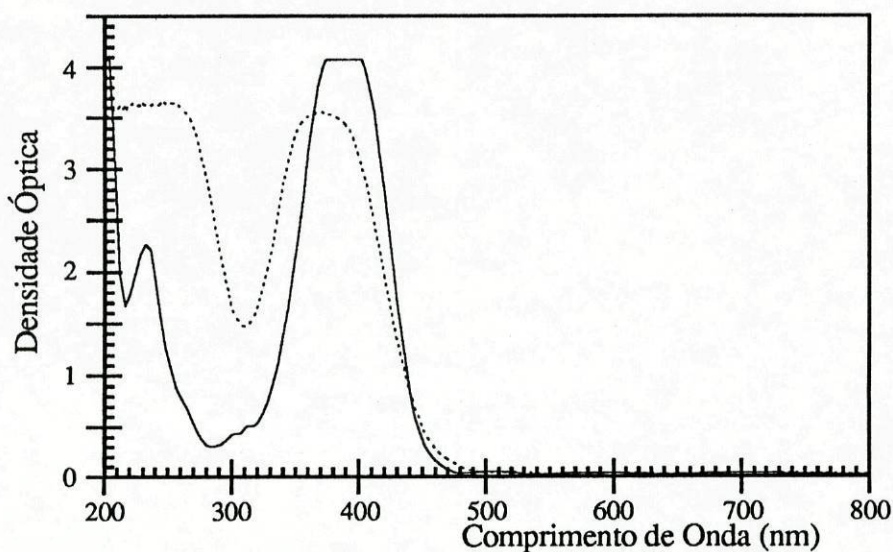


Fig. D1- Espectro de absorção, normalizado para uma espessura de  $1\mu\text{m}$ , dos guias de onda de cor amarela: (.....) guia N11 ; (—) guia Z5.

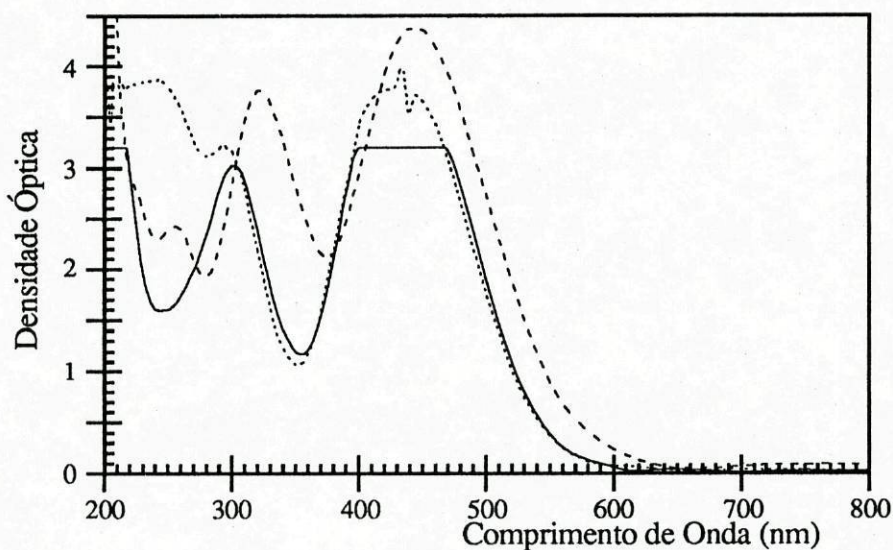
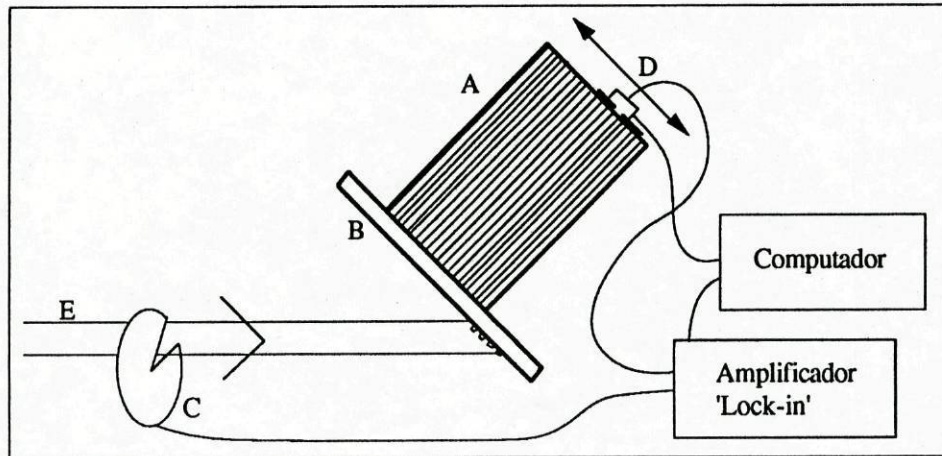


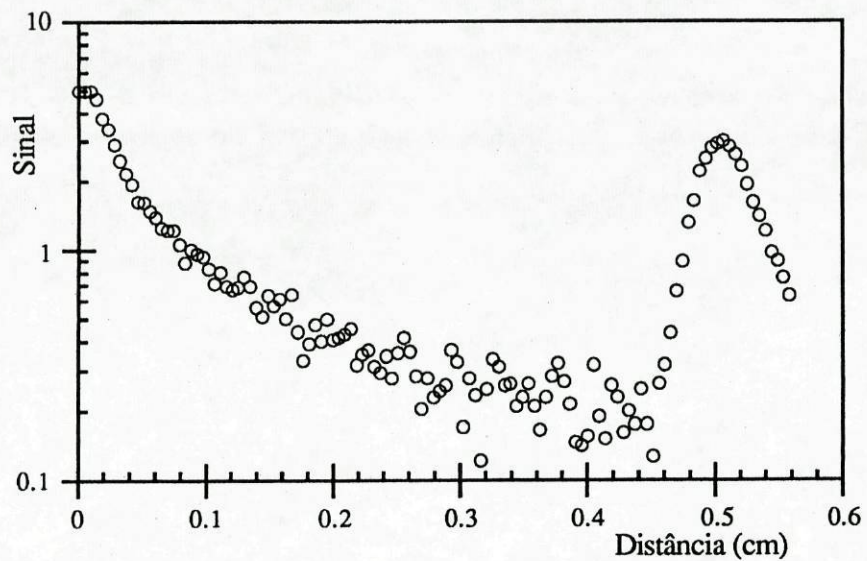
Fig. D2- Espectro de absorção, normalizado para uma espessura de  $1\mu\text{m}$ , dos guias de onda de cor vermelha: (.....) guia N13 ; (—) guia Z6; (- - -) guia Z10.

As perdas de propagação foram quantificadas captando a luz difundida no percurso guiado através de um feixe de fibras ópticas coerentes e fazendo o varrimento com um detector

de silício[D2] (Fig. D3). Na Fig. D4 pode ver-se um exemplo típico correspondente ao guia de onda N13.



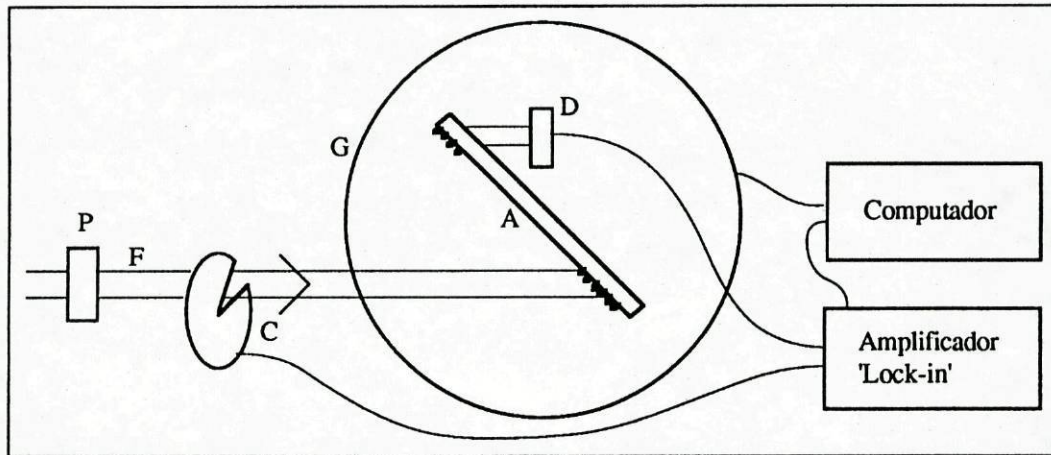
**Fig. D3-** Esquema do dispositivo experimental para medida das perdas de propagação dos guias de onda. (A) Feixe de fibras ópticas paralelas. (B) Guia de onda. (C) 'Chopper' mecânico para modulação do feixe laser. (D) Detector colocado atrás de uma fenda, com movimento controlado. (E) Feixe laser.



**Fig. D4-** Gráfico da energia difundida vs distância, para a amostra N13. É de notar o aumento brusco da energia difundida quando atingimos a segunda rede de difracção ( $\approx 4.8$  mm). No extremo esquerdo do gráfico aparece sobreposto ao decaimento exponencial da radiação no guia, a asa do perfil gaussiano do feixe incidente.

Os índices de refração dos filmes, e respectivas espessuras, foram inferidos pela resolução da relação de dispersão de uma estrutura planar com três camadas (Eqs. (A6) e (A10) do Apêndice A), utilizando os índices efectivos dos modos guiados.

Estes índices foram determinados, por sua vez, medindo o ângulo entre o feixe incidente na rede de difracção e a normal ao guia de onda, quando os vários modos eram excitados (Fig. D5). Esta medida era realizada utilizando um goniómetro motorizado com resolução de 1 miligrau.



**Fig. D5-** Esquema do dispositivo experimental para medição dos índices de refração efectivos dos modos guiados. (A) Guia de Onda. (C) 'Chopper' mecânico. (D) Detector que roda com o guia de onda. (F) Feixe laser. (G) Goniómetro motorizado e controlado por computador. (P) Polarizador.

### Bibliografia do Apêndice D

- [D1]- R. Moshrezadeh, X. Mai, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, 'Efficient Grating Couplers for Polymer Waveguides', *Appl. Opt.* **26**, 2501 (1987).
- [D2]- M. D. Himel, U. J. Gibson, 'Measurement of Planar Waveguide Losses Using a Coherent Fiber Bundle', *Appl. Opt.* **25**, 4413 (1986).

## Apêndice E

### Detalhes da montagem experimental

A montagem experimental utilizada está esquematizada na Fig. E1.

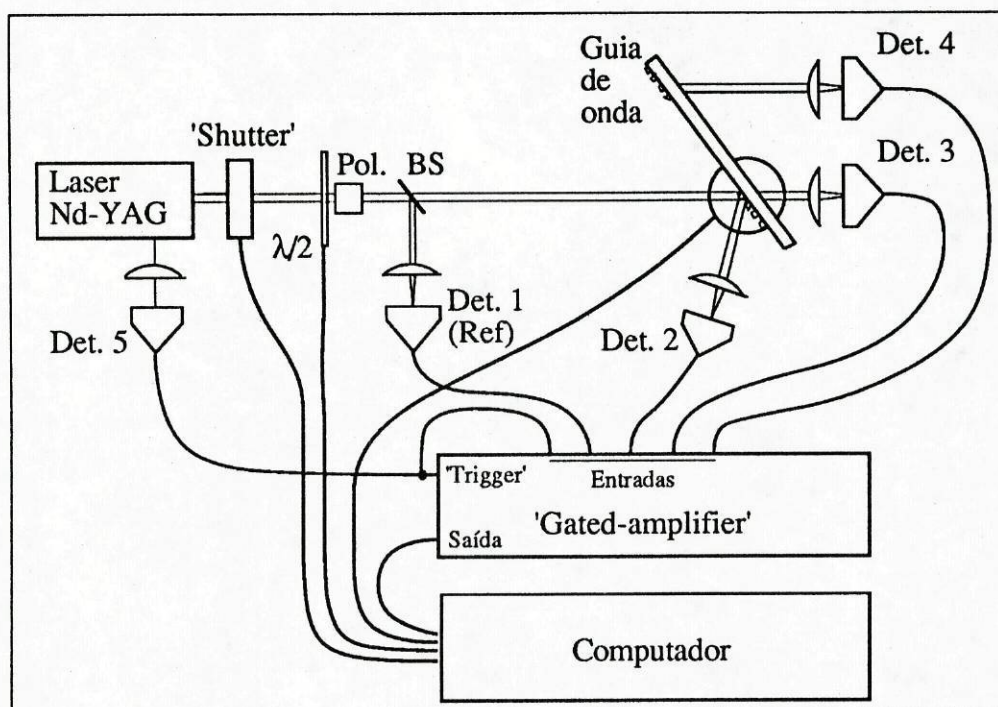


Fig. E1- Esquema do dispositivo experimental utilizado.

Utilizamos um laser Nd-YAG pulsado (Quantel), funcionando a  $1.064 \mu\text{m}$ , em regime de 'Q-switching' e 'mode-locking' passivo com selector de um único impulso e um andar de amplificação subsequente. Na configuração utilizada os impulsos gerados, a uma taxa de repetição de 10 Hz, tinham energia de 100 mJ, e uma duração de 30 ps.

É de salientar que a estabilidade de impulso para impulso do laser não era muito boa. Esta instabilidade é normal nos lasers com 'mode-locking' passivo.

Os impulsos obtidos por 'mode-locking' perfeito tinham uma variação na energia de cerca de 30% em torno do médio.

Além destes, aparecem com frequência impulsos provenientes de 'mode-locking' incompleto, ou da selecção pela célula de Pockels de um impulso fora do centro do trem de impulsos, por sincronização imperfeita. A frequência deste tipo de impulsos "deficientes" era, aproximadamente, de um em cada três, e a sua energia era inferior a 50% da energia média dos outros impulsos.

Para eliminar os impulsos "deficientes", foi necessário recorrer a um filtro no processamento dos dados. Assim não eram registados os pontos para os quais o impulso de saída do laser se afastava, em energia, mais de 30% do valor médio.

A energia dos impulsos era variada utilizando uma combinação de um polarizador e uma lâmina de meio comprimento de onda. O ângulo de rotação da lâmina  $\lambda/2$ , e consequentemente a energia dos impulsos, era controlada pelo computador de controlo da experiência.

A energia de cada impulso era monitorada no detector Det. 1, através da medida de uma fracção da energia do impulso de entrada. Esta medida irá servir como referência no tratamento posterior dos dados.

As amostras eram montadas num posicionador de 5 graus de liberdade (Fig E2), com dois movimentos lineares e três angulares, permitindo assim a colocação das amostras na posição de acoplamento óptimo.

O movimento de rotação em torno do eixo vertical era controlado por computador, e tinha uma resolução de 1 miligrau.

Os dois movimentos de rotação com eixos horizontais eram utilizados para colocar as linhas da rede de difracção verticais e perpendiculares ao feixe incidente.

O movimento linear vertical permitia escolher a zona de incidência do feixe na amostra (procurando uma zona em que o filme fosse homogéneo).

Finalmente os dois últimos movimentos permitiam, com impulsos de muito baixa energia, otimizar o acoplamento em regime linear. Esta optimização era conseguida variando o ângulo de incidência e a distância do centro do feixe ao bordo da rede de difracção.

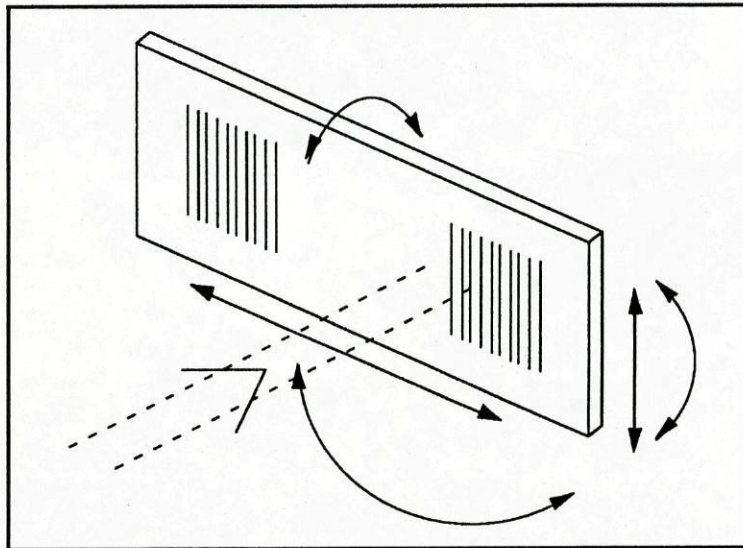


Fig. E2- Movimentos lineares do posicionador do guia de onda: três de translação, dois de rotação.

Na nossa experiência optámos por não otimizar o diâmetro do feixe incidente para um acoplamento linear máximo. Esta nossa opção baseou-se nas seguintes considerações:

- Em primeiro lugar, esta optimização iria complicar a montagem experimental, pois teríamos que incluir um sistema telescópico de ampliação variável, que teria de manter o alinhamento óptico.
- Por outro lado, o afastamento do diâmetro óptimo apenas se vai traduzir por uma diminuição da eficiência de acoplamento linear e por transladar o aparecimento de efeitos não-lineares para energias ligeiramente mais altas, sendo facilmente integrado na análise dos dados.

Os detectores utilizados eram detectores de silício de área grande ( $5 \text{ mm}^2$ ), para facilitar o seu alinhamento, com um tempo de resposta (2 ns) bastante superior à duração dos impulsos (30 ps), por forma a integrar a energia total dos impulsos.

A saída do detectores estava ligada a um 'box-car amplifier' (PAR), que funcionava como amplificador de janela (sem integração). Não nos era possível utilizar a integração no amplificador para redução do ruído, devido à flutuação da energia dos impulsos, bem como à necessidade de eliminar os "maus" impulsos do laser (mais de 30% dos impulsos).

A sincronização do amplificador de janela era assegurada pelo detector Det.5, que servia também para monitorar a qualidade dos impulsos.

A linearidade do sistema (detectores e amplificador) era mantida pela inclusão de filtros neutros em frente aos detectores sempre que a energia detectada se aproximava dos valores previamente determinados. Todo o sistema foi previamente calibrado de forma a obterem-se valores correctos das energias medidas.

O amplificador de janela estava ligado por uma interface RS232 a um micro-computador de controlo (IBM XT), que fazia a aquisição e pré-processamento dos dados em tempo real.

Este micro-computador servia ainda para controlar alguns componentes do dispositivo experimental: permitia bloquear o feixe laser fechando o 'shutter' que se encontrava à saída do laser; controlava a energia média dos impulsos laser através da rotação da lâmina de meio comprimento de onda; controlava o movimento angular da amostra, no ajuste do acoplamento linear máximo, e na medida da eficiência de acoplamento em função do ângulo.

### **E.1 Medida da eficiência de acoplamento vs energia**

A medida da eficiência de acoplamento em função da energia era feita através do detector Det. 4, que recebia o impulso acoplado para o exterior pelo substrato na segunda rede de difracção.

Nos valores medidos, além da eficiência de acoplamento, estão também incorporadas as perdas de propagação, lineares e não-lineares, na distância entre as duas redes, e a partição de energia entre o substrato e o revestimento na segunda rede.

É de salientar que a amplitude do sinal no detector Det. 4 era extremamente baixa. A energia do sinal que atingia este detector era da mesma ordem de grandeza da que o atingia proveniente de reflexões espúrias e difusões em diversos pontos na montagem experimental. Assim tivemos a necessidade de colocar vários écrans de protecção a este detector, tentando minimizar este ruído síncrono e que, portanto, era inevitável no esquema de detecção síncrona.

Esta medição era complementada pela medida da eficiência externa no regime linear.

A eficiência externa era obtida pelo processamento das medidas dos impulsos reflectido (Det. 2) e transmitido (Det. 3) na entrada do guia de onda.

Esta medida da eficiência era caracterizada por um erro experimental significativo, e era apenas utilizada para controlo genérico das medidas anteriores.

No pré-processamento, em tempo real, eram realizadas as seguintes operações:

- Em primeiro lugar eram desprezados os dados correspondentes aos impulsos que se afastavam das características óptimas, segundo os parâmetros já referidos.
- Em seguida o sinal de saída era dividido pelo sinal de referência, para normalização.
- Os valores do sinal de referência e esta razão eram finalmente gravados em disco.

Para eliminar a possibilidade de danificação óptica dos guias de onda, eram feitas medidas, no final da experiência, diminuindo a energia dos impulsos.

Os dados eram, no final da experiência, processados por multiplicação pelos factores de calibração, sendo posteriormente feita a comparação com as curvas teóricas para o respectivo guia de onda. O valor dos coeficientes não-lineares, reportados no Capítulo 4, foram obtidos a partir desta comparação.

## **E.2 Medida da eficiência de acoplamento vs ângulo de incidência**

O objectivo destas medidas era compreender como variava a eficiência de acoplamento com o afastamento do ângulo óptimo de acoplamento.

Experimentalmente rodávamos a amostra por passos de 1 miligrau, fazendo a medida da eficiência com uma energia por impulso fixa. Esta experiência era depois repetida com outros valores da energia.

Para estas medidas não nos era possível utilizar o detector Det. 4 para receber o sinal, devido à impossibilidade de fazer o detector, e respectivos écrans de blindagem, acompanhar a rotação da amostra. Deste modo optámos pela medição da eficiência externa, fazendo no pré-processamento uma média com 100 impulsos para cada ângulo por forma a diminuir o ruído.

Os dados obtidos com este tipo de medida apresentam um erro experimental bastante elevado. Isto pela necessidade de, no processamento, subtrair dois sinais com valores muito próximos.

### **E.3 Distribuição temporal das medidas**

As amostras foram medidas em dois grupos com espaçamento temporal de dois meses entre eles.

No primeiro grupo, amostras N11 e N13, foram apenas realizadas as medidas de eficiência vs. energia, não nos sendo possível realizar mais tarde as outras medidas dada a destruição óptica das amostras no decurso das medidas de THG.

No segundo grupo, amostras Z5, Z6 e Z10, foram realizados os dois conjuntos de medidas.

É de referir que, dadas algumas contingências laboratoriais, foi necessário desfazer a montagem experimental entre os dois conjuntos de medidas. Daí o diâmetro do feixe laser ser diferente nos dois grupos de amostras. Esta circunstância não afecta, no entanto, as conclusões apresentadas.

## Bibliografia

- [1]- G. I. Stegeman, C. T. Seaton, 'Nonlinear Integrated Optics', *J. Appl. Phys.* **58**, R57 (1985).
- [2]- G. M. Carter, Y. J. Chen, S. K. Tripathy, 'Intensity-Dependent Index of Refraction in Multilayers of Polydiacetylene', *Appl. Phys. Lett.* **43**, 891 (1983).
- [3]- D. Hondros, P. Debye, 'Elektromagnetische Wellen an Dielektrischen Drähten', *Ann. Physik* **32** ser 4, 465 (1910).
- [4]- H. Zahn, 'Über den Nachweis Elektromagnetische Wellen an Dielektrischen Drähten', *Ann. Physik* **49** ser 4, 907 (1916).
- [5]- O. Schriver, 'Elektromagnetische Wellen an Dielektrischen Drähten', *Ann. Physik* **64** ser 4, 645 (1920).
- [6]- E. Snitzer, H. Osterberg, 'Observed Dielectric Waveguide modes in the Visible Spectrum', *J. Opt. Soc. Am.* **51**, 499 (1961).
- [7]- N. S. Kapany, J. J. Burke, 'Fiber Optics. IX. Waveguide Effects', *J. Opt. Soc. Am.* **51**, 1067 (1961).
- [8]- A. Yariv, R. C. C. Leite, 'Dielectric-Waveguide Mode of Light Propagation in p-n Junctions', *Appl. Phys. Lett.* **2**, 55 (1963).
- [9]- A. Ashkin, M. Gershenzon, 'Reflection and Guiding of Light at p-n Junctions', *J. Appl. Phys.* **34**, 2116 (1963).
- [10]- W. L. Bond, B. G. Cohen, R. C. C. Leite, A. Yariv, 'Observation of the Dielectric-Waveguide Mode of Light Propagation in p-n Junctions', *Appl. Phys. Lett.* **2**, 57 (1963).

- [11]- H. Osterberg, L. W. Smith, 'Transmission of Optical Energy Along Surfaces' J. Opt. Soc. Am. **54**, 1073 (1964).
- [12]- D. B. Anderson, R. R. August, 'Applications of Microphotolithography to Millimeter and Infrared Devices', Proc. IEEE **54**, 657 (1966).
- [13]- E. R. Schineller, R. P. Flam, D. W. Wilmot, 'Optical Waveguides Formed by Proton Irradiation of Fused Silica', J. Opt. Soc. Am. **58**, 1171 (1968).
- [14]- D. T. Y. Wei, W. W. Lee, L. R. Bloom, 'Quartz Optical Waveguide by Ion Implantation', Appl. Phys. Lett. **22**, 5 (1973).
- [15]- R. Shubert, J. H. Harris, 'Optical Surface Waves on Thin Films and Their Application to Integrated Data Processors', IEEE Trans. Microwave Theor. Tech. **MTT-16**, 1048 (1968).
- [16]- D. B. Ostrowsky, A. Jacques, 'Formation of Optical Waveguides in Photoresist Films', Appl. Phys. Lett. **18**, 556 (1971).
- [17]- J. E. Goell, R. D. Standley, 'Sputtered Glass Waveguide for Integrated Optical Circuits', Bell Syst. Tech. J. **48**, 3445 (1969).
- [18]- P. K. Tien, R. Ulrich, R. J. Martin, 'Modes of Propagating Light Waves in Thin Deposited Semiconductor Films', Appl. Phys. Lett. **14**, 291 (1969).
- [19]- D. Hall, A. Yariv, E. Garmire, 'Optical Guiding and Electrooptic Modulation in GaAs Epitaxial Layers', Opt. Commun. **1**, 403 (1970).
- [20]- T. Izawa, H. Nakagome, 'Optical Waveguide formed by Electrically Induced Migration of Ion in Glass Plates', Appl. Phys. Lett. **21**, 584 (1972).
- [21]- H. E. Taylor, W. E. Martin, D. B. Hall, V. M. Smiley, 'Fabrication of Single Crystal Semiconductor Optical Waveguides by Solid-State Diffusion', Appl. Phys. Lett. **21**, 95 (1972).
- [22]- W. E. Martin, D. B. Hall, 'Optical Waveguides by Diffusion in II-IV Compounds', Appl. Phys. Lett. **21**, 325 (1972).

- [23]- E. A. Chandross, C. A. Pryde, W. J. Tomlinson, H. P. Weber, 'Photolocking - A New Technique for Fabricating Optical Waveguide Circuits', *Appl. Phys. Lett.* **24**, 72 (1974).
- [24]- C. W. Pitt, L. M. Walpita, 'Optical Waveguiding in Langmuir Films', *Electron. Lett.* **12**, 479 (1976).
- [25]- S. Valette, S. Renard, H. Denis, J. P. Jadot, A. Fournier, P. Philippe, P. Gidon, A. M. Grouillet, E. Desgranges, 'Si-Based Integrated Optics Technologies', *Solid State Technol.* **32**, 69 (1989).
- [26]- C. H. Henry, G. E. Blonder, R. F. Kazarinov, 'Glass Waveguides on Silicon for Hybrid Optical Packaging', *J. Lightwave Technol.* **LT-7**, 1530 (1989).
- [27]- P. K. Tien, R. Ulrich, 'Theory of Prism-Film Coupler and Thin-Film Light Guides', *J. Opt. Soc. Am.* **60**, 1325 (1970).
- [28]- J. H. Harris, R. Shubert, J.N. Polky, 'Beam Coupling to Films', *J. Opt. Soc. Am.* **60**, 1007 (1970).
- [29]- J. E. Midwinter, 'Evanescent Field Coupling into a Thin-Film Waveguide', *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-6**, 583 (1970).
- [30]- M. L. Dakss, L. Kuhn, P. F. Heidrich, B. A. Scott, 'Grating Coupler for Efficient Excitation of Optical Guided Waves in Thin Films', *Appl. Phys. Lett.* **16**, 523 (1970).
- [31]- H. Kogelnik, T. P. Sosnowski, 'Holographic Thin Film Couplers', *Bell Syst. Tech. J.* **49**, 1602 (1970).
- [32]- P. K. Tien, R. Ulrich, R. J. Martin, 'Optical Second Harmonic Generation in form of Coherent Cerenkov Radiation from a Thin-Film Waveguide', *Appl. Phys. Lett.* **17**, 447 (1970).
- [33]- D. B. Anderson, J. T. Boyd, 'Wide Band CO<sub>2</sub> Laser Second Harmonic Generation Phase Matched in GaAs Thin-Film Waveguides', *Appl. Phys. Lett.* **19**, 266 (1971).

- [34]- D. B. Anderson, J. D. McMullen, 'Infrared Parametric Amplification in GaAs Waveguide', IEEE/OSA Conf. Laser Engineering and Applications, Washington, D.C., paper 15.1 (1969).
- [35]- Y. Suematsu, 'Tunable Parametric Oscillator Using a Guided Wave Structure', Jap. J. Appl. Phys. **9**, 798 (1970).
- [36]- I. P. Kaminow, L. W. Stulz, E. H. Turner, 'Efficient Strip-Waveguide Modulator', Appl. Phys. Lett. **27**, 555 (1975).
- [37]- A. E. Kaplan, 'Hysteresis Reflection and Refraction by a Nonlinear Boundary - a New Class of Effects in Nonlinear Optics', JETP Lett. **24**, 114 (1976).
- [38]- A. E. Kaplan, 'Theory of Hysteresis Reflection and Refraction of Light by a Boundary of a Nonlinear Medium', Sov. Phys. JETP **45**, 896 (1977).
- [39]- S. Maneuf, R. Desailly, C. Froehly, 'Stable Self-Trapping of Laser Beams: Observation in a Nonlinear Planar Waveguide', Opt. Commun. **65**, 193 (1988).
- [40]- P. W. Smith, I. P. Kaminow, P. J. Maloney, L. W. Stulz, 'Integrated Bistable Optical Devices', Appl. Phys. Lett. **33**, 24 (1978).
- [41]- E. Garmire, S. D. Allen, J. Marburger, C. M. Verber, 'Multimode Integrated Optical Bistable Switch', Opt. Lett. **3**, 69 (1978).
- [42]- P. S. Cross, R. V. Schmidt, R. L. Thornton, P. W. Smith, 'Optically Controlled Two Channel Integrated-Optical Switch', IEEE J. Quantum Electron. **QE-14**, 577 (1978).
- [43]- A. Schapper, M. Papuchon, C. Puech, 'Optical Bistability Using an Integrated Two Arm Interferometer', Opt. Commun. **29**, 364 (1979).
- [44]- C. Karaguleff, G. I. Stegeman, R. M. Fortenberry, R. Zanoni, C. T. Seaton, 'Degenerate Four-Wave Mixing in Planar CS<sub>2</sub> Covered Waveguides', Appl. Phys. Lett. **46**, 621 (1985).

- [45]- A. Gabel, K. W. DeLong, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, 'Efficient Degenerate Four-Wave Mixing in an Ion-Exchanged Semiconductor doped glass waveguide', *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1682 (1987).
- [46]- S. M. Jensen, 'The Nonlinear Coherent Coupler', *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18**, 1580 (1982).
- [47]- A. Lattes, H. A. Haus, F. J. Leonberger, E. P. Ippen, 'An Ultrafast All-Optical Gate', *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-19**, 1718 (1983).
- [48]- W. M. Hetherington III, N. E. Van Wyck, E. W. Koenig, G. I. Stegeman, R. M. Fortenberry, 'Observation of Coherent Raman Scattering in Thin-Film Optical Waveguides', *Opt. Lett.* **9**, 88 (1984).
- [49]- J. D. Valera, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, R. L. Shoemaker, Xu Mai, C. Liao, 'Demonstration of Nonlinear Prism Coupling', *Appl. Phys. Lett.* **45**, 1013 (1984).
- [50]- R. Ulrich, 'Theory of Prism-Film Coupler by Plane-Wave Analysis', *J. Opt. Soc. Am.* **60**, 1337 (1970).
- [51]- R. Ulrich, 'Optimum Excitation of Optical Surface Waves', *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 1467 (1971).
- [52]- J. Brandrup, E. H. Immergut, 'Polymer Handbook', 2<sup>a</sup> ed. J. Wiley, New York (1975).
- [53]- R. Ulrich, 'Efficiency of Optical-Grating Couplers', *J. Opt. Soc. Am.* **63**, 1419 (1973).
- [54]- K. Ogawa, W. S. C. Chang, 'Analysis of Holographic Thin Film Grating Coupler', *Appl. Opt.* **12**, 2167 (1973).
- [55]- S. T. Peng, T. Tamir, H. L. Bertoni, 'Leaky-Wave Analysis of Optical Periodic Couplers', *Electron. Lett.* **9**, 150 (1973).
- [56]- W. Y. Wang, T. J. Dilauro, 'Bragg Effect Waveguide Coupler Analysis', *Appl. Opt.* **16**, 3230 (1977).

- [57]- K. C. Chang, V. Shah, T. Tamir, 'Scattering and Guiding of Waves by Dielectric Gratings with Arbitrary Profiles', *J. Opt. Soc. Am.* **70**, 804 (1980).
- [58]- A. A. Spikhal'skii, 'Optimal Designing of Grating Couplers for Diffused Waveguides in Electro-Optical Crystals', *Opt. Quantum Electron.* **18**, 103 (1986).
- [59]- K. C. Chang, T. Tamir, 'Simplified Approach to Surface-Wave Scattering by Blazed Dielectric Gratings', *Appl. Opt.* **19**, 282 (1980).
- [60]- G. I. Stegeman, 'Guided Wave Approaches to Optical Bistability', *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18**, 1610 (1982).
- [61]- G. I. Stegeman, E. M. Wright, C. T. Seaton, J. V. Moloney, T. Shen, A. A. Maradudin, R. F. Wallis, 'Nonlinear Slab-Guided Waves in Non-Kerr-Like Media', *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 977 (1986).
- [62]- E. M. Wright, G. I. Stegeman, C. T. Seaton, J. V. Moloney, A. D. Boardman, 'Multisoliton Emission from a Nonlinear Waveguide', *Phys. Rev. A* **34**, 4442 (1986).
- [63]- G. Assanto, M. B. Marques, G. I. Stegeman, 'Grating Coupling of Light Pulses into Third-Order Nonlinear Waveguides', *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 553 (1991).
- [64]- U. Langbein, F. Lederer, T. Peschel, H.-E. Ponath, 'Nonlinear Guided Waves in Saturable Nonlinear Media', *Opt. Lett.* **10**, 571 (1985).
- [65]- M. A. Kramer, W. R. Tompkin, R. W. Boyd, 'Nonlinear-Optical Interactions in Fluorescein-Doped Boric Acid Glass', *Phys. Rev. A* **34**, 2026 (1986).
- [66]- M. Romagnoli, G. I. Stegeman, 'Saturation of Guided Wave Index with Power in Nonlinear Planar Waveguides', *Opt. Commun.* **64**, 343 (1987).
- [67]- R. Moshrefzadeh, B. Svensson, M. Xu, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, 'Chirped Gratings for Efficient Coupling into Nonlinear Waveguides', *Appl. Phys. Lett.* **51**, 390 (1987).

- [68]- M. B. Marques, G. Assanto, G. I. Stegeman, G. R. Möhlmann, E. W. P. Erdhuisen, W. H. G. Horsthuis, 'Large, Nonresonant, Intensity Dependent Refractive Index of 4-Dialkylamino-4'-Nitro-Diphenyl-Polyene Side Chain Polymers in Waveguides', *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2613 (1991).
- [69]- G. I. Stegeman, C. T. Seaton, R. Zanoni, 'Organic Films in Non-Linear Integrated Optics Structures', *Thin Solid Films* **152**, 231 (1987).
- [70]- G. Assanto, R. M. Fortenberry, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, 'Theory of Pulsed Excitation of Nonlinear Distributed Prism Couplers', *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 432 (1988).
- [71]- G. Assanto, A. Gabel, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, C. N. Ironside, T. J. Cullen, 'All-Optical Switching in Prism Coupling to Semiconductor-Doped Glass Waveguides', *Electron. Lett.* **23**, 484 (1987).
- [72]- F. Pardo, H. Chelli, A. Koster, N. Paraire, S. Laval, 'Experimental and Theoretical Study of Ultrafast Optical Switching Using Guided Mode Excitation in Silicon on Sapphire', *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23**, 545 (1987).
- [73]- R. M. Fortenberry, G. Assanto, R. Moshrefzadeh, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, 'Pulsed Excitation of Nonlinear Distributed Coupling into Zinc Oxide Optical Guides' *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 425 (1988).
- [74]- W. E. Torruellas, R. Zanoni, M. B. Marques, G. I. Stegeman, G. R. Möhlmann, E. W. P. Erdhuisen, W. H. G. Horsthuis, 'Measurement of Third-Order Nonlinearities of Side-Chain-Substituted Polymers', *Chem. Phys. Lett.* **175**, 267 (1990).
- [75]- L. M. Hayden, G. F. Sauter, F. R. Ore, P. L. Pasillas, J. M. Hoover, G. A. Lindsay, R. A. Henry, 'Second-Order Nonlinear Optical Measurements in Guest-Host and Side-Chain Polymers', *J. Appl. Phys.* **68**, 456 (1990).
- [76]- D. M. Krol, M. Thakur, 'Measurement of the Nonlinear Refractive Index of Single-Crystal Polydiacetylene Channel Waveguides', *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1406 (1990).

- [77]- J. R. Salcedo, A. E. Siegman, D. D. Dlott, M. D. Fayer, 'Dynamics of Energy Transport in Molecular Crystals: The Picosecond Transient Grating Method', *Phys. Rev. Lett.* **41**, 131 (1978).
- [78]- J. R. Salcedo, 'The Picosecond Transient Grating Technique: Studies on Energy Transport and Photoacoustic Effects' Ph.D. Thesis, Stanford University (1979).
- [79]- K. E. Spauding, G. M. Morris, 'Achromatic Waveguide Input/Output Coupler Design', *Appl. Opt.* **30**, 1096 (1991).
- [80]- W. Driemeier, 'Coupled-Wave Analysis of the Bragg Effect Waveguide Coupler', *J. Mod. Opt.* **38**, 363 (1991).
- [81]- K. W. Beeson, K. A. Horn, M. McFarland, J. T. Yardley, 'Photochemical Laser Writing of Polymeric Optical Waveguides', *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1955 (1991).
- [82]- R. Vijaya, Y. V. G. S. Murti, T. A. P. Rao, G. Sundararajan, 'Nonresonant Third-Order Optical Response of Polyphenyl Acetylene', *J. Appl. Phys.* **69**, 3429 (1991).
- [83]- Y. Pang, M. Samoc, P. N. Prasad, 'Third-Order Nonlinearity and Two-Photon-Induced Molecular Dynamics: Femtosecond Time-Resolved Transient Absorption, Kerr Gate, and Degenerate Four-Wave Mixing Studies in Poly (p-Phenylene Vinylene)/Sol-Gel Silica Film', *J. Chem. Phys.* **94**, 5282 (1991).
- [84]- B. Rossi, H. J. Byrne, W. Blau, 'Degenerate Four-Wave Mixing in Rhodamine Doped Epoxy Waveguides', *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1712 (1991).
- [85]- K. Rochford, R. Zanoni, G. I. Stegeman, W. Krug, E. Miao, M. W. Beranek, 'Measurement of Nonlinear Refractive Index and Transmission in Polydiacetylene Waveguides at 1.319  $\mu\text{m}$ ', *Appl. Phys. Lett.* **58**, 13 (1991).
- [86]- W. E. Torruellas, K. B. Rochford, R. Zanoni, S. Aramaki, G. I. Stegeman, 'The Cubic Susceptibility Dispersion of Poly (4-BCMU) Thin Films: Third Harmonic Generation and Two-Photon-Absorption Measurements', *Opt. Commun.* **82**, 94 (1991).