

Rui Pedro da Silva Morais

Poling em Fibras Ópticas



Departamento de Física

Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

Abril – 2003

Rui Pedro da Silva Morais

Poling em Fibras Ópticas



*Tese submetida à Faculdade de Ciências da Universidade do Porto
para obtenção do grau de Mestre em Optoelectrónica e Lasers*

Departamento de Física
Faculdade de Ciências da Universidade do Porto
Abril – 2003

Tese realizada sob a supervisão do Professor Doutor

Manuel Joaquim Bastos Marques

AGRADECIMENTOS

Todo o trabalho apresentado nesta tese foi realizado na Unidade de Optoelectrónica e Sistemas Electrónicos do INESC Porto, coordenada pelo Professor Doutor José Luís Santos, a quem desejo agradecer, com toda a minha sinceridade, os seus imensos ensinamentos, a sua disponibilidade constante, a confiança que sempre depositou em mim, e claro a sua amizade.

Gostaria de agradecer ao Professor Doutor Manuel Bastos Marques pela sua orientação, apoio e paciência, sem os quais muitos dos passos dados na realização desta tese teriam sido impossíveis.

Não posso deixar de agradecer ao Youri Zavorotnii pelos seus ensinamentos sobre o poling térmico e pelo trabalho que desenvolvemos juntos no poling com UV.

Aos Professores Doutores Paulo Marques e António Pereira Leite gostaria de expressar os meus agradecimentos pelo apoio que me deram e pelas ideias que me transmitiram ao longo do meu trabalho.

Um grande obrigado aos meus colegas e amigos Filipe Sá, Dionísio Cerqueira, Luís Gomes, Miguel Melo, Paulo Caldas, Pedro Jorge e Orlando Frazão pelo auxílio que me deram no trabalho desenvolvido, por estarem sempre disponíveis e pela sua amizade.

Um agradecimento especial à Luísa Mendonça pela sua presença sempre amiga e encorajadora.

Os meus agradecimentos são também dirigidos ao Sr. Ernesto Pinheiro pelo auxílio prestado em várias situações de âmbito experimental.

Gostaria de agradecer à Multiwave Networks Portugal, em particular aos Doutores Luís Ferreira, Francisco Araújo e António Lobo pelo seu apoio e compreensão.

Gostaria ainda de agradecer aos meus pais por todo o apoio que sempre me deram ao longo do meu percurso académico.

E porque os últimos, neste caso, são mesmo os primeiros; Rute, muito obrigado por tudo!

SUMÁRIO DA TESE

Nesta tese fez-se um estudo experimental dos mecanismos de poling térmico e poling com UV aplicados em fibras ópticas especiais do tipo *Twin-Hole Fibres* (THF)

No trabalho efectuado com a técnica de poling térmico, o valor mais elevado que se conseguiu obter para o coeficiente electro-óptico linear induzido no núcleo da fibra foi de 0.025 pm/V. A explicação encontrada para justificar este valor relativamente baixo baseia-se na reduzida concentração de iões do tipo Na⁺, K⁺ e Li⁺ na THF utilizada e no facto da posição do núcleo não estar optimizada para o poling térmico.

No caso do poling com UV, verificou-se o aparecimento de um campo eléctrico interno na THF. Este campo associado a um valor elevado de $\chi^{(3)}$ deveria originar um coeficiente electro-óptico linear significativo. No entanto, com radiação a 248 nm, não se verificou qualquer alteração no valor de $\chi^{(3)}$ depois do poling. Este facto inviabilizou a indução de um valor elevado para o coeficiente electro-óptico linear.

SUMMARY OF THE THESIS

In this thesis an experimental study of thermal poling and UV poling applied in Twin-Hole Fibres (THF) is presented.

In the work done with thermal poling, the best value obtained for the linear electro-optical coefficient induced in the fibre's core was 0.025 pm/V. This relatively low value is justified by the reduced concentration of Na⁺, K⁺ and Li⁺ ions and the non optimized location of the core.

In UV poling, the appearance of an internal electric field inside the fibre was demonstrated. It was expected that this field, acting on a huge value of $\chi^{(3)}$, would induce a significant linear electro-optic coefficient. Yet, using radiation at 248 nm, no changes in the $\chi^{(3)}$ value were observed. This fact avoided the appearance of a high linear electro-optic coefficient.

ÍNDICE

1 – INTRODUÇÃO	1
2 – O FORMALISMO TEÓRICO	5
2.1 O MODELO DE LORENTZ	5
2.2 O OSCILADOR NÃO HARMÓNICO	7
<i>Materiais sem simetria de inversão</i>	8
<i>Materiais com simetria de inversão</i>	10
2.3 OS EFEITOS ELECTRO-ÓPTICOS	12
<i>Formalismo matemático</i>	13
<i>Exemplo de estudo do efeito de Pockels</i>	14
<i>Exemplo de estudo do efeito de Kerr</i>	16
2.4 UM MODULADOR ELECTRO-ÓPTICO	17
3 – O POLING TÉRMICO	21
3.1 INTRODUÇÃO	21
3.2 MODELOS PARA O FUNCIONAMENTO DO POLING TÉRMICO	23
3.3 INDUÇÃO DO COEFICIENTE ELECTRO-ÓPTICO LINEAR	27
3.4 TWIN-HOLE FIBERS	29
3.4 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	30
<i>Poling térmico</i>	30
<i>Técnicas de medição</i>	32
3.5 RESULTADOS OBTIDOS	42
3.6 ANÁLISE DOS RESULTADOS	45
4 – O POLING COM UV	47
4.1 INTRODUÇÃO	47
4.2 MODELO PARA O FUNCIONAMENTO DO POLING COM UV	48
<i>Mecanismo da fotossensibilidade</i>	48
<i>Mecanismo para a indução de $\chi_f^{(2)}$</i>	50

4.3 TENTATIVA DE EXECUÇÃO DO POLING COM UV	52
<i>Montagem experimental</i>	52
<i>Resultados obtidos</i>	54
CONCLUSÃO DA TESE	57
ANEXO – O CIRCUITO DE REALIMENTAÇÃO	59
BIBLIOGRAFIA	61

1 INTRODUÇÃO

Num mundo onde a comunicação à distância assume um papel cada vez mais fundamental, qualquer desenvolvimento científico que aponte no sentido de a melhorar torna-se um tema com profundo interesse no seio da comunidade científica. O poling em fibras ópticas é um exemplo disso mesmo.

No universo das telecomunicações, as fibras ópticas desempenham um papel preponderante pois são responsáveis pelo transporte de grande parte do tráfego de informação que hoje circula por todos os cantos do planeta. Sejam elas ligações transatlânticas ou metropolitanas, as fibras ópticas são o meio mais utilizado para levar a informação de um lado para o outro.

No entanto, para além do meio de transporte, o acto de comunicar impõe a existência de um emissor, de um receptor e de um sinal que vá de um a outro lado sem perda de informação. Numa rede de telecomunicações o papel das fibras ópticas é maioritariamente passivo. Funções como a geração de sinal, codificação e descodificação, amplificação, direcção, etc., requerem a utilização de dispositivos electrónicos, optoelectrónicos e fotónicos activos.

Uma das visões para uma rede de telecomunicações futurista inclui dispositivos activos integrados na própria fibra óptica. Alguns destes, como os amplificadores ópticos e os lasers em fibra, ambos baseados em fibra óptica dopada com érbio, encontram-se já no mercado. Outros como os moduladores, os conversores de frequência ou os comutadores ópticos estão ainda numa fase de desenvolvimento. Este atraso relativo deve-se à dificuldade em gerar interacções não lineares de segunda ordem no interior das fibras ópticas. Em geral estas funções são executadas por dispositivos baseados em cristais, onde intrinsecamente existe um coeficiente não linear de segunda ordem elevado.

A sílica na sua forma vítrea é o material base utilizado na fabricação das fibras ópticas mais comuns. Esta, como material amorfo que é, tem o coeficiente não linear de segunda ordem nulo. Por este motivo, acções como a conversão de frequências ópticas ou a modulação da luz tornam-se difíceis de realizar. É aqui que o mecanismo conhecido por poling pode vir a ter um papel importante.

A aplicação do poling provoca o aparecimento de um campo electrostático permanente que fica gravado na matriz da sílica. Esta alteração é responsável por uma quebra de

simetria do material, induzindo com isso um coeficiente não linear de segunda ordem diferente de zero. Hoje, no mundo científico, estudam-se os melhores métodos para tornar o valor desse coeficiente suficientemente elevado de modo a tornar-se possível o desenvolvimento de dispositivos activos em sílica.

O poling baseia-se na aplicação simultânea de um campo eléctrico muito intenso ($E \sim \text{MV/cm}$) e de um outro mecanismo responsável pela excitação dos átomos da região a ser afectada. Para esta função são geralmente utilizadas temperaturas da ordem dos 300°C ou radiação UV. Quando se utiliza a temperatura o processo é denominado por poling térmico. O segundo caso é conhecido por poling com UV.

O poling térmico é reconhecido por todos como sendo um processo bastante reprodutível e, por isso mesmo, credível. O poling com UV, por outro lado, é de difícil demonstração e com uma reprodutibilidade baixa. Por estes motivos, o poling térmico é o processo mais utilizado pela comunidade científica, embora os melhores resultados alguma vez publicados tenham ocorrido numa demonstração, em 1995 por Fujiwara et al., de poling com UV.

A primeira demonstração de poling em fibras ópticas ocorreu em 1988 por Bergot et al.. Esta experiência suscitou grande interesse e, desde então, inúmeras equipas científicas espalhadas por todo o mundo têm-se dedicado ao tema. No início da década de 90 deu-se uma forte evolução das técnicas de poling e, com isso, um significativo melhoramento dos resultados obtidos para o coeficiente não linear de segunda ordem. No entanto, nos últimos anos dessa década, ocorreu uma estagnação dos resultados e, de então para cá, as experiências científicas têm sido mais direccionadas para a interpretação do fenómeno do que para a optimização dos resultados.

Como já se referiu, a técnica do poling requer a utilização de campos eléctricos da ordem de MV/cm aplicados, por exemplo, ao núcleo de uma fibra óptica. Isto só é possível executar se existir um bom isolamento eléctrico entre os eléctrodos responsáveis pelo campo. No caso das fibras este facto levou ao desenvolvimento de novas geometrias, sendo a mais promissora uma que incorpora os eléctrodos na sua própria bainha. Este tipo de fibra óptica ficou conhecido por *Twin-Hole Fibre* (THF) uma vez que na bainha possui dois canais paralelos ao núcleo onde são colocados os eléctrodos. Os estudos mais recentes e com melhores resultados de poling em fibras ópticas são efectuados em THF.

Nesta tese fez-se um estudo experimental do poling aplicado em fibras ópticas. Foram utilizadas as técnicas de poling térmico e de poling com UV. Todas as experiências foram feitas com fibras do tipo THF.

A medição do coeficiente não linear induzido é geralmente feita por uma de duas técnicas; a geração do segundo harmónico ou o estudo do efeito de Pockels. No trabalho realizado foi utilizada a segunda aproximação. Para tal construiu-se um interferómetro do tipo Mach-Zehnder onde, num dos seus braços, se colocou a THF. Através da modulação da luz por efeito de Pockels, foi possível medir, recorrendo a técnicas especiais de detecção, o coeficiente electro-óptico induzido na fibra.

A estrutura desta tese está dividida em quatro capítulos. O primeiro é esta introdução onde se tenta fazer um enquadramento geral da técnica do poling e dos horizontes por ela abertos. No segundo capítulo faz-se uma breve análise sobre o formalismo teórico associado a interacções ópticas não lineares, nomeadamente aos efeitos electro-ópticos linear e de segunda ordem. Os capítulos três e quatro são dedicados ao poling térmico e com UV, respectivamente. Ambos os capítulos iniciam com a apresentação dos principais resultados publicados na literatura e dos modelos teóricos que pretendem explicar o funcionamento das técnicas. A seguir apresenta-se o trabalho desenvolvido em cada um dos casos, estando a explicação das técnicas de detecção e as características da THF presentes apenas no terceiro capítulo. A tese acaba com as conclusões sobre o trabalho desenvolvido e com a apresentação de ideias para o futuro.

2 O FORMALISMO TEÓRICO

Toda a temática tratada nesta dissertação pode enquadrar-se no campo da óptica não linear. Dentro deste, temas como a geração do 2º harmónico, das frequências soma ou diferença, as interacções paramétricas ou o efeito electro-óptico poderiam ser explorados em detalhe sem perda de coerência. No entanto, uma vez que todo o trabalho experimental decorreu em torno do efeito electro-óptico, é natural que este seja posto em evidência. Assim, este capítulo tem como objectivo abordar os princípios teóricos usualmente utilizados para descrever este efeito.

2.1 O MODELO DE LORENTZ

Começemos por considerar o modelo clássico de um átomo composto por um núcleo e um electrão. Se lhe for aplicado um campo eléctrico, a distância entre o electrão e o núcleo irá variar: é induzida uma polarização. Se o campo oscilar a polarização segue-o, de tal forma que a frequência de oscilação desta será igual à do campo aplicado. Dito de outra forma, o electrão é posto a oscilar em torno da sua posição de equilíbrio; forma, assim, um dipolo oscilante. Este dipolo radia uma onda electromagnética. A frequência desta onda é a mesma do dipolo e, portanto, igual à do campo eléctrico excitador. A fase, por outro lado, é determinada pela força regenerativa que liga o electrão ao núcleo.

Resulta então o seguinte: parte de uma onda electromagnética incidente num átomo (dipolo) faz com que este radie uma onda de igual frequência, mas com fase diferente. Assim, a onda resultante terá uma fase algures entre a da onda incidente e a da radiada.

Pode agora seguir-se um raciocínio idêntico para um segundo átomo, tomando como onda incidente a resultante do primeiro, e assim sucessivamente para uma cadeia de N átomos. Se considerarmos duas ondas paralelas, com a mesma frequência e fase inicial, em que uma delas atravessa os N átomos, no final da cadeia a diferença de fase entre as duas ondas é, claramente, proporcional a N . Não é difícil imaginar que uma cadeia de N átomos pode ser substituída por um material de espessura d , onde d é proporcional a N . Isto põe em evidência que uma onda electromagnética no interior de um material se propaga mais

lentamente do que no vácuo. A razão entre as velocidades de propagação é conhecida pelo índice de refração absoluto de um material:

$$n = \frac{c}{\text{velocidade no material}}.$$

Para colocar a análise efectuada numa base mais rigorosa, pode utilizar-se a linguagem matemática na descrição do modelo mencionado. A equação de movimento de um electrão que oscila em torno de uma posição de equilíbrio, como um oscilador harmónico, é a seguinte:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m} E(t), \quad 2.1$$

onde x é o deslocamento do electrão relativamente à posição de equilíbrio, e é a sua carga, m a sua massa e ω_0 a frequência natural. γ é uma constante de amortecimento e E um campo eléctrico aplicado.

Por agora o movimento é considerado apenas numa direcção.

Imagine-se um campo eléctrico incidente dado por:

$$E(t) = \frac{1}{2} E(\omega) [e^{-i\omega t} + e^{i\omega t}]. \quad 2.2$$

Se este for substituído na equação 2.1, resulta uma equação linear cuja solução é:

$$x = -\frac{e}{2m} \frac{1}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} E(\omega) e^{-i\omega t} + \text{complexo conjugado}. \quad 2.3$$

Um meio com uma densidade de electrões N , tem uma densidade de polarização $P(t) = -Nex$, ou:

$$P(t) = \frac{Ne^2}{2m} \frac{1}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} E(\omega) e^{-i\omega t} + \text{complexo conjugado}. \quad 2.4$$

Definindo a susceptibilidade eléctrica como,

$$\chi = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \frac{1}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} + \text{complexo conjugado} \quad 2.5$$

e substituindo na equação 2.4, esta fica

$$P(t) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi E(\omega) e^{-i\omega t} + \text{complexo conjugado}, \quad 2.6$$

onde ϵ_0 é a permissividade eléctrica do vazio.

Nesta equação verifica-se que, efectivamente, a polarização induzida é proporcional à amplitude do campo aplicado e oscila com a mesma frequência deste.

Sabendo que o deslocamento eléctrico é:

$$D(t) = \epsilon_0 E(t) + P(t), \quad 2.7$$

vê-se que a constante dieléctrica do meio é $1 + \chi$, sendo o índice de refração igual a $\sqrt{1 + \chi}$. A absorção do meio resulta da parte imaginária de χ .

2.2 O OSCILADOR NÃO HARMÓNICO

Na secção anterior, a dependência da polarização de um meio com o campo eléctrico incidente foi considerada linear. No entanto, de um modo geral em física, os modelos que colocam uma grandeza a variar linearmente com outra não passam de aproximações cuja validade é restrita. É então espectável que a polarização só responda de forma linear para valores limitados do campo eléctrico aplicado.

Tal como o nome indica, os fenómenos em óptica não linear ocorrem quando a dependência da polarização com o campo eléctrico deixa de ser linear. Nesta situação o modelo do oscilador harmónico tem de ser corrigido. Pode então imaginar-se que a força regenerativa ao actuar no electrão o faz de forma não linear. Como se verá, a correcção ao modelo de Lorentz é diferente conforme os materiais possuam ou não simetria de inversão.

Materiais sem simetria de inversão

Neste tipo de materiais a equação de movimento do electrão relativamente à sua posição de equilíbrio é, aproximadamente:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x + ax^2 = -\frac{e}{m} E(t). \quad 2.8$$

Onde a é o parâmetro que introduz a correcção não linear relativamente ao modelo original. Neste caso a força regenerativa do movimento do electrão é dada por:

$$F_{\text{regenerativa}} = -m\omega_0^2 x - max^2. \quad 2.9$$

Esta equação surge ao considerarmos que a força regenerativa depende de forma não linear do deslocamento x , retendo apenas os termos linear e quadrático da expansão em série de Taylor daí resultante.

A este tipo de força está associado um potencial:

$$U = -\int F_{\text{regenerativa}} dx = \frac{1}{2} m\omega_0^2 x^2 + \frac{1}{3} max^3. \quad 2.10$$

Onde o primeiro termo corresponde ao potencial harmónico sugerido por Lorentz e o segundo à correcção não harmónica introduzida.

Este modelo só é válido para materiais sem simetria de inversão uma vez que o potencial considerado contém termos com potências pares e ímpares de x . Num material centrossimétrico tem de verificar-se a condição $U(x) = U(-x)$, logo o potencial só pode depender de potências pares de x .

Considere-se um campo aplicado com a forma

$$E(t) = \frac{1}{2} (E(\omega_1)e^{-i\omega_1 t} + E(\omega_2)e^{-i\omega_2 t}) + \text{complexo conjugado}. \quad 2.11$$

A equação 2.8 não tem solução geral para este campo. No entanto, se o campo aplicado for suficientemente fraco, o termo não linear ax^2 será muito menor que o linear, $\omega_0^2 x$. Nesta

situação, recorrendo à teoria das perturbações, é possível encontrar uma solução na forma de uma série de potências:

$$x = x^{(1)} + x^{(2)} + x^{(3)} + \dots, \quad 2.12$$

onde

$$x^{(l)} = \alpha_l E^l. \quad 2.13$$

Os pormenores do cálculo da solução podem ser encontrados em *Nonlinear Optics* de R. Boyd ou *Quantum Electronics* de A. Yariv, entre outros. Da solução encontrada com a forma da equação 2.12, resulta que $x^{(1)}$ é a solução harmónica (equação 2.3) e a sua primeira correcção é:

$$x^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = \frac{-a(e/m)^2 E(\omega_1)E(\omega_2)}{D(\omega_1 + \omega_2)D(\omega_1)D(\omega_2)}, \quad 2.14$$

com a função

$$D(\omega) = \omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma. \quad 2.15$$

Por conveniência foi escolhida a solução à frequência $\omega_1 + \omega_2$.

Quando está presente uma não linearidade de 2ª ordem, a expressão da polarização fica:

$$\begin{aligned} P(t) &= \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t) \\ &= P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) \end{aligned} \quad 2.16$$

Onde $P^{(1)}(t)$ foi definido na secção anterior e $P^{(2)}(t)$, no caso da solução à frequência $\omega_1 + \omega_2$, tem amplitude:

$$P^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = \chi^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) E(\omega_1) E(\omega_2). \quad 2.17$$

Sabendo que

$$P^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = -Nex^{(2)}(\omega_1 + \omega_2), \quad 2.18$$

a susceptibilidade não linear de segunda ordem é:

$$\chi^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = \frac{Na(e^3/m^2)}{\epsilon_0 D(\omega_1 + \omega_2)D(\omega_1)D(\omega_2)}. \quad 2.19$$

Tendo em consideração a natureza vectorial dos campos utilizados nos cálculos, a susceptibilidade não linear de 2ª ordem transforma-se num tensor cujas componentes são:

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = \frac{Na_{ijk}(e^3/m^2)}{\epsilon_0 D_i(\omega_1 + \omega_2)D_j(\omega_1)D_k(\omega_2)}. \quad 2.20$$

De entre os materiais cristalinos com valores mais elevados de $\chi^{(2)}$ destaca-se o Niobato de Lítio (LiNbO_3) pela sua utilização em diversos dispositivos fotónicos comerciais. Neste material $\chi^{(2)}$ tem valores da ordem de 10^{-11} m/V.

Materiais com simetria de inversão

Para materiais que possuam simetria de inversão, a força regenerativa utilizada no modelo não harmónico passa a ser:

$$F_{\text{regenerativa}} = -m\omega_0^2 x - mbx^3. \quad 2.21$$

Onde agora é o parâmetro b que caracteriza a não linearidade.

O potencial associado a esta força é:

$$U = - \int F_{\text{regenerativa}} dx = \frac{1}{2} m\omega_0^2 x^2 + \frac{1}{4} mbx^4. \quad 2.22$$

Neste caso verifica-se a simetria quando se faz a transformação $x \rightarrow -x$. Fica então o termo $mbx^4/4$ como sendo a correcção mais forte ao potencial parabólico do modelo de Lorentz, $m\omega_0^2 x^2/2$.

A polarização do meio fica:

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t). \quad 2.23$$

Tal como nos materiais sem simetria de inversão, é possível, recorrendo à teoria das perturbações, encontrar uma solução para a equação do movimento do electrão sujeito à força descrita na equação 2.21. Dessa solução, seguindo um raciocínio em tudo idêntico ao da secção anterior, para o campo

$$E(t) = \frac{1}{2} \left(E(\omega_1) e^{-i\omega_1 t} + E(\omega_2) e^{-i\omega_2 t} + E(\omega_3) e^{-i\omega_3 t} \right) + \text{complexo conjugado}, \quad 2.24$$

define-se a susceptibilidade não linear de terceira ordem como:

$$\chi^{(3)}(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) = \frac{Ne^4}{\varepsilon_0 m^3} \frac{b}{D(\omega_1)D(\omega_2)D(\omega_3)D(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)}. \quad 2.25$$

Onde, novamente por conveniência, apenas se apresenta a solução à frequência soma $\omega_1 + \omega_2 + \omega_3$.

Caso seja necessária a utilização da notação vectorial, e tendo em consideração a simetria intrínseca de permutação de $\chi^{(3)}$, resulta:

$$\chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) = \frac{Ne^4 b}{3\varepsilon_0 m^3} \frac{(\delta_{ij}\delta_{kl} + \delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk})}{D(\omega_1)D(\omega_2)D(\omega_3)D(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)}. \quad 2.26$$

As não linearidades de terceira ordem também existem em materiais sem simetria de inversão, no entanto, quando comparadas com as de segunda ordem, em geral são desprezáveis.

A sílica, como material amorfo, apresenta simetria de inversão macroscópica. Quer isto dizer que, teoricamente tem $\chi^{(2)} = 0$. Por esta razão as não linearidades de terceira ordem assumem um papel importante em fibras ópticas e guias de onda planares fabricados neste material. A susceptibilidade de terceira ordem tem valores da ordem de $10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$ nestes dispositivos.

2.3 OS EFEITOS ELECTRO-ÓPTICOS

Em 1875 Kerr descobriu que ao aplicar um campo electrostático a alguns líquidos transparentes, o índice de refração destes variava proporcionalmente ao quadrado do campo. Mais tarde, Pockels e outros observaram algo semelhante em alguns cristais sendo que, desta feita, a variação do índice de refração era linear com o campo electrostático. Os efeitos de Pockels e de Kerr são também conhecidos por efeito electro-óptico linear e quadrático, respectivamente. Designam-se por efeitos electro-ópticos as variações do índice de refração de um material quando este é submetido a um campo eléctrico estático ou de baixa frequência.

O efeito de Pockels pode descrever-se através da polarização não linear de segunda ordem dada por:

$$P_i^{(2)}(\omega_1 + 0) = \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1 + 0) E_j(\omega_1) E_k(0) . \quad 2.27$$

No efeito de Kerr, uma vez que a dependência no campo eléctrico estático (ou de baixa frequência) é quadrática, a polarização que origina o efeito é não linear de terceira ordem:

$$P_i^{(3)}(\omega_1 + 0 + 0) = \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_1 + 0 + 0) E_j(\omega_1) E_k(0) E_l(0) . \quad 2.28$$

Decorrente da discussão apresentada na secção anterior, o efeito de Pockels é esperado apenas em materiais que não apresentem simetria de inversão. O efeito de Kerr manifesta-se em qualquer tipo de material sendo, no entanto, mais relevante naqueles onde não ocorrem efeitos não lineares de segunda ordem.

Por resultarem de susceptibilidades não lineares de segunda e terceira ordem, os efeitos electro-ópticos poderiam ser descritos desenvolvendo o formalismo seguido nas duas

secções anteriores. Historicamente, no entanto, não foi isso que sucedeu e estes efeitos são geralmente descritos segundo um formalismo matemático bastante diferente do apresentado. Este será desenvolvido de seguida uma vez que os principais modelos teóricos presentes neste trabalho decorrem directamente dele.

Formalismo matemático

O índice de refração de um material, na presença de um efeito electro-óptico, pode ser representado como uma função do campo eléctrico aplicado. As suas variações são, no entanto, bastante pequenas, por isso a função $n(E)$ pode ser expandida numa série de Taylor em redor de $E = 0$,

$$n(E) = n + a_1 E + a_2 E^2 + \dots, \quad 2.29$$

onde os coeficientes presentes na expansão são $n = n(0)$, $a_1 = \left(\frac{dn}{dE} \right)_{E=0}$ e $a_2 = \left(\frac{d^2 n}{dE^2} \right)_{E=0}$. Em geral esta expressão tem outra aparência na literatura, de facto, a dependência de n com E e E^2 é usualmente representada pelos coeficientes r e s conhecidos por coeficientes electro-ópticos linear e quadrático, respectivamente:

$$n(E) = n - \frac{1}{2} r n^3 E - \frac{1}{2} s n^3 E^2 + \dots \quad 2.30$$

Esta equação indica-nos de imediato qual a variação sofrida pelo índice de refração de um meio na presença de um campo eléctrico. Essa é, em geral, a principal informação que se procura quando são estudados os efeitos electro-ópticos.

A equação 2.30 foi apresentada de forma bastante empírica e, na realidade, a sua dedução não é assim tão simples. Por exemplo, em meios anisotrópicos é incontornável considerar o carácter tensorial da permitividade eléctrica (ϵ_{ij}), que é como quem diz, o da impermeabilidade eléctrica, η ($\eta_{ij} = \epsilon_0 (\epsilon_{ij}^{-1})$). Isto faz com que os coeficientes electro-ópticos r e s passem a ser tensores de terceira e quarta ordem, respectivamente, e os seus elementos funções das direcções do campo eléctrico aplicado e da polarização da luz.

É comum e bastante intuitiva a utilização de uma construção geométrica, conhecida por elipsóide dos índices, para caracterizar as propriedades ópticas de um meio. Nas direcções principais do meio¹ (x_i), onde $\eta_{ij} = \eta_{ji}$, o elipsóide dos índices é dado por

$$\sum_{ij} \eta_{ij} x_i x_j = 1. \quad 2.31$$

Quando se aplica um campo eléctrico a um material, o seu elipsóide dos índices é alterado. Isto acontece por η passar a ser uma função de E ($\eta_{ij} = \eta_{ij}(E)$). Introduzindo $\eta_{ij}(E)$ na expressão do elipsóide podem deduzir-se as propriedades ópticas do meio.

As variações em $\eta_{ij}(E)$ devidas ao campo $E = (E_1, E_2, E_3)$ são bastante pequenas e, tal como na equação 2.29, a expansão com uma série de Taylor em torno de $E = 0$ é uma boa aproximação:

$$\eta_{ij}(E) = \eta_{ij} + \sum_k r_{ijk} E_k + \sum_{kl} s_{ijkl} E_k E_l. \quad 2.32$$

Onde $r_{ijk} = \partial \eta_{ij} / \partial E_k$ e $s_{ijkl} = \frac{1}{2} \partial^2 \eta_{ij} / \partial E_k \partial E_l$.

Devido a questões de simetria, o tensor r_{ijk} tem apenas 3×6 elementos independentes enquanto que s_{ijkl} tem 6×6 . É usual substituir o par de índices (i, j) , $i, j = 1, 2, 3$ por um único índice, $I = 1, 2, \dots, 6$ (esta regra é seguida pela maioria da literatura que aborda os efeitos electro-ópticos). Seguindo a mesma filosofia, o par (k, l) , $k, l = 1, 2, 3$ pode também ser substituído por $K = 1, 2, \dots, 6$. Os tensores r_{ijk} e s_{ijkl} são então substituídos por r_{Ik} e s_{IK} , respectivamente.

Exemplo de estudo do efeito de Pockels

Num material onde se verifique o efeito de Pockels o tensor impermeabilidade pode ser escrito como:

¹ Estas são as direcções do meio ao longo das quais os vectores D e E são paralelos. São ainda coincidentes com os eixos principais do elipsóide, cujas dimensões correspondem aos índices de refração principais n_1 , n_2 e n_3 . Para facilitar a notação adoptou-se a convenção $x_1 = x$, $x_2 = y$ e $x_3 = z$.

$$\eta_l(E) = \eta_l + \sum_k r_{lk} E_k. \quad 2.33$$

Ou, em termos de variação de índice de refração:

$$\left(\frac{1}{n^2(E)} \right)_l = \left(\frac{1}{n^2} \right)_l + \sum_k r_{lk} E_k. \quad 2.34$$

O LiNbO_3 é exemplo de um cristal uniaxial ($n_1=n_2=n_o$, $n_3=n_e$). Pertence à classe dos cristais trigonais com simetria de grupo $3m$. Os elementos do seu tensor electro-óptico r_{lk} são:

$$r_{lk} = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad 2.35$$

Se lhe for aplicado um campo eléctrico com a direcção do seu eixo óptico (no caso a direcção do eixo dos $\tilde{x}\tilde{z}$), $E=(0,0,E)$, então o elipsóide dos índices toma a forma:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E \right) (x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E \right) \tilde{z}^2 = 1 \quad 2.36$$

Desta equação resultam imediatamente as alterações sofridas pelos índices de refração do cristal:

$$\begin{aligned} n_o(E) &\approx n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E \\ n_e(E) &\approx n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E \end{aligned} \quad 2.37$$

De notar a semelhança entre este resultado e a equação 2.30.

Exemplo de estudo do efeito de Kerr

Em materiais isotrópicos, dos quais a sílica é um exemplo, a aplicação de um campo eléctrico modifica a impermeabilidade eléctrica do seguinte modo:

$$\eta_l(E) = \eta_l + \sum_{kl} s_{lkl} E_k E_l. \quad 2.38$$

Onde os coeficientes $s_{lkl} = s_{lK}$ são dados por:

$$s_{lK} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{12} & s_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} \end{bmatrix}, \quad s_{44} = \frac{s_{11} - s_{12}}{2}. \quad 2.39$$

Se, tal como no exemplo anterior, for aplicado um campo eléctrico $E=(0,0,E)$ ao material, o seu elipsóide dos índices fica:

$$\left(\frac{1}{n^2} + s_{12} E^2 \right) (x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n^2} + s_{11} E^2 \right) z^2 = 1. \quad 2.40$$

Isto traduz-se no aparecimento de dois índices de refração ligeiramente diferentes:

$$\begin{aligned} n_o(E) &\approx n - \frac{1}{2} n^3 s_{12} E^2 \\ n_e(E) &\approx n - \frac{1}{2} n^3 s_{11} E^2 \end{aligned} \quad 2.41$$

Ou seja, um campo eléctrico aplicado a um meio originalmente isotrópico transforma-o num cristal uniaxial sendo a direcção do eixo óptico coincidente com a do campo. A variação dos índices de refração é agora proporcional ao quadrado do campo eléctrico aplicado.

Uma vez que os coeficientes não lineares r e s são proporcionais a $\chi^{(2)}$ e a $\chi^{(3)}$, respectivamente, a diferença fundamental entre os dois exemplos anteriores é a ordem de grandeza destes dois coeficientes.

2.4 UM MODULADOR ELECTRO-ÓPTICO

Uma onda electromagnética, ao atravessar um meio de comprimento L , sofre uma variação na sua fase igual a

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} Ln. \quad 2.42$$

Se esse meio for sujeito a um efeito electro-óptico, o índice de refacção n presente nesta expressão depende do campo eléctrico que provoca o efeito, $n = n(E)$. No caso do efeito de Pockels a equação anterior fica:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} Ln(E) = \frac{2\pi}{\lambda} Ln - \frac{\pi r n^3 L}{\lambda} E = \varphi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi}. \quad 2.43$$

Onde se assume que o campo eléctrico E resulta de uma diferença de potencial V entre dois planos separados por d , $E = V/d$. Foi ainda definido o parâmetro $\varphi_0 = 2\pi Ln/\lambda$ (a fase inicial independente de E) e um outro,

$$V_\pi = \frac{d\lambda}{L r n^3}, \quad 2.44$$

que é a tensão necessária para que a fase da onda sofra um atraso igual a π .

Desta forma temos a possibilidade da fase de uma onda ser modulada por uma tensão externa V .

De um modo geral é a intensidade da luz que se pretende modular e não a sua fase. No entanto, imaginando um interferómetro do tipo Mach-Zehnder, se num dos seus braços existir uma modulação da fase da luz que por aí passa, a intensidade na saída do interferómetro será, também ela, modulada (fig. 2.1).

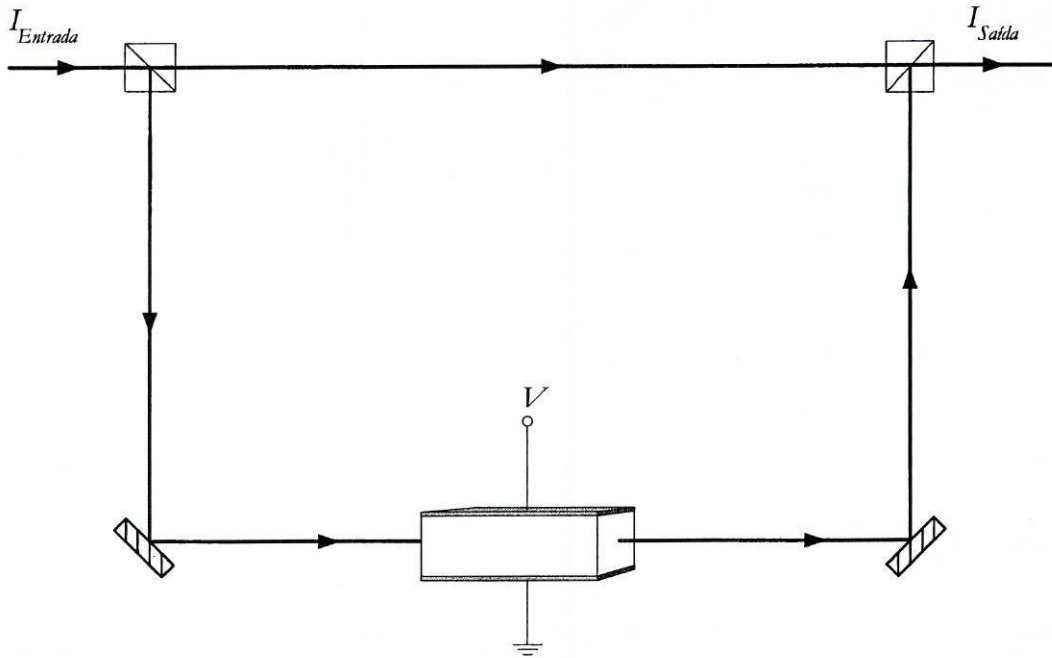


Fig. 2.1 – Um modulador de intensidade feito com um modulador de fase colocado num dos braços de um interferómetro de Mach-Zehnder.

Na configuração de Mach-Zehnder, a intensidade da luz na saída do interferómetro é

$$I_{Saída} = \frac{1}{2} I_{Entrada} + \frac{1}{2} I_{Entrada} \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad 2.45$$

onde φ_1 e φ_2 são as fases acumuladas pela luz que atravessa o primeiro e o segundo braço do interferómetro, respectivamente. Devido ao não balanceamento inicial do interferómetro existe uma fase constante $\varphi_0 = \varphi_1 - \varphi_2$. O argumento do co-seno na equação anterior pode então escrever-se como $(\varphi_0 + \varphi(E))$, sendo

$$\varphi(E) = \pi \frac{V}{V_\pi}. \quad 2.46$$

Fazendo φ_0 igual a zero ou a um múltiplo de 2π , facilmente se verifica que a valores de tensão $V = 0$ e $V = V_\pi$ correspondem a intensidades de saída $I_{Saída} = I_{Entrada}$ e $I_{Saída} = 0$, respectivamente. Desta forma é possível gerar sequências de “luz” e “não luz” controladas por um sinal eléctrico.

Vários moduladores comerciais baseados em LiNbO_3 seguem o princípio de modulação aqui descrito. Alguns destes componentes, nomeadamente os desenhados em óptica

integrada, estão hoje disponíveis no mercado de telecomunicações com frequências de modulação de 40GHz.

3 O POLING TÉRMICO

Neste capítulo faz-se uma revisão sobre a evolução da técnica do poling térmico e são discutidas algumas das ideias que pretendem explicar o seu funcionamento. Depois apresenta-se o trabalho efectuado explicando o método utilizado na execução do poling térmico, as técnicas de detecção, os resultados obtidos e a sua interpretação.

3.1 INTRODUÇÃO

Na sua forma vítrea, a sílica apresenta propriedades ópticas muito boas, tais como a sua grande transparência e um limiar de ruptura óptica elevado (quando comparado com outros materiais cristalinos). Infelizmente, dado possuir simetria de inversão macroscópica, a sua utilização em componentes ópticos activos é limitada. Este facto decorre do capítulo anterior onde se mostrou que meios centrossimétricos possuem um coeficiente não linear de segunda ordem nulo. Foi por isso com grande surpresa que a comunidade científica recebeu o testemunho de Österberg e Margulis, em 1986, da geração do segundo harmónico numa fibra óptica. Nessa altura eles descobriram que uma exposição prolongada da fibra a luz infra-vermelha intensa produzia um crescimento auto-sustentado de radiação verde (segundo harmónico). Este resultado despertou o interesse de muitos cientistas e depressa surgiram tentativas para explicar o fenómeno. Chegou-se então à conclusão que a intensidade da radiação infra-vermelha induzia uma modulação periódica no índice de refração do núcleo da fibra óptica. Esta modulação de índice permitia um acerto na fase entre os modos propagantes da radiação fundamental e do segundo harmónico. Concluiu-se ainda que o mecanismo responsável pela modulação do índice era um campo eléctrico induzido que, actuando localmente no $\chi^{(3)}$ da fibra, criava a tal estrutura periódica responsável pela geração do segundo harmónico.

Na realidade, devido aos valores das não linearidades induzidas serem entre três e quatro ordens de grandeza inferiores às de alguns cristais não lineares, a experiência de Österberg e Margulis revelou ter mais interesse científico do que prático. De qualquer forma foi o suficiente para que, dois anos mais tarde, Bergot et al. se lembrassem de aplicar, ao núcleo de uma fibra óptica, um campo eléctrico externo na presença de radiação infra-vermelha

intensa. A eficiência de geração do segundo harmónico foi melhorada em duas ordens de grandeza. Nesta experiência foram já utilizadas fibras ópticas especiais que continham eléctrodos capilares no interior da sua bainha. Esta evolução tornou possível a aplicação de campos eléctricos intensos ao núcleo da fibra (\sim MV/cm). A técnica de induzir não linearidades ópticas por aplicação de um campo eléctrico externo ficou conhecida por *poling*.

A primeira demonstração de modulação electro-óptica por efeito de Pockels numa fibra óptica foi realizada por Li e Payne em 1989. Nesta experiência foi anunciado um coeficiente electro-óptico linear da ordem de 10^{-3} pm/V a 633 nm. Também aqui foram utilizadas fibras com eléctrodos internos. Tanto nesta como na experiência de Bergot et al. a técnica utilizada ficou conhecida por *poling* à temperatura ambiente.

Em 1991 Myers et al. conseguiram induzir, com a técnica do *poling* térmico, um coeficiente não linear de segunda ordem ($\chi^{(2)}$) da ordem de 1 pm/V em sílica. Este resultado captou muitas atenções uma vez que é já comparável com os coeficientes intrínsecos dos cristais não lineares mais utilizados. Esta experiência marcou definitivamente a evolução do *poling* térmico. Inclusivamente, parâmetros como a temperatura e a tensão de *poling* então utilizados são tidos como standard nos estudos de hoje. Os resultados foram obtidos numa amostra de sílica fundida (*bulk*) com 1,6 mm de espessura. Sobre essa espessura foi aplicada uma tensão de 3,5 kV a uma temperatura entre 250 e 325 °C durante 15 minutos. O valor de $\chi^{(2)}$ foi medido por observação do segundo harmónico gerado pela amostra.

Depois dessa experiência muitas foram as publicações a relatar a obtenção de coeficientes não lineares e/ou electro-ópticos da ordem de 1 pm/V, não só em sílica *bulk*, como também em guias de onda planares e fibras ópticas. No entanto, poucas foram ainda as vezes em que esse valor foi ultrapassado.

No caso particular do coeficiente electro-óptico induzido em fibras ópticas, os melhores trabalhos na década de 90 foram efectuados por Long et al. (1994, 96 e 97), por Kazansky et al. (1995) e por Fujiwara et al. (1995). Nos primeiros dois casos a fibra onde foi feito o *poling* tinha uma geometria do tipo D, original no primeiro caso e por polimento de uma fibra standard no segundo. Desta forma, um dos eléctrodos (no caso o ânodo) poderia ser colocado no lado plano da bainha, ficando assim bastante próximo do núcleo. Na experiência de Fujiwara et al. foi utilizada uma *Twin-Hole Fibre* (THF). Estas fibras são em tudo idênticas às utilizadas por Bergot et al. sendo a principal diferença a de que o núcleo das THFs está descentrado relativamente aos eléctrodos.

Em anos mais recentes, também com THFs, Blazkiewicz et al. têm apresentado resultados interessantes, nomeadamente no que diz respeito à interpretação do mecanismo responsável pela indução do coeficiente electro-óptico.

Refira-se que os valores actualmente atingidos para o coeficiente electro-óptico em fibras ópticas, embora comparáveis com o de alguns cristais não lineares, estão ainda a uma ordem de grandeza do r_{33} do LiNbO_3 . Contudo, este facto poderá ser compensado com a utilização de comprimentos mais elevados de fibra.

3.2 MODELOS PARA O FUNCIONAMENTO DO POLING TÉRMICO

O poling térmico faz-se por aplicação de um campo eléctrico a um material dieléctrico que se encontre a uma temperatura relativamente elevada (dependente do material). Em meios com estrutura anisotrópica este processo leva à reorientação e alinhamento de dipolos e/ou domínios; a origem deste tipo de poling designa-se como sendo de orientação dipolar. Este processo ocorre em materiais ferroeléctricos e piroeléctricos. Um outro mecanismo originado pelo poling é a formação, no interior do dieléctrico, de planos carregados que resultam da migração de cargas eléctricas. Estes planos são responsáveis por um campo eléctrico interno que actua sobre as zonas afectadas do dieléctrico. Este campo eléctrico interno, gravado na matriz do dieléctrico, actuando em $\chi^{(3)}$ pode induzir um valor não nulo de $\chi^{(2)}$ em materiais centrossimétricos.

Após uma fase inicial onde reinou a indecisão sobre qual o modo como o poling térmico afectava a sílica, uma sucessão de estudos feitos por Kazansky et al. (1994, 96) e por Alley e Brueck (1999) dissiparam as dúvidas. Estes estudos mostram claramente a existência de migração de cargas que, ao acumularem-se, criam um campo eléctrico interno na região onde foi feito o poling. Era assim posta de parte a teoria da orientação dipolar.

Dentro de uma opinião generalizada de que a não linearidade de segunda ordem, induzida pelo poling térmico, resulta da acção de um campo eléctrico interno sobre $\chi^{(3)}$, a explicação de como se forma esse campo não é ainda consensual. De qualquer forma, dos vários modelos propostos para explicar o fenómeno, uns são mais mencionados do que outros. Por essa razão apenas esses serão aqui referenciados.

Foi proposto por Kazansky et al. (1994) que a acção do poling térmico se dá em duas etapas. Na primeira, devido à temperatura (que aumenta a mobilidade dos iões no vidro) e

ao campo eléctrico intenso, iões¹ como o Na^+ e o H^+ movem-se em direcção ao cátodo, deixando para trás uma região com carga negativa debaixo do ânodo (região de depleção). Ao atingirem o cátodo esses iões seriam neutralizados por injeção de electrões. Na região de depleção, devido à concentração de cargas negativas, forma-se um campo eléctrico interno que tem o seu valor máximo na fronteira entre o vidro e o ânodo. Na segunda etapa, devido à grande intensidade do campo eléctrico junto ao ânodo, verificar-se-ia uma ruptura eléctrica no vidro e ocorreria uma transferência de electrões para o ânodo. Desta forma seria criado um plano de carga positiva imediatamente a seguir ao ânodo (fig. 3.1).

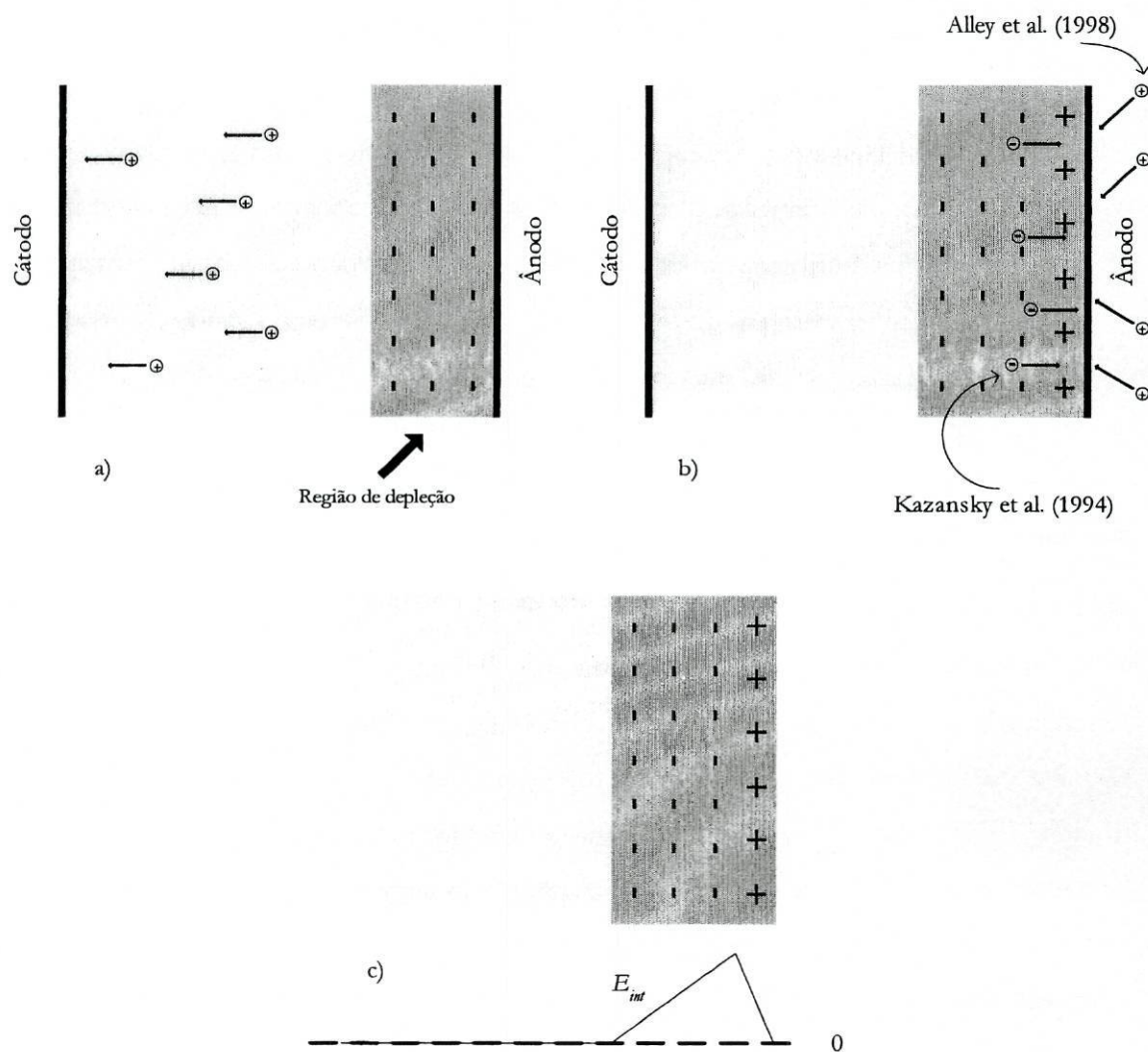


Fig. 3.1 – Modelo de funcionamento do poling térmico. a) Primeira etapa – Criação de uma região de depleção junto ao ânodo devido à migração de iões positivos para o cátodo. b) Segunda etapa – Aparecimento de um plano com carga positiva imediatamente a seguir ao ânodo devido a: ruptura eléctrica do vidro junto ao ânodo com a consequente passagem de electrões para esse eléctrodo (Kazansky et al. em 1994) ou à ionização da atmosfera junto do ânodo resultando daí a injeção de iões do tipo H^+ ou H_3O^+ (Alley et al. em 1998). c) A distribuição de cargas e o campo eléctrico no interior da amostra após a remoção dos eléctrodos.

¹ Em vidros de sílica a condução eléctrica é maioritariamente feita por cargas leves positivas. De facto, iões do tipo Na^+ , H^+ , K^+ ou Li^+ , geralmente presentes nesses vidros, podem mover-se sob a aplicação de um campo electrostático elevado.

Depois do poling a amostra é arrefecida² ainda com o campo externo aplicado. No final, após a remoção dos eléctrodos, a distribuição de carga interna e o campo eléctrico gravado na matriz da sílica é, aproximadamente, o esquematizado na fig. 3.1-c). A acção do campo eléctrico interno sobre o valor intrínseco de $\chi^{(3)}$ induz, na região afectada, um coeficiente não linear de segunda ordem não nulo. O valor efectivo de $\chi^{(2)}$, $\chi_{ef}^{(2)}$, resulta da relação (ver secção 3.3):

$$\chi_{ef}^{(2)} = 3\chi^{(3)}E_{int} \quad 3.1$$

Um outro modelo apresentado em 1998 por Alley et al. propõe uma segunda etapa diferente. Em vez da ruptura do material, o que se dá junto do ânodo é uma ionização da atmosfera, resultando daí a injeção de iões do tipo H^+ e/ou H_3O^+ no vidro³. O resultado é também o aparecimento de um plano carregado positivamente na fronteira entre o vidro e o ânodo. Com a acumulação de cargas positivas o campo vai diminuindo de intensidade na interface até que a ionização deixe de ocorrer (nesta altura atinge-se uma situação relativamente estacionária). Note-se ainda que este plano de carga empurra a região de depleção um pouco mais para dentro do material. Com isso, o pico do campo eléctrico interno fica agora na fronteira entre as duas regiões com cargas opostas. Após o poling, a distribuição interna de cargas e o campo eléctrico interno são semelhantes às do modelo anterior.

Em geral a região onde são observadas as não linearidades (onde $E_{int} \neq 0$) tem cerca de 10 μm de espessura.

A grande maioria dos estudos, feitos para identificar o mecanismo que leva o poling térmico a induzir um $\chi_{ef}^{(2)}$, utilizam amostras de sílica fundida em *bulk* nos seus testes. Em todos eles o método utilizado para medir o coeficiente induzido baseia-se na geração do segundo harmónico. No entanto, existem estudos mais recentes feitos por Blazkiewicz et al. (2002), onde foram utilizadas THFs e o método de medição foi a modulação por efeito de Pockels.

Na sua experiência, Blazkiewicz et al. fizeram um ataque químico, com HF (*etching*), à secção de uma THF, depois de a submeterem a poling térmico. Uma vez que a rapidez

² Em geral, para temperaturas inferiores a 220 °C os efeitos do poling deixam de ter significado. Por isso o campo externo é geralmente desligado ao ser atingida essa temperatura.

³ Em 1999 Alley e Brueck comprovaram a sua teoria após um estudo de espectroscopia de massa aplicado a amostras de sílica fundida sujeitas a poling térmico. Aí foram notórios os picos de concentração de hidrogénio junto ao ânodo.

com que o ataque químico se dá depende da constituição do material, é possível, com esta técnica, distinguir regiões com diferentes concentrações de determinados iões. A fig. 3.2 é um esboço da secção recta da THF depois do ataque químico.

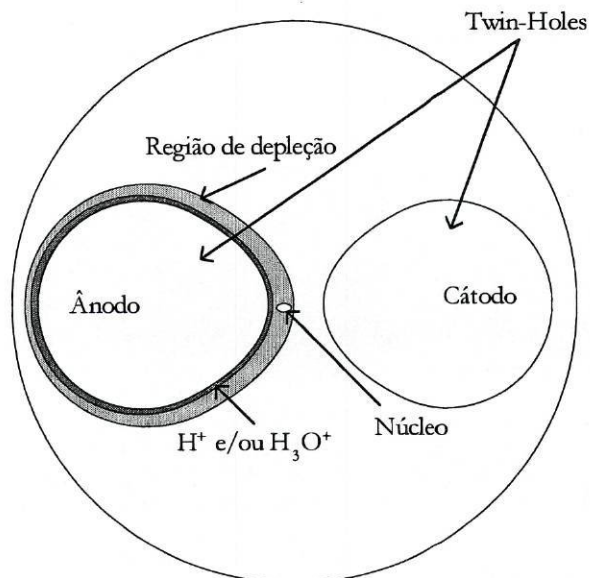


Fig. 3.2 – Esboço da secção recta de uma THF sujeita a poling térmico e depois a um ataque químico (resultados da experiência feita por Blazkiewicz et al. em 2002).

Como se pretende mostrar na figura, apareceram duas regiões com diferentes taxas de ataque químico em redor do ânodo. Nas duas experiências efectuadas o poling térmico durou 30 minutos numa e 60 noutra. Segundo os autores, a região mais próxima do ânodo é muito estreita e profunda e a sua posição não se alterou de uma experiência para a outra. A segunda região é mais larga e pouco profunda e o seu raio aumentou com a duração do poling.

O coeficiente electro-óptico foi medido de forma contínua ao longo do poling. O seu valor, depois de uma fase inicial em que decresce ligeiramente, vai aumentando com o tempo até que a determinada altura atinge um valor de saturação.

A interpretação dos resultados apresentada nesta experiência mantém, até certo ponto, o modelo de Alley et al.. Inicialmente forma-se uma zona de depleção perto do ânodo e, posteriormente, dá-se a injeção de iões provenientes do meio exterior.

De acordo com os autores, a capacidade de penetração das cargas injectadas é determinada pela energia que adquirem após serem aceleradas. A maioria dos iões injectados situar-se-ão assim dentro de um certo limite a partir do qual não conseguem prosseguir a penetração por perda de energia. Isto explica a razão pela qual a região onde se

deu a penetração dos iões vindos do ar tem uma geometria tão definida. O aumento da duração do poling traz mais iões para dentro da fibra, mas sempre para a mesma posição.

A região de depleção, inicialmente formada pela difusão de iões como o Na^+ ou o Li^+ , é assim alargada devido à forte repulsão exercida pelo campo criado com a acumulação localizada das cargas positivas injectadas. O estado estacionário é atingido com a saturação da região onde se acumulam os iões injectados.

Uma vez que o núcleo da fibra se encontra no interior da região de depleção e bastante próximo até da zona onde se acumulam as cargas injectadas, o campo eléctrico por ele sentido é muito intenso. Isto faz com que o coeficiente electro-óptico, r_{ef} tome valores razoavelmente elevados nesta fibra.

Em nenhum dos modelos até hoje apresentados foi considerado o problema da acumulação de cargas na fronteira entre a bainha e o núcleo. Este fenómeno já foi verificado experimentalmente por Arentoft et al. (2000) e por Faccio et al. (2001). Segundo os últimos os resultados obtidos com o poling podem ser significativamente alterados devido a esta situação.

3.3 INDUÇÃO DO COEFICIENTE ELECTRO-ÓPTICO LINEAR

Já foi discutido no capítulo anterior que um efeito electro-óptico provoca uma alteração no índice de refração de um material dada por:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 r E(t) + \frac{1}{2} n^3 s E^2(t) + \dots \quad 3.2$$

Já se viu também que materiais com simetria de inversão têm o coeficiente electro-óptico linear nulo ($r = 0$). Assim, em dispositivos fabricados à base de vidros de sílica, o índice de refração varia apenas como:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 s E^2(t). \quad 3.3$$

Considerando os modelos discutidos na secção anterior, o núcleo de uma fibra óptica, depois de submetido a poling térmico, fica sob a acção permanente de um campo eléctrico gravado na matriz da sílica, E_{int} . Para medir um efeito electro-óptico nessa fibra, aplica-se-

lhe um campo eléctrico externo, $E_{ext}(t)$, que module o índice de refração. O campo total sentido pelo núcleo da fibra será $E = E_{int} + E_{ext}$. Substituindo este resultado na última equação resulta:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 s (E_{int}^2 + 2E_{int} E_{ext}(t) + E_{ext}^2(t)). \quad 3.4$$

Considerando apenas a parte variável no tempo:

$$\begin{aligned} \Delta n(t) &= \frac{1}{2} n^3 s (2E_{int} E_{ext}(t) + E_{ext}^2(t)) \\ &= \frac{1}{2} n^3 r_{ef} E_{ext}(t) + \frac{1}{2} n^3 s E_{ext}^2(t) \end{aligned} \quad 3.5$$

onde

$$r_{ef} = 2sE_{int}. \quad 3.6$$

constata-se que, devido a E_{int} , é possível obter um efeito electro-óptico linear num meio onde teoricamente tal seria impossível.

Utilizando as relações (ver por exemplo em *Fundamentals of Photonics* de Saleh e Teich):

$$r = \frac{2\chi^{(2)}}{n^4} \quad 3.7$$

e

$$s = \frac{3\chi^{(3)}}{n^4}, \quad 3.8$$

na equação 3.6, é possível chegar ao resultado apresentado na equação 3.1. De notar que as relações 3.7 e 3.8 só são válidas em gamas onde a dispersão do meio seja desprezável.

3.4 TWIN-HOLE FIBERS

Uma das dificuldades da execução do poling é a ordem de grandeza do campo eléctrico externo envolvido no mecanismo. A aplicação de um campo da ordem de MV/cm ao núcleo de um guia de onda ou de uma fibra óptica, envolve diferenças de potencial muito elevadas entre planos muito próximos. Assim, os eléctrodos utilizados para criar o campo eléctrico, para além de estarem o mais perto possível um do outro, terão de possuir um isolamento eléctrico muito forte entre eles.

Em fibras ópticas, o poling só é viável se a geometria standard da fibra for alterada. O caso que melhor resultou, dos estudos publicados na literatura, foi a *Twin-Hole Fiber* (THF), apresentada no poling térmico por Fujiwara et al. em 1995. A geometria desta fibra é composta, em todo o seu comprimento, por dois canais paralelos ao núcleo. Embora originalmente estes canais sejam ocos, a sua função é suportar materiais que funcionem como eléctrodos (fios de Cu, Ti, Al, etc.). Deste modo a distância entre eléctrodos é reduzida (tipicamente entre 10 e 25 μm), tornando-se possível a aplicação de campos eléctricos intensos na região de condução da luz da fibra. Outro pormenor importante na geometria destas fibras é o facto do seu núcleo estar, intencionalmente, mais próximo de um dos canais. O objectivo é fazer com que a sobreposição entre o núcleo e o campo eléctrico interno, ocorra na região onde este tem os valores mais elevados. Como se pode ver na fig. 3.2, isso dá-se numa região próxima ao ânodo. Assim, o canal que fica mais próximo do núcleo deve conter o eléctrodo com a tensão mais elevada.

Em todo o trabalho desenvolvido nesta dissertação foi utilizada uma fibra do tipo THF. Essa fibra foi fabricada pela técnica de MCVD (*Modified Chemical Vapour Deposition*) no Fiber Optic Research Center of General Physics Institute of RAS (Moscovo). As únicas informações disponíveis sobre a sua constituição são as de que o núcleo é dopado com Ge na quantidade de 18 mol% e a bainha é de sílica pura, com concentrações de Na^+ , Li^+ e K^+ bastante reduzidas.

Com um microscópio calibrado foi possível medir as principais dimensões da THF. Assim, o diâmetro do núcleo é $\sim 4.8 \mu\text{m}$ e o da bainha $\sim 370 \mu\text{m}$. As secções rectas dos canais têm de lado $\sim 120 \mu\text{m}$ (aproximando-as a quadrados) e estes distam entre si $d = 20.3 \mu\text{m}$. O canal mais próximo do núcleo está a $\sim 6.3 \mu\text{m}$ do centro deste.

As figuras seguintes são três fotografias (obtidas com um microscópio) da secção recta da THF descrita.

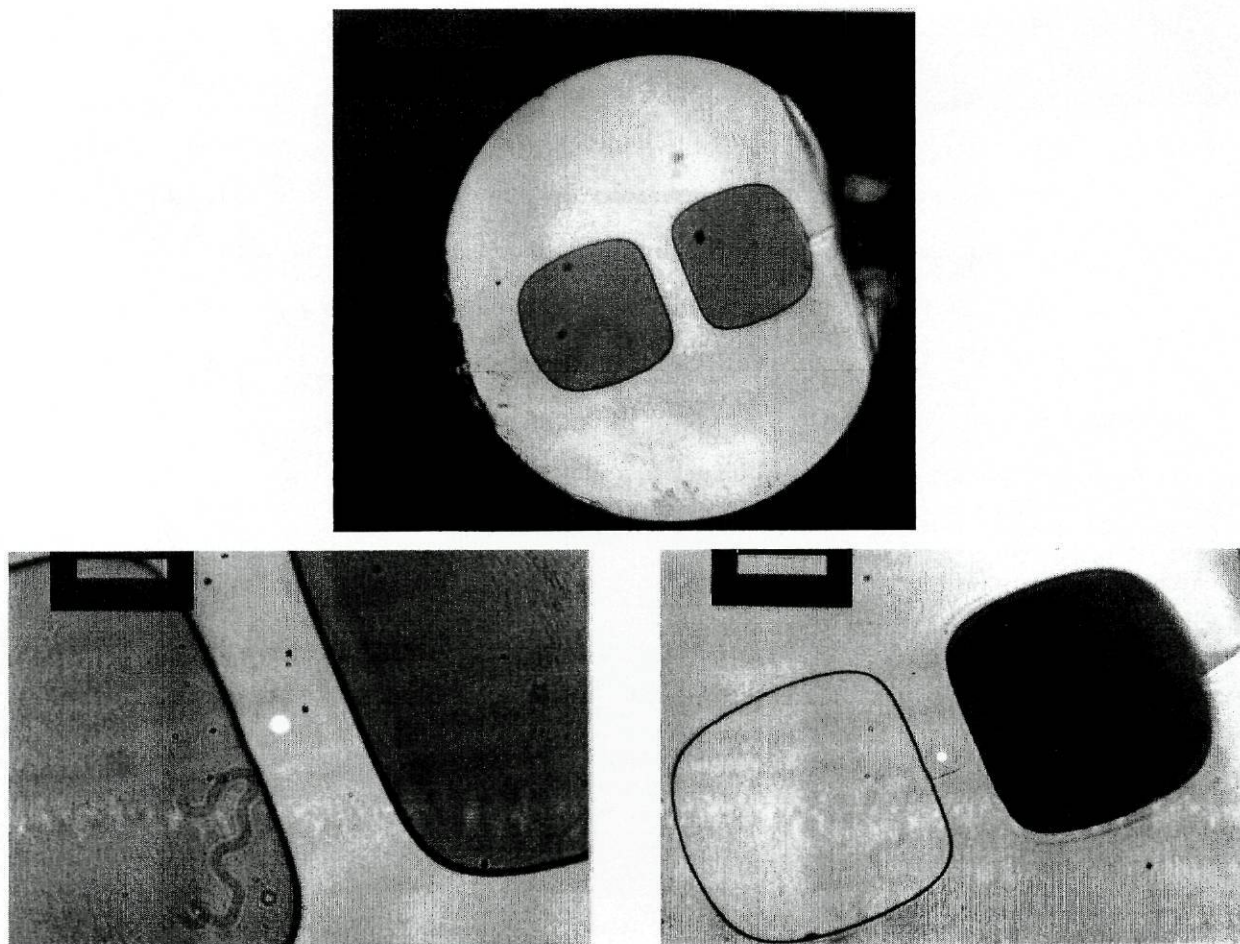


Fig. 3.3 – Fotografias, com diferentes ampliações, da secção recta da THF utilizada neste trabalho.

3.4 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

De acordo com a equação 3.5, é possível modular o índice de refração do núcleo de uma THF aplicando uma diferença de potencial variável entre os dois eléctrodos da fibra. Esta variação no índice de refração traduz-se numa modulação da fase da luz que se propaga através do núcleo. Se a THF for colocada num dos braços de um interferómetro do tipo Mach-Zehnder, então a modulação de fase pode transformar-se em modulação de amplitude na saída do interferómetro. Foi este o procedimento seguido neste trabalho para medir os efeitos do poling térmico nas THFs.

Poling térmico

O acoplamento de luz entre a THF e uma fibra standard monomodo foi um dos problemas que surgiu ao longo deste trabalho. As duas soluções à partida mais viáveis

seriam a fusão entre as duas fibras ou o acoplamento directo (topo a topo) entre elas. Em ambas situações existem vantagens e desvantagens. A fusão entre fibras é mais vantajosa numa situação que se pretenda seja definitiva. No caso de ser permanentemente necessário aceder à THF fora do interferómetro, a situação de acoplamento directo é a indicada. Em qualquer dos casos, os topos da THF têm de estar bem cortados e não podem servir de saída para os eléctrodos. Este último argumento é facilmente perceptível na fig. 3.4 onde se esquematiza a sobreposição das secções rectas da THF e da fibra standard.

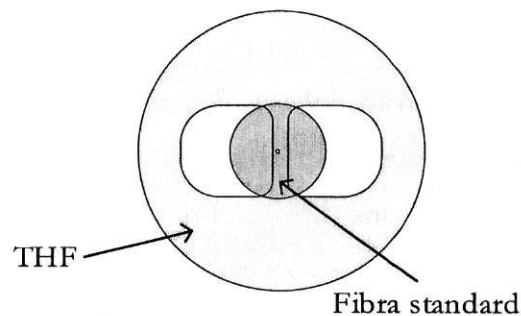


Fig. 3.4 – Sobreposição das secções rectas da THF e de uma fibra standard monmodo.

Os canais da THF são parcialmente obstruídos pela fibra standard, por essa razão não resta espaço para a presença dos eléctrodos nos topos da THF.

Na fig. 3.4 é também posto em evidência um dos problemas da fusão com estas fibras. Como se vê, a região comum às duas secções reduz-se ao espaçamento entre os canais da THF. A fusão dá-se apenas neste espaço, motivo pelo qual é de difícil execução e extremamente frágil.

Embora a fusão entre fibras tenha sido executada com sucesso em diversas ocasiões durante este trabalho, a opção seguida com mais regularidade foi a do acoplamento directo. Isto deve-se à necessidade permanente de retirar a THF no interferómetro para fazer o poling.

As amostras de THF utilizadas tinham todas cerca de 7 cm de comprimento. Os eléctrodos escolhidos foram fios de Al ou de Cu com 50 μm de diâmetro. A introdução dos eléctrodos nos canais da THF foi feita manualmente. Por razões já mencionadas, essa introdução teve de ser feita através de um orifício lateral aberto em cada um dos canais. A abertura desses orifícios foi feita por polimento manual. No final, em todas as amostras, o comprimento de sobreposição dos eléctrodos era de $l_{pol} = 5 \text{ cm}$.

O forno utilizado para aquecer as fibras tem uma geometria cilíndrica. A temperatura no seu interior é medida por dois termopares, um no centro e outro numa das extremidades. A

estabilidade na região onde se aqueceu a fibra é de ± 0.2 °C. O aquecimento entre 220 °C e 300 °C demora cerca de 5 minutos. O arrefecimento entre os mesmos valores dura, em média, 10 minutos.

A tensão relativamente elevada ($3 \text{ kV} \leq V_{pol} \leq 4 \text{ kV}$) necessária para fazer o poling foi fornecida por um amplificador de alta tensão. A sua aplicação na THF foi feita pelo eléctrodo que funcionou como ânodo (eléctrodo que se encontrava mais perto do núcleo). O outro eléctrodo, o cátodo, foi ligado à terra. A ruptura eléctrica da THF ocorreu quando se utilizou uma tensão de poling de 4.5 kV. Por esse motivo a tensão máxima utilizada para fazer o poling foi de 4 kV.

Em amostras novas a tensão só foi aplicada depois de atingida a temperatura de poling pretendida. No final, o arrefecimento da amostra até à temperatura ambiente fez-se mantendo a tensão aplicada até aos 220 °C. Em amostras com passado de poling, o procedimento foi idêntico mas a tensão, no aquecimento, foi ligada aos 220 °C.

Depois de feito o poling as amostras foram colocadas no interferómetro de Mach-Zehnder para a medição do coeficiente electro-óptico induzido. O interferómetro e as técnicas utilizadas para fazer a medição são discutidos na próxima secção.

Técnicas de medição

Os valores esperados para s e r_f (mesmo depois do poling) são bastante pequenos. Por esta razão a modulação de fase resultante será também muito pequena. Para quantificar variações de fase pequenas é necessário utilizar técnicas especiais de detecção. Neste trabalho foram utilizadas duas técnicas diferentes, a técnica heterodina e a técnica homodina activa.

A montagem utilizada na técnica heterodina está esquematizada na figura 3.5. Aí pode ver-se o interferómetro de Mach-Zehnder com a THF num dos seus braços.

O interferómetro é iluminado com um laser de He-Ne ($\lambda = 632.8$ nm) através de uma lâmina de $\lambda/2$. Um divisor de feixe separa os dois braços do interferómetro. No braço da THF a luz proveniente do divisor de feixe é acoplada, através de uma objectiva de microscópio, a uma fibra monomodo com cerca de 1 m de comprimento. A seguir dá-se o acoplamento da luz à THF. Este é feito topo a topo sem contacto entre fibras. Na saída da THF existe outro acoplamento igual para um novo troço de fibra monomodo, também com 1 m de comprimento. Esta fibra acaba num acoplador 50/50 que volta a unir os dois

braços, sendo uma das suas portas a saída do interferómetro. A THF é fixa, em todo o seu comprimento, a uma carruagem micrométrica de translação xyz.

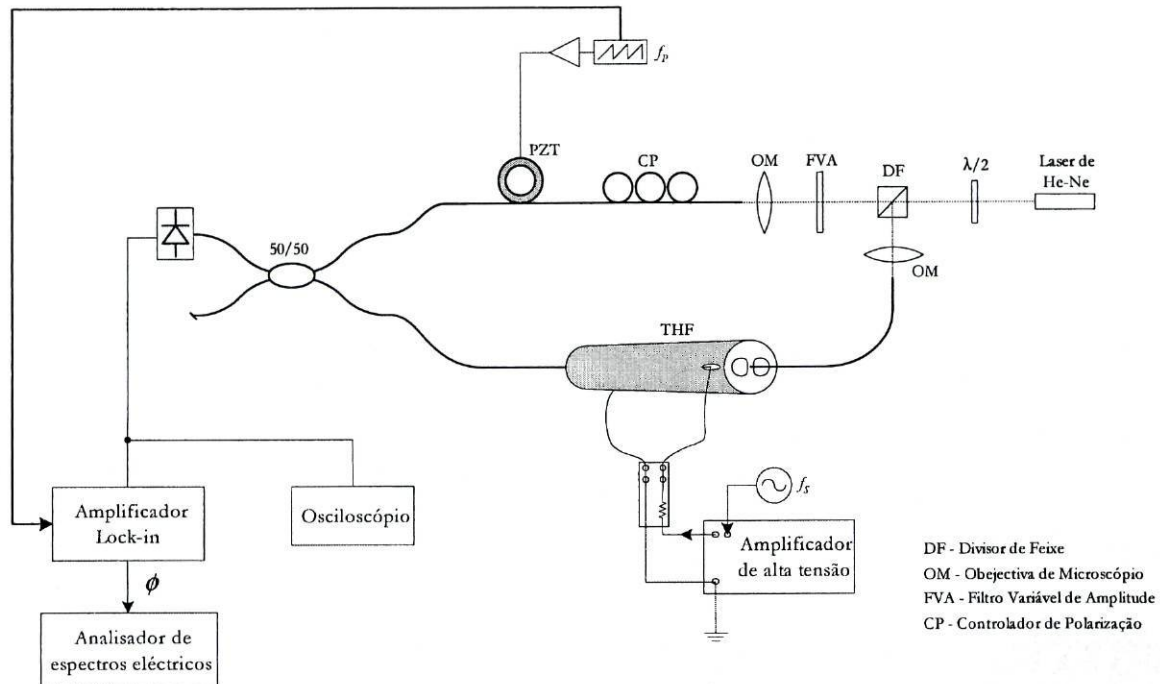


Fig. 3.5 – Esquema da montagem experimental utilizada para medir os coeficientes electro-ópticos da THF com a técnica heterodina.

No outro braço, antes do acoplamento à fibra monomodo, a luz atravessa um filtro variável de amplitude. A função deste filtro é balancear as potências ópticas nos dois braços do interferómetro e assim maximizar a visibilidade do padrão de interferência na saída. Depois, já na fibra, existe um controlador de polarização cuja função é também maximizar a visibilidade, agora ajustando a polarização deste braço à do outro. A seguir ao controlador a fibra é enrolada num PZT e sai para o acoplador de saída.

A intensidade da luz à saída do interferómetro é detectada e transformada num sinal eléctrico $v(t)$ que lhe é proporcional:

$$I_{out} \propto v(t) = V_0 (1 + \gamma \cos \delta). \quad 3.9$$

Nesta equação γ traduz a visibilidade do padrão de interferência e pode considerar-se igual a um nos próximos cálculos sem que isso os influencie. A fase δ é dada por:

$$\begin{aligned}\delta &= \frac{2\pi}{\lambda}(n_1L_1 - n_2L_2) \\ &= \phi_0 + \Lambda(t) - \frac{2\pi}{\lambda}\Delta n(t)l_{pol}\end{aligned}\tag{3.10}$$

Nesta expressão n_1L_1 e n_2L_2 são os caminhos ópticos da luz no primeiro (o do PZT) e segundo braços, respectivamente. A fase ϕ_0 resulta do não balanceamento inicial do interferómetro e de pequenas flutuações devido ao meio ambiente. $\Lambda(t)$ é uma função do tipo dente de serra com frequência f_p e amplitude π (valor pico a pico igual a 2π). Esta função resulta do sinal aplicado ao PZT. Este sinal tem como objectivo fazer um varrimento linear, entre 0 e 2π , da fase da luz na saída do interferómetro. Deste modo é possível visualizar um padrão de interferência composto por franjas bem definidas com frequência igual à de $\Lambda(t)$. A figura seguinte mostra a correspondência entre o sinal aplicado ao PZT, (a), e a saída do interferómetro, (b).

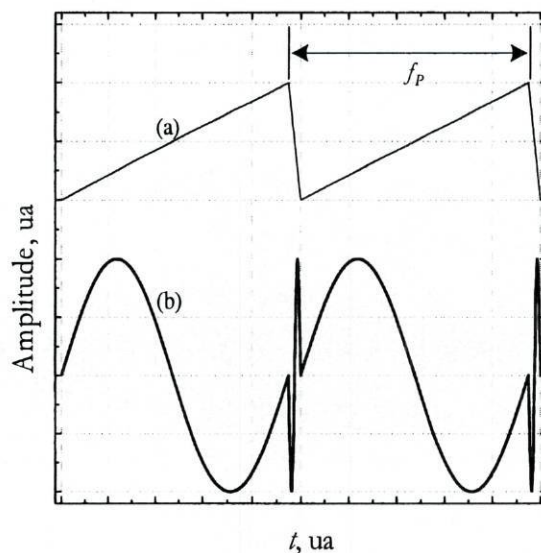


Fig. 3.6 – Correspondência entre (a) – Sinal dente de serra aplicado ao PZT e (b) – Saída do interferómetro.

Nesta figura os dois sinais não estão à mesma escala e desprezou-se a modulação introduzida no segundo braço do interferómetro.

Na equação 3.10 o termo $\Delta n(t)l_{pol}$ traduz a modulação da fase da luz que percorre o segundo braço. A modulação ocorre no interior da THF ao longo de um comprimento l_{pol} (comprimento de sobreposição dos eléctrodos).

O sinal de saída vindo do detector, $v(t)$, é ligado a um amplificador lock-in. A referência utilizada por este aparelho é um sinal com frequência f_p . O lock-in faz então a subtração entre o sinal $v(t)$ e um outro, gerado internamente, com essa frequência. A fase do sinal resultante está disponível numa das saídas do lock-in, tendo a seguinte forma:

$$\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(t) l_{pol} + \phi_0. \quad 3.11$$

Já foi demonstrado que $\Delta n(t)$ depende do campo externo aplicado na THF (equação 3.5). Nesta experiência, esse campo é composto por duas parcelas; uma constante, E_0 , e outra variável, $e_s \text{sen}(\omega_s t)$,

$$E_{ext} = E_0 + e_s \text{sen}(\omega_s t). \quad 3.12$$

Substituindo este resultado na equação 3.5, fica:

$$\Delta n(t) = \frac{1}{2} n^3 r_{ef} [E_0 + e_s \text{sen}(\omega_s t)] + \frac{1}{2} n^3 s [E_0^2 + 2E_0 e_s \text{sen}(\omega_s t) + e_s^2 \text{sen}^2(\omega_s t)]. \quad 3.13$$

Desprezando os termos constantes e o termo que contém e_s^2 , a variação do índice do núcleo da THF pode escrever-se como:

$$\Delta n(t) = \frac{1}{2} n^3 r_{ef} e_s \text{sen}(\omega_s t) + n^3 s E_0 e_s \text{sen}(\omega_s t). \quad 3.14$$

Substituindo este resultado na equação 3.11, o sinal na saída do lock-in pode reescrever-se como:

$$\phi(t) = \frac{\pi}{\lambda} n^3 l_{pol} r_{ef} e_s \text{sen}(\omega_s t) + \frac{2\pi}{\lambda} n^3 l_{pol} s E_0 e_s \text{sen}(\omega_s t) + \phi_0. \quad 3.15$$

Se este sinal for lido num analisador de espectros eléctricos, a sua amplitude à frequência f_s ($f_s = \omega_s / 2\pi$), A_s , será proporcional a ϕ :

$$A_s \propto \phi = \frac{\pi}{\lambda} n^3 l_{pol} r_{ef} e_s + \frac{2\pi}{\lambda} n^3 l_{pol} s e_s E_0 \quad 3.16$$

Para a medição de valores absolutos é necessário encontrar o factor de proporcionalidade entre A_s e ϕ . Isso pode ser feito com uma calibração do sistema. Para tal basta aplicar um sinal ao PZT (somado ao dente de serra) que provoque uma alteração na fase do interferómetro, também traduzida por A_s no analisador de espectros eléctricos. Sabendo a amplitude desse sinal e a constante do PZT, K_{PZT} [rad/V], é possível traduzir o valor de A_s em variação de fase.

Da equação 3.16 espera-se que a função $\phi(E_0)$ seja representada por uma recta cujo declive e ordenada na origem dependem de s e r_{ef} , respectivamente.

Como exemplo da utilização desta técnica vejam-se os resultados obtidos com uma amostra de THF, antes da aplicação do poling (ou seja, $r_{ef} = 0$):

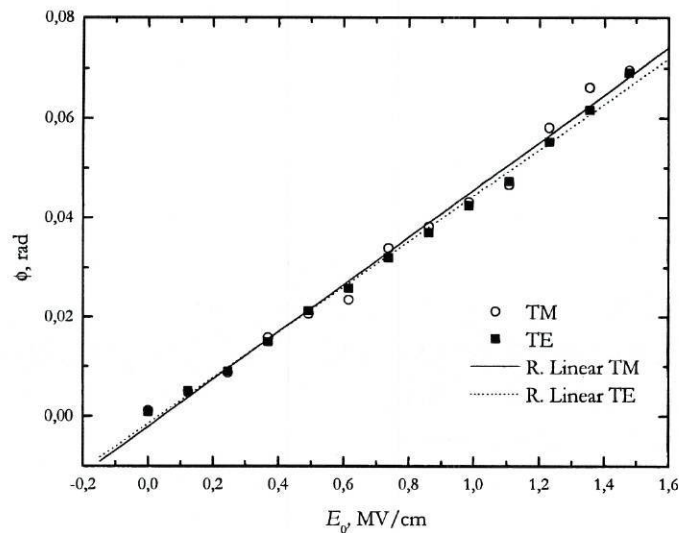


Fig. 3.7 – Resultados obtidos antes do poling para modos TE e TM da THF. A técnica de medição utilizada foi a heterodina.

Os resultados apresentados nesta figura referem-se aos modos TE e TM da THF. Consideram-se como modos TM aqueles cuja excitação é feita por luz com polarização paralela ao campo E_0 , na entrada da THF. Os modos TE resultam da luz com polarização ortogonal à dos modos TM. A direcção de polarização na entrada da THF pode ser modificada actuando na lâmina de $\lambda/2$ existente na entrada do interferómetro. Desta maneira é possível excitar os modos TE e TM independentemente.

Das aproximações lineares representadas na fig. 3.7 é possível, através dos seus declives, m , determinar um valor experimental para s . Assim, da equação 3.16 resulta:

$$m = \frac{2\pi}{\lambda} n^3 l_{pol} s e_s \Leftrightarrow s = \frac{m\lambda}{2\pi n^3 l_{pol} e_s}. \quad 3.17$$

Substituindo os valores $m_{TE} = 0.046 \text{ cm/MV}$ e $m_{TM} = 0.047 \text{ cm/MV}$, resulta:

$$s_{TE} = (1.23 \pm 0.02) \times 10^{-22} [\text{m/V}]^2 \text{ e } s_{TM} = (1.26 \pm 0.02) \times 10^{-22} [\text{m/V}]^2. \quad 3.18$$

No cálculo foram utilizados os seguintes valores: $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $n = 1.45$, $l_{pol} = 5 \text{ cm}$, $e_s = 50 \text{ V}/20.3 \mu\text{m}$.

Com a relação 3.8 é ainda possível determinar os valores de $\chi^{(3)}$ para ambas polarizações.

$$\chi_{TE}^{(3)} = (1.81 \pm 0.03) \times 10^{-22} [\text{m/V}]^2 \text{ e } \chi_{TM}^{(3)} = (1.86 \pm 0.03) \times 10^{-22} [\text{m/V}]^2 \quad 3.19$$

Em geral, na bibliografia, é considerado o valor $\chi^{(3)} = 2 \times 10^{-22} [\text{m/V}]^2$ para a sílica. Desta forma os resultados obtidos estão de acordo com os esperados.

Embora os resultados indiquem que a técnica heterodina é uma boa técnica de medição, neste trabalho verificou-se que a reprodutibilidade dos mesmos dependia do ponto de funcionamento do interferómetro. E, uma vez que esse ponto de funcionamento varia com oscilações do meio ambiente, a obtenção de resultados com esta técnica tornava-se, por vezes, muito fastidiosa. Por esta razão foi decidido utilizar a técnica homodina activa em substituição da heterodina.

Na técnica homodina activa foi utilizada a montagem esquematizada na fig. 3.8.

A principal característica desta técnica é a possibilidade de ser feito um controlo activo sobre o ponto de funcionamento do interferómetro. Desta forma garante-se uma sensibilidade elevada do interferómetro, necessária para a detecção de variações de fase pequenas.

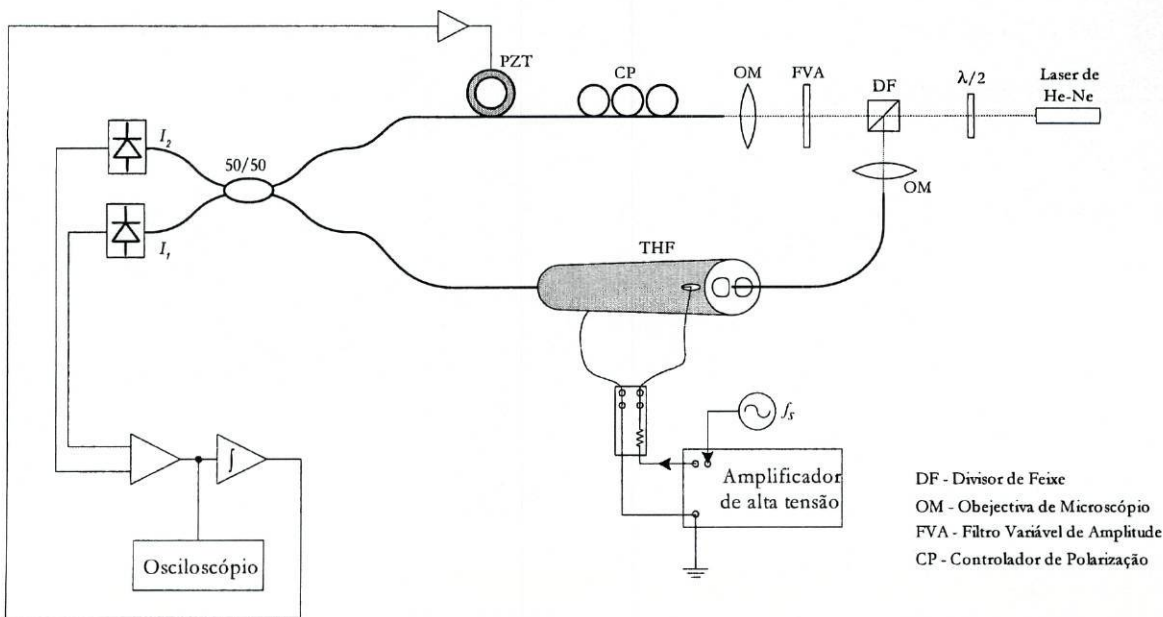


Fig. 3.8 - Esquema da montagem experimental utilizada para medir os coeficientes electro-ópticos da THF com a técnica homodina activa.

Como se pode verificar, a montagem utilizada nesta técnica é, até certo ponto, semelhante à da técnica heterodina. Uma das diferenças é o facto de ambas as portas do interferómetro de saída serem utilizadas. O sinal gerado no detector em cada uma das saídas é:

$$\begin{aligned} I_1 &\propto v_1(t) = V_0(1 + \gamma \cos \delta) \\ I_2 &\propto v_2(t) = V_0(1 - \gamma \cos \delta) \end{aligned} \quad 3.20$$

Subtraindo electronicamente um sinal ao outro resulta:

$$v(t) = v_1(t) - v_2(t) = 2V_0\gamma \cos \delta. \quad 3.21$$

Nas últimas equações a fase δ é dada por:

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 L_1 - n_2 L_2) \\ &= \phi_0 + \phi_{PZT} - \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(t) l_{pol} \end{aligned} \quad 3.22$$

Onde ϕ_0 continua a representar o desfasamento inicial e as oscilações de fase devidas a perturbações externas. ϕ_{PZT} é o desvio na fase provocado pelo sinal que se aplica ao PZT e

$\Delta n(t)$ é dado pela equação 3.14. Para simplificar a notação nos próximos passos, considere-se:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(t) l_{pol} = \frac{2\pi}{\lambda} l_{pol} \left(\frac{1}{2} n^3 r_{ij} e_s + n^3 s E_0 e_s \right) \text{sen}(\omega_s t) = \phi_s \text{sen}(\omega_s t). \quad 3.23$$

A equação 3.21 pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} v(t) &= 2V_0 \gamma \cos(\phi_0 + \phi_{PZT} - \phi_s \text{sen}(\omega_s t)) \\ &= 2V_0 \gamma [\cos(\phi_0 + \phi_{PZT}) \cos(\phi_s \text{sen}(\omega_s t)) - \text{sen}(\phi_0 + \phi_{PZT}) \text{sen}(\phi_s \text{sen}(\omega_s t))]. \end{aligned} \quad 3.24$$

Nesta experiência espera-se que a variação de fase induzida na THF seja relativamente pequena. Por esta razão é razoável considerar-se que $\phi_s \ll 1$. Assim, as aproximações $\cos(\phi_s \text{sen}(\omega_s t)) \approx 1$ e $\text{sen}(\phi_s \text{sen}(\omega_s t)) \approx \phi_s \text{sen}(\omega_s t)$ são válidas. Isto faz com que a equação 3.24 se reduza a:

$$v(t) = 2V_0 \gamma [\cos(\phi_0 + \phi_{PZT}) - \text{sen}(\phi_0 + \phi_{PZT}) \phi_s \text{sen}(\omega_s t)]. \quad 3.25$$

A equação 3.25 mostra a razão pela qual a técnica homodina necessita de um controlo activo para fixar o ponto de funcionamento do interferómetro. Aqui vê-se que a sensibilidade do interferómetro depende de $\text{sen}(\phi_0 + \phi_{PZT})$, sendo máxima se $\phi_0 + \phi_{PZT} \approx (2m+1)\pi/2$ e nula se $\phi_0 + \phi_{PZT} \approx m\pi$. Isto mesmo pode verificar-se na figura 3.9.

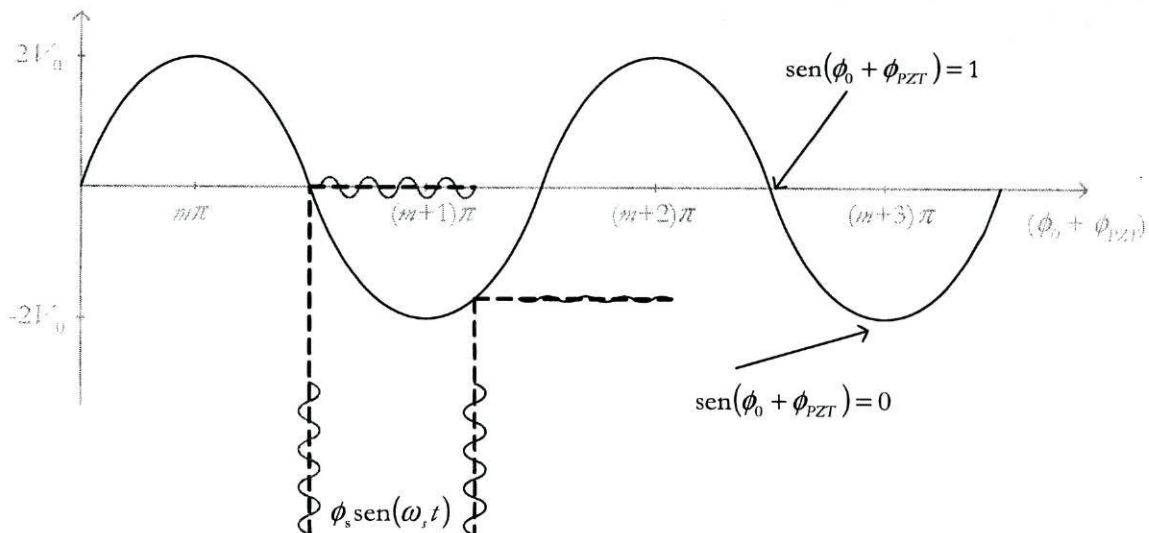


Fig. 3.9 – Ponto de funcionamento de um interferómetro.

O termo de fase ϕ_0 tem um comportamento aleatório devido a flutuações térmicas ou mecânicas existentes no meio envolvente ao interferómetro. Isto faz com que o ponto de funcionamento do interferómetro tenha tendência a mover-se. O papel do segundo termo, ϕ_{PZT} , é anular as variações de ϕ_0 e fazer com que a situação $\phi_0 + \phi_{PZT} \approx (2m+1)\pi/2$ seja constante ao longo da experiência. Assim, o objectivo desta montagem é fazer com que o interferómetro funcione sempre no seu ponto de quadratura, ou seja, no ponto de sensibilidade máxima.

O termo ϕ_{PZT} resulta de um sinal de controlo activo aplicado ao PZT. Esse sinal vem do termo $\cos(\phi_0 + \phi_{PZT})$ presente na equação 3.25. De facto, imagine-se por momentos que não havia sinal nenhum aplicado na THF. Nesta situação a equação 3.25 fica:

$$v(t) = 2V_0\gamma \cos(\phi_0 + \phi_{PZT}). \quad 3.26$$

Este é o sinal de “erro” ideal para uma realimentação de controlo activo já que no ponto de quadratura, quando $\phi_0 + \phi_{PZT} \approx (2m+1)\pi/2$, o seu valor é nulo. Desta forma, o sinal de controlo aplicado ao PZT mais não é senão o integral de $v(t)$ amplificado por um factor G :

$$V_{PZT} = G \int v(t) dt. \quad 3.27$$

Os pormenores sobre o circuito de realimentação encontram-se em anexo.

Uma vez garantido que o interferómetro está sempre em quadratura, o sinal de saída lido no osciloscópio é:

$$v(t) = -2V_0\gamma\phi_s \sin(\omega_s t). \quad 3.28$$

Toda a informação útil encontra-se em ϕ_s . Para quantificar a variação de fase que de facto está associada a esse termo é necessário calibrar o sistema. Essa calibração foi feita seguindo um método semelhante ao utilizado na técnica heterodina. Assim, com o sinal da THF desligado, somou-se ao sinal do PZT um outro que traduzisse uma tensão de saída, $v(t)$, igual aquela verificada com o sinal na THF (equação 3.28). Sabendo a constante de calibração do PZT, K_{PZT} [rad/V], e a amplitude do sinal aplicado, é possível determinar o valor exacto de ϕ_s , em radianos. Com este valor e recorrendo à equação 3.23, os parâmetros

r_{ef} e s podem ser calculados. Para tal basta utilizar o facto de ϕ_t depender linearmente de E_0 , tendo essa dependência um declive e uma ordenada na origem que são proporcionais a s e a r_{ef} respectivamente (equação 3.23).

Com o objectivo de validar a técnica implementada e a montagem desenvolvida, fez-se uma experiência com uma THF antes de esta ser sujeita ao poling. A comparação entre os resultados assim obtidos e os apresentados na figura 3.7 (obtidos em condições semelhantes com a técnica heterodina), está representada na figura 3.10.

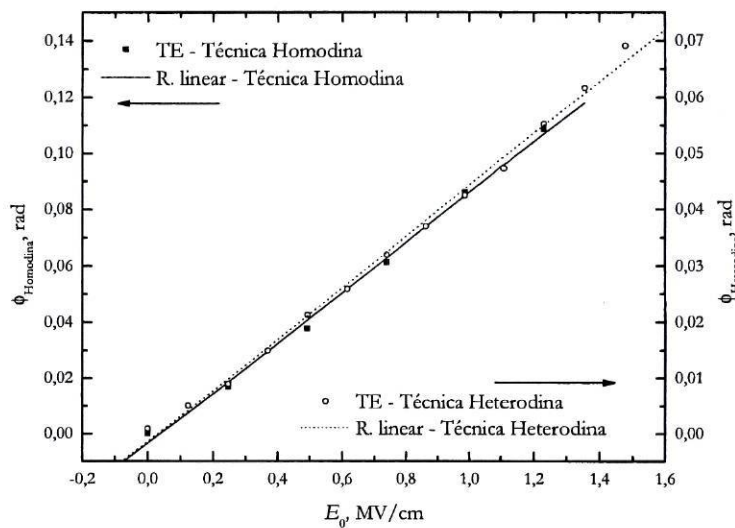


Fig. 3.10 – Resultados obtidos antes do poling. Comparação entre as técnicas heterodina e homodina activa.

No gráfico anterior estão representadas as diferenças de fase medidas por uma e outra técnica. Do lado esquerdo encontra-se o eixo relativo à técnica homodina activa, do lado direito o referente à técnica heterodina. O factor 2 existente entre as duas escalas deve-se à utilização de amplitudes de sinal que diferem desse mesmo factor (100V – homodina e 50V – heterodina). Das regressões lineares efectuadas resultam os valores de $s = (1.21 \pm 0.02) \times 10^{-22} \text{ [m/V]}^2$ na técnica homodina e $s = (1.23 \pm 0.02) \times 10^{-22} \text{ [m/V]}^2$ na heterodina. A concordância existente entre estes resultados dá boas indicações sobre a validade das duas técnicas de detecção utilizadas.

3.5 RESULTADOS OBTIDOS

Como referido na secção 3.4, aplicou-se poling térmico a diversos segmentos de THF sendo que, em todos eles, $l_{pol} = 5$ cm. Nas diversas experiências o poling foi executado a temperaturas que variaram entre 280 e 320 °C, com tensões entre 3 e 4 kV. A duração do poling variou entre 10 e 120 minutos.

Todos os resultados obtidos depois do poling resultam da utilização da técnica de detecção homodina activa.

A figura 3.11 mostra os resultados obtidos com uma amostra sujeita a poling térmico onde se utilizou uma temperatura de poling de 280 °C e uma tensão de poling igual a 3.5 kV. Os pontos representados foram obtidos em experiências onde o tempo acumulado de poling variou entre os 10 e os 50 minutos.

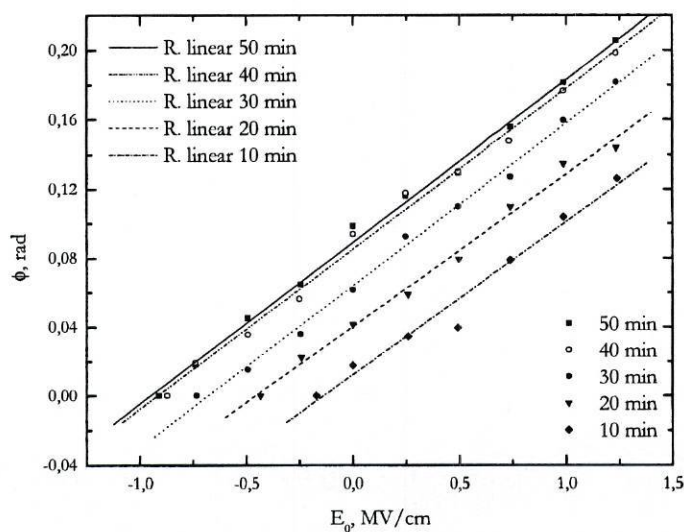


Fig. 3.11 – Resultados obtidos com uma amostra de THF sujeita a poling térmico (Tensão de poling = 3.5 kV e Temperatura de poling = 280 °C).

De acordo com a equação 3.23 é de esperar que a diferença de fase induzida pelo campo externo da equação 3.12, aplicado a uma THF previamente sujeita a poling, siga a relação:

$$\phi_s = \frac{\pi}{\lambda} n^3 r_{ef} l_{pol} e_s + \frac{2\pi}{\lambda} n^3 s l_{pol} e_s E_0. \quad 3.29$$

Com as ordenadas na origem das regressões lineares efectuadas sobre os pontos representados na figura 3.11 é possível, de acordo com a equação 3.29, determinar o coeficiente electro-óptico induzido em cada uma das experiências.

Utilizando os valores de $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $n = 1.45$, $l_{pol} = 5 \text{ cm}$ e $e_s = 100\text{V}/20.3\mu\text{m}$, a evolução de r_{θ} com o tempo acumulado de poling está representada na figura 3.12.

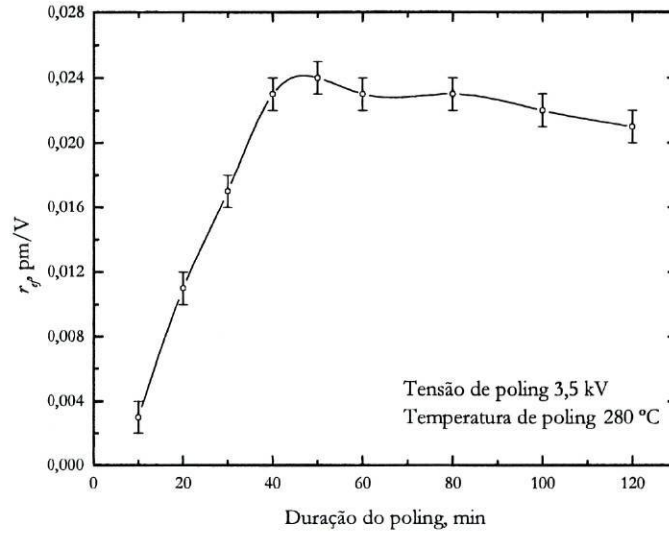


Fig. 3.12 – Evolução de r_{θ} com a duração do poling, numa amostra onde a tensão e a temperatura de poling foram 3.5 kV e 280 °C, respectivamente.

O valor de r_{θ} tem um crescimento praticamente linear até aos 40 minutos de poling, altura em que entra numa situação de saturação, mantida até ao tempo máximo de poling.

Para verificar a forma como a temperatura de poling influencia a indução de r_{θ} , fez-se o poling a três temperaturas diferentes, noutras tantas amostras. As temperaturas utilizadas foram 280 °C (resultados já apresentados na fig. 3.12), 300 °C e 320 °C. A tensão de poling foi de 3.5 kV nas três experiências. Os resultados assim obtidos foram os seguintes:

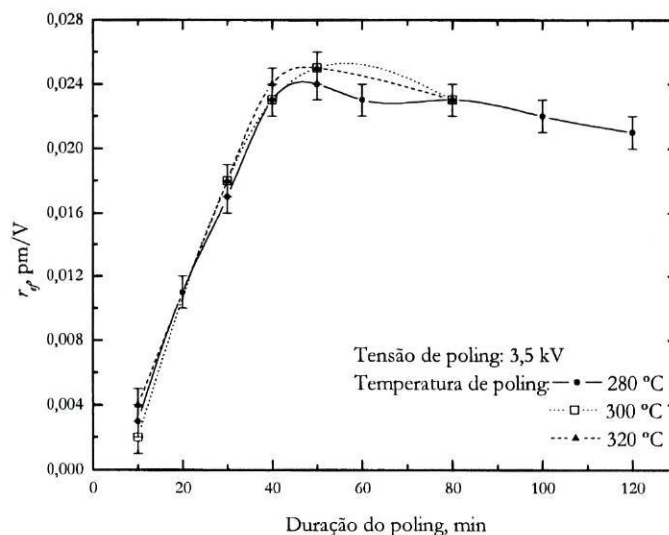


Fig. 3.13 – Influência da temperatura de poling na indução de r_{θ} .

Do gráfico anterior pode dizer-se que, dentro da gama de temperaturas utilizada, o valor da temperatura de poling não provoca alterações significativas na evolução de r_{ef} com o tempo de poling.

Um estudo semelhante foi feito para a tensão de poling. Para além da primeira amostra onde o poling se fez com 3.5 kV, foram utilizadas tensões de poling de 3 e 4 kV noutras duas amostras. Em todas elas a temperatura de poling foi de 280 °C. Os resultados obtidos em cada uma das situações foram os seguintes:

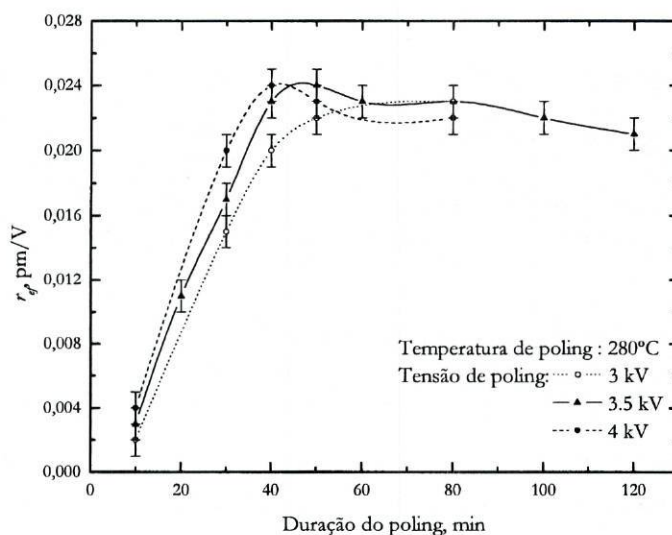


Fig. 3.14 – Influência da tensão de poling na indução de r_{ef}

Estes resultados deixam a ideia de que o aumento da tensão de poling acelera o processo de indução de r_{ef} . No entanto, em termos do valor máximo absoluto de r_{ef} a tensão de poling não parece ter grande influência.

O valor máximo de r_{ef} que se conseguiu atingir foi de 0.025 ± 0.001 pm/V.

Todos os resultados foram obtidos utilizando sinais de prova com frequências (f) entre 1.5 e 2 kHz. O valor de r_{ef} não sofreu alterações com a variação da frequência do sinal (dentro da gama utilizada). O valor máximo de frequência é limitado pela resposta do PZT. Tal como se discutiu na secção anterior a calibração do sistema necessita da constante K_{PZT} [rad/V] que é fortemente dependente da frequência.

Todas as leituras de r_{ef} foram feitas tanto com modos TE como com TM. No entanto, os resultados apresentados dizem respeito apenas a modos do tipo TM. Esta escolha não tem uma justificação específica. Contudo, como se pode verificar na fig. 3.15, os resultados obtidos num e noutra caso foram muito semelhantes.

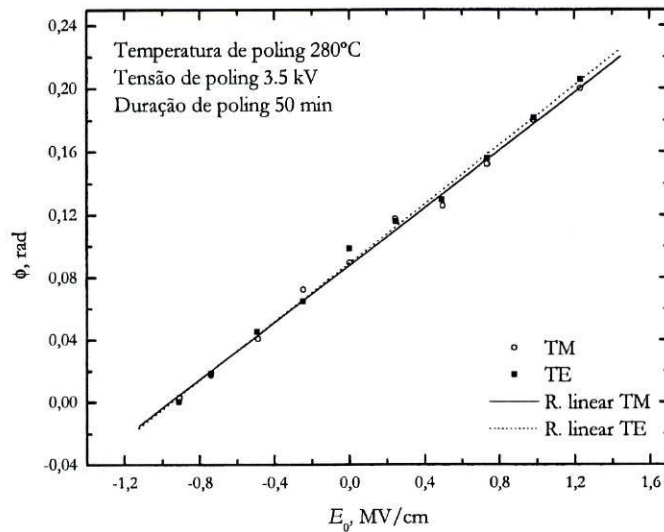


Fig. 3.15 – Comparação entre resultados obtidos com modos TE e modos TM.

Embora esta figura diga respeito a um exemplo particular ($T_{pol} = 280^{\circ}\text{C}$, $V_{pol} = 3.5\text{ kV}$ e $t_{pol} = 50\text{ min.}$), pode dizer-se que é bem demonstrativa de todos os outros pontos obtidos no decurso das experiências. De facto, as diferenças entre os valores induzidos de r_{ef} para modos TE e modos TM revelaram-se insignificantes.

3.6 ANÁLISE DOS RESULTADOS

Numa primeira análise, o facto que mais se salienta nos resultados obtidos é o valor extremamente baixo do coeficiente electro-óptico induzido. No que diz respeito ao poling térmico em THFs, Blazkiewicz et al. (2002) e Fujiwara et al. (1995) já publicaram resultados de r_{ef} da ordem de $0.4 - 0.8\text{ pm/V}$. Deste modo o valor 0.025 pm/V obtido está a mais de uma ordem de grandeza desses resultados.

Duas das razões que provavelmente contribuíram para um valor de r_{ef} aquém das expectativas são a baixa concentração de iões do tipo Na^+ , K^+ e Li^+ na THF e o facto de que a distância do núcleo ao ânodo deveria ser da ordem de $1\text{ }\mu\text{m}$ em vez de $4\text{ }\mu\text{m}$.

A baixa concentração de iões do tipo Na^+ , K^+ e Li^+ dá origem a uma região de depleção maior do que a desejada. Isto faz com que o campo interno, gravado na matriz da sílica, seja menos localizado e, por isso, menos intenso. Este facto por si só limita o valor de r_{ef} . Por outro lado, ainda que o campo interno possa ter valores inferiores aos desejados, é

provável que o seu valor máximo se situe a cerca de 1 μm da fronteira entre o ânodo e a bainha. Esta seria a localização mais correcta para o núcleo da THF.

No que diz respeito à evolução de r_f com o tempo acumulado de poling, o comportamento verificado parece estar de acordo com o modelo proposto por Blazkiewicz et al. (2002), discutido na secção 3.2. Assim, é aceitável imaginar que nos primeiros minutos de poling se forme a região de depleção. Depois, devido ao forte campo existente na interface entre o ânodo e a região de depleção, dá-se a ionização do ar em redor dessa posição, resultando daí a injeção de cargas do tipo H^+ e/ou H_3O^+ na bainha da fibra. Nesta altura dá-se um crescimento do valor de r_f que, segundo os resultados obtidos, é praticamente linear. Ao fim de algum tempo, por saturação do material, deixa de ser possível a penetração de iões positivos na bainha da THF. Chega-se então a uma situação estacionária traduzida por um valor de r_f praticamente constante. De acordo com a figura 3.14, a saturação do material é atingida mais cedo quando os valores da tensão de poling são mais elevados. Isto pode explicar-se imaginando que tensões mais elevadas provocam uma ionização do ar mais eficaz.

Um outro resultado que merece alguma reflexão é a aparente insensibilidade de r_f à polarização da luz no interior da fibra. Segundo a teoria apresentada por Kielich em 1969, a geração do segundo harmónico num meio isotrópico electricamente polarizado resulta da indução de coeficientes $\chi_{13}^{(2)}$ e $\chi_{33}^{(2)}$ que respeitam a relação $\chi_{33}^{(2)} \approx 3\chi_{13}^{(2)}$. Em termos de coeficientes electro-ópticos isto significa que, de acordo com a notação seguida, a relação $r_{TM} \approx 3r_{TE}$ deveria ser verificada. Algumas das razões que poderão fazer com que isso não aconteça são a possível dispersão do material⁴, a presença de tensões mecânicas internas devido aos canais na bainha e ainda a possibilidade do campo eléctrico gerado na região do núcleo não ser exactamente paralelo à direcção de polarização definida como TM.

No que diz respeito à construção de um dispositivo electro-óptico eficaz baseado na THF utilizada, segundo a equação 2.44 pode ver-se que o valor de V_π é da ordem de 3370 V. E, ainda que o comprimento de fibra fosse de 1 m, V_π seria igual a 168 V. Estes níveis de tensão são impraticáveis quando se desejam comutações a grande velocidade. Conclui-se assim que a construção de um modulador electro-óptico eficaz, com esta THF e com a técnica do poling térmico, é inviável.

⁴ Tal como se referiu na secção 3.3, as relações 3.7 e 3.8 entre r e $\chi^{(2)}$ e entre s e $\chi^{(3)}$, respectivamente, só são válidas quando a dispersão do meio é desprezável.

4 O POLING COM UV

Neste capítulo será discutida uma segunda técnica de poling, o poling com UV. A exposição do tema inicia com uma introdução onde se faz a revisão dos principais resultados publicados nesta área. Depois é discutido o modelo proposto na literatura para a explicação do aparecimento de r_{ef} através do poling com UV. No final apresenta-se o trabalho desenvolvido neste tema, os resultados obtidos e a sua análise.

4.1 INTRODUÇÃO

Takumi Fujiwara, é este o nome do cientista responsável pelo aparecimento, desenvolvimento e primeira explicação sobre o modo de funcionamento do poling com UV.

Foi em 1995 que apareceu uma publicação revolucionária onde é apresentado um valor de 5.8 pm/V para o coeficiente electro-óptico linear induzido numa fibra óptica. A técnica utilizada nesta experiência ficou desde então conhecida por poling com UV. Os autores, Fujiwara et al., utilizaram radiação UV a 193 nm para excitar o núcleo de uma THF enquanto lhe era aplicado um campo eléctrico superior a 8×10^5 V/cm. O valor publicado de r_{ef} é comparável ao r_{22} do LiNbO_3 , por isso, levantou grande curiosidade no meio científico.

Diversas equipas científicas tentaram, sem nunca o conseguirem, repetir a experiência e os resultados de Fujiwara et al.. Por esta razão muitos cientistas de renome não reconhecem esta técnica ou consideram-na pouco credível. Contudo, Fujiwara continuou os seus estudos (mudando diversas vezes de equipa) e os seus resultados mantiveram-se consistentes.

Embora os resultados obtidos por Fujiwara fossem animadores, a técnica do poling com UV tinha um grave problema; o efeito induzido não era permanente, sendo a sua duração média cerca de nove meses. Este facto inviabilizava qualquer aplicação prática baseada neste mecanismo. Era assim obrigatório o conhecimento mais profundo do modo de funcionamento do poling com UV. Fujiwara dedicou-se então ao estudo da técnica aplicada a amostras *bulk* de sílica dopada com germânio. Nestas experiências o método

utilizado para quantificar a não linearidade de segunda ordem foi a geração do segundo harmónico. Os resultados obtidos indicavam um $\chi_{ef}^{(2)}$ da ordem de 10.2 pm/V o que, utilizando a equação 3.7, resulta num r_{ef} de 4.6 pm/V. Mais importante que este resultado foi o facto de nestas experiências ter sido, aparentemente, identificado o funcionamento da técnica do poling com UV. Assim, segundo os autores, a indução de $\chi_{ef}^{(2)}$ deve-se, tal com no poling térmico, à combinação de um campo eléctrico interno, gravado na matriz do material, com o valor de $\chi^{(3)}$. Desta vez, porém, o campo interno resulta da fixação de cargas (electrões) libertadas devido à excitação do material produzida pela radiação UV (na secção seguinte faz-se uma abordagem mais detalhada deste processo). Outro factor distinto relativamente ao poling térmico é o facto de o valor de $\chi^{(3)}$ ser alterado em mais de uma ordem de grandeza depois do poling com UV. Isto resulta, segundo descobertas publicadas em 2000, do aparecimento de cristalizações pontuais (cristalites) no material. No que diz respeito à duração do efeito, Fujiwara et al. demonstraram, por difusão de hidrogénio na matriz da sílica dopada com germânio, um decaimento da ordem de 18 anos.

Em 2001, Khaled et al. (com Fujiwara na sua equipa) aplicou poling com UV a filmes finos de sílica dopada com germânio tendo obtido o resultado impressionante de $\chi_{ef}^{(2)} \approx 25$ pm/V. Também nesta experiência foi observado o aparecimento de cristalites no filme após o poling.

4.2 MODELO PARA O FUNCIONAMENTO DO POLING COM UV

Todo o processo que leva à indução de um $\chi^{(2)}$ não nulo através da técnica do poling com UV baseia-se na fotossensibilidade da sílica dopada com germânio. Por essa razão é necessária uma explicação, ainda que sumária, do mecanismo da fotossensibilidade. Isto permite uma percepção mais clara do modelo proposto por Fujiwara et al. para o funcionamento do poling com UV.

Mecanismo da fotossensibilidade

Na tecnologia de fibras ópticas está generalizado o uso de germânio para aumentar o índice de refração do núcleo. O germânio ocupa o lugar do silício na matriz de sílica vítrea, formando um centro substituinte. Em geral são utilizadas concentrações de 1-15

mol% GeO_2 , correspondendo a cerca de 10^{21} cm^{-3} átomos de germânio substituintes. Para concentrações desta ordem de grandeza há uma forte probabilidade que se dê o aparecimento de complexos atômicos envolvendo diversos átomos de germânio. Estes complexos são defeitos na matriz do material e, por exemplo, a concentração de pares de germânio pode atingir valores superiores a 10^{18} cm^{-3} .

Por comparação dos espectros de absorção da sílica pura e da sílica dopada com germânio conclui-se que, na região do UV, a absorção é dominada por centros associados ao germânio. Assim, a origem das fortes bandas de absorção existentes nessa região do espectro está, muito provavelmente, nos centros de germânio deficitários em oxigénio presentes na matriz de sílica.

O modelo aceite pela generalidade dos autores para o centro de germânio deficitário em oxigénio (na literatura designa-se por *germanium oxygen deficient center*, GODC), baseia-se numa ligação directa entre um átomo de germânio e um átomo de silício ou uma ligação directa entre dois átomos de germânio sendo que, em ambos os casos, a ligação entre átomos é caracterizada pela ausência do átomo de oxigénio de ligação (ver fig. 4.1).

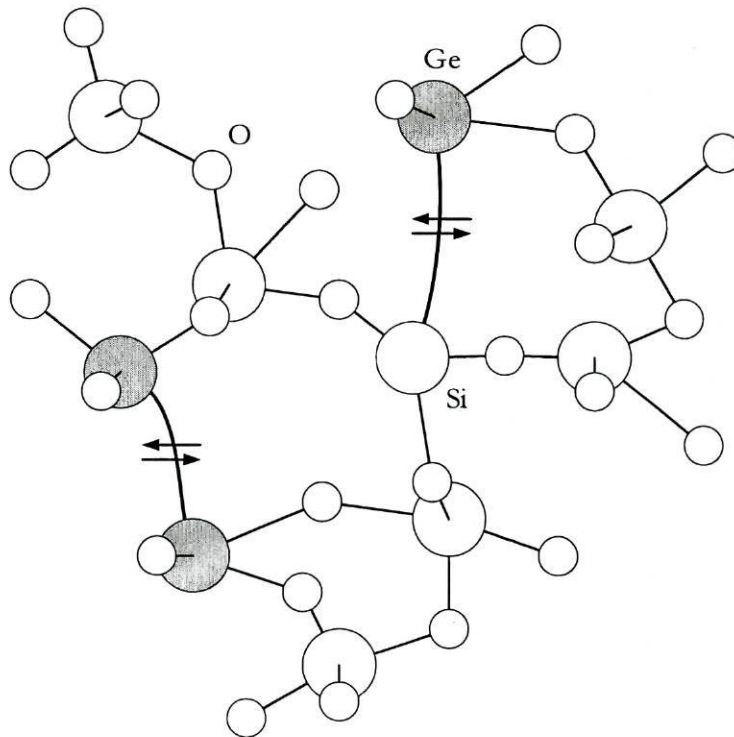


Fig. 4.1 – Modelo para os centros de germânio deficitários em oxigénio.

Se radiação incidente tiver um comprimento de onda que coincida com uma banda de absorção do material pode dar-se uma transformação estrutural do centro absorptivo. A supressão dos centros de germânio deficitários em oxigénio devido à incidência de radiação

UV dá origem a novos centros. Em particular foi observado o aparecimento de três bandas de absorção devido à ionização dos centros de germânio deficitários em oxigénio. A essas três bandas foram associados centros identificados como GeE' , $\text{Ge}(1)$ e $\text{Ge}(2)$.

A reacção fotoquímica que leva ao aparecimento dos centros GeE' está esquematizada na figura 4.2. A ruptura da ligação entre os dois átomos de germânio devido à radiação UV, dá origem a um centro GeE' constituído por uma orbital desemparelhada criada pela libertação para a banda de condução de um dos electrões de ligação. Esta alteração é acompanhada pelo deslocamento do segundo átomo de germânio para o centro dos três átomos de oxigénio.

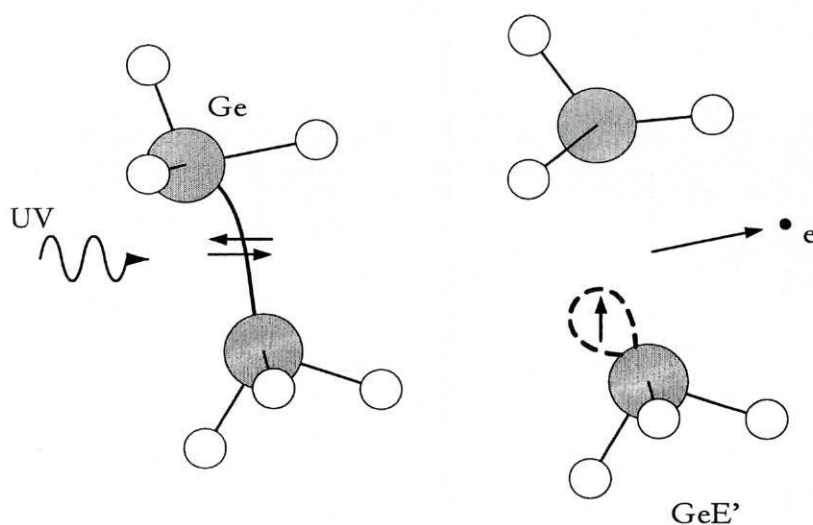


Fig. 4.2 – Fotoionização de um centro de germânio deficitário em oxigénio com a consequente criação de um centro GeE' e a libertação de um electrão para a banda de condução.

O electrão libertado, em geral, é integrado num centro estrutural favorável à captação de electrões livres. Estes centros, devido à sua geometria irregular, possuem localizações específicas onde a distribuição energética se encontra muito próxima das bandas de valência e condução. A sua designação é normalmente $\text{Ge}(n)$ onde $n+1$ é o número de átomos de germânio vizinhos do átomo central. Na figura 4.3 são ilustrados os centros $\text{Ge}(1)$ e $\text{Ge}(2)$.

Mecanismo para a indução de $\chi_{ef}^{(2)}$

De acordo com os resultados obtidos por Fujiwara et al., os centros GeE' têm um papel fundamental no mecanismo que torna possível a indução de $\chi_{ef}^{(2)}$ na sílica dopada com

germânio através do poling com UV. Num estudo publicado em 2000 verificou-se que o decaimento de $\chi_{ef}^{(2)}$ está fortemente relacionado com o desaparecimento dos centros GeE'.

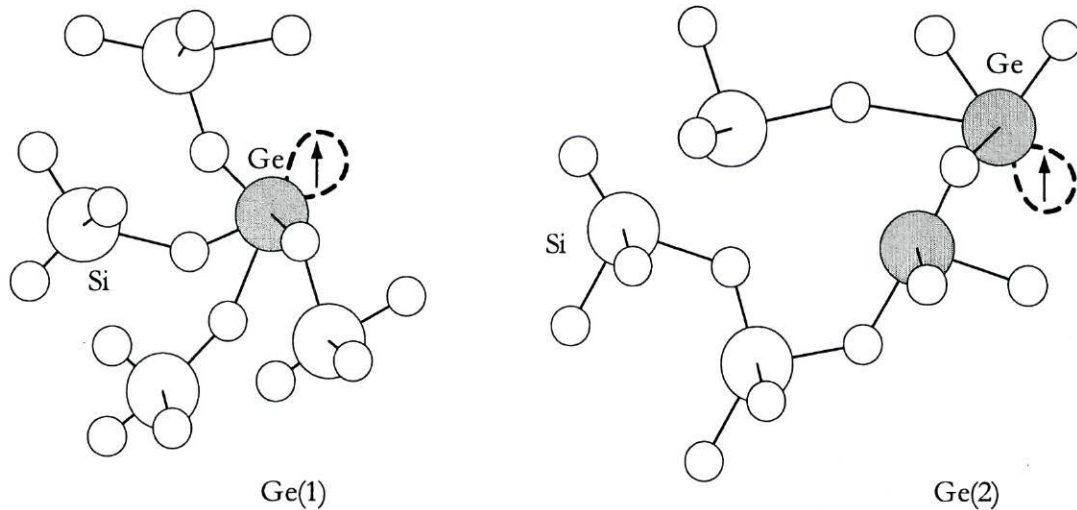


Fig. 4.3 – Modelo para os centros Ge(1) e Ge(2).

Segundo Fujiwara et al. o coeficiente não linear de segunda ordem é induzido devido à actuação permanente sobre $\chi^{(3)}$ de um campo eléctrico interno que fica gravado na matriz da sílica após o poling com UV. Este campo tem origem nas cargas libertadas quando se dá a ionização dos centros de germânio deficitários em oxigénio (reacção fotoquímica ilustrada na figura 4.2). Este argumento é sustentado pelo facto do decaimento do coeficiente não linear de segunda ordem se dar com o desaparecimento dos centros GeE'. Refira-se que os centros GeE' desaparecem quando voltam a captar um electrão para a sua orbital desemparelhada. Ou seja, o desaparecimento de centros GeE' leva à diminuição do campo eléctrico interno que, por sua vez, faz diminuir o valor de $\chi_{ef}^{(2)}$.

Ao contrário do que acontece no poling térmico, o campo interno induzido com o poling UV toma, no máximo, o valor do campo externo aplicado na execução do poling. Por outras palavras, o campo interno vai-se formando até conseguir anular o efeito do campo externo na região sujeita ao poling. No entanto, uma vez que a condutividade da sílica dopada com germânio durante a exposição à radiação UV é substancialmente diminuída, os campos eléctricos aplicáveis no caso do poling com UV têm de ser inferiores aos utilizados no poling térmico. Tipicamente, os campos eléctricos utilizados no poling com UV são inferiores a 1 MV/cm. Recordando que $\chi_{ef}^{(2)}$ resulta da relação $\chi_{ef}^{(2)} = 3\chi^{(3)}E_{int}$, os resultados publicados só têm significado se o valor de $\chi^{(3)}$ sofrer um aumento substancial (mais de duas ordens de grandeza) depois do poling com UV.

Fujiwara et al., utilizando radiação UV a 193 nm na execução do poling, detectaram o aparecimento de cristalites com cerca de 15-20 μm de diâmetro nas amostras de sílica dopada com germânio. Seguindo a interpretação dos autores, estas cristalizações originam um crescimento brutal de $\chi^{(3)}$. No entanto, o fenómeno que leva ao seu aparecimento está ainda longe de ser compreendido.

4.3 TENTATIVA DE EXECUÇÃO DO POLING COM UV

Nesta secção será apresentado o trabalho desenvolvido na área do poling com UV. O objectivo das experiências efectuadas era a indução de um coeficiente electro-óptico linear não nulo numa THF através desta técnica.

A THF utilizada nestas experiências foi já descrita no capítulo anterior. Como fonte de radiação UV foi utilizado um laser de excímeros KrF pulsado (*LambdaPhysics Xuminics 305i*), com comprimento de onda de emissão a 248 nm.

Montagem experimental

A montagem experimental utilizada para a execução do poling com UV está ilustrada na figura 4.4.

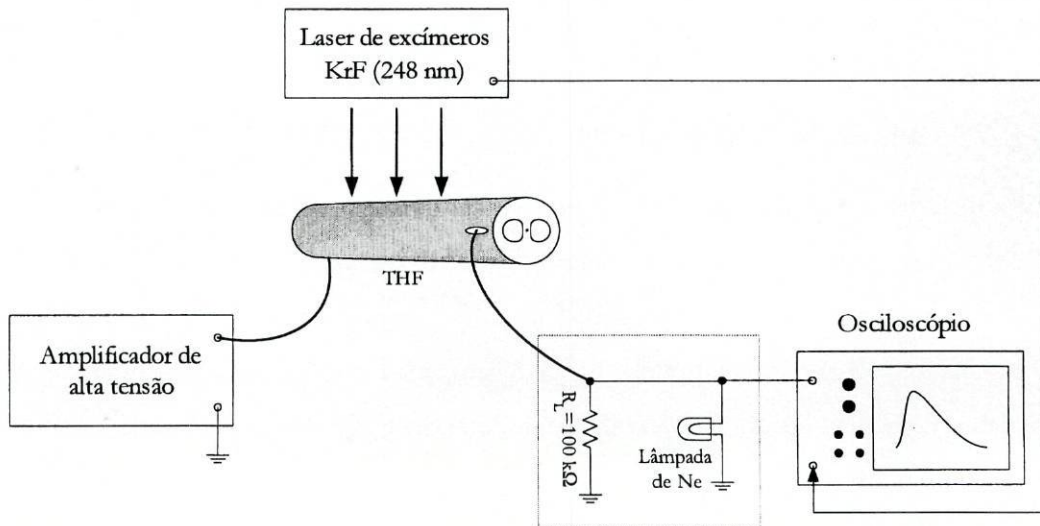


Fig. 4.4 – Esquema da montagem experimental utilizada para executar o poling com UV numa THF.

Os segmentos de THF utilizados são iguais aos do poling térmico ou seja, têm todos 7 cm de comprimento e a sobreposição entre eléctrodos ocorre ao longo de 5 cm. Desta vez, porém, o comprimento de fibra onde ocorre o poling é limitado pela dimensão

transversal do feixe laser (cerca de 2.9 cm). Os eléctrodos utilizados foram igualmente fios de Al com 50 μm de diâmetro e a sua introdução nos canais da fibra foi feita seguindo o procedimento já descrito na secção 3.4. A THF foi colocada numa posição em que os eléctrodos não obstruíssem a radiação UV dirigida ao núcleo.

O campo eléctrico aplicado ao núcleo da fibra foi garantido por um amplificador de alta tensão ligado a um dos eléctrodos da THF. No outro eléctrodo ligou-se um circuito eléctrico para monitorar a fotocorrente induzida na THF pelos impulsos de radiação UV.

A fotocorrente induzida na THF resulta das cargas libertadas na ionização dos centros de germânio deficitários em oxigénio que são atraídas pelo campo eléctrico aplicado. A monitorização desta corrente permite obter alguma informação relativamente ao campo eléctrico interno que se vai formando no interior da THF.

Durante um impulso de radiação UV, o osciloscópio, que tem como carga a resistência R_L (fig. 4.1), grava um impulso com forma exponencial, de amplitude U e constante de tempo τ . O valor desta constante de tempo é determinado pelo tempo de resposta do circuito de medição. Nas experiências efectuadas $\tau \sim 30 \mu\text{s}$ ou seja, muito superior à duração típica dos impulsos laser, $\tau_L \sim 20 \text{ ns}$. Assim, o valor da fotocorrente média ao longo do impulso medido, pode ser calculado como:

$$I = \frac{\tau U}{R_L \tau_L} \quad 4.1$$

Refira-se que a lâmpada de Ne presente no circuito de monitorização serve apenas para proteger o osciloscópio em caso de ruptura dieléctrica da THF. A ruptura da fibra foi verificada com um campo aplicado de 0.4 MV/cm e uma fluência do laser de excímeros de cerca de 100 mJ/cm².

Os valores do campo eléctrico utilizados para fazer o poling variaram entre experiências de 0.1 a 0.3 MV/cm. A fluência do laser (por impulso) variou entre 100 e 300 mJ/cm².

O número de impulsos de radiação UV foi aumentado em cada experiência, com intervalos de potências de 10, começando em 100 impulsos e terminando em 100000. A frequência dos impulsos foi, no máximo, igual a 10 Hz.

A técnica homodina activa apresentada na secção 3.4 foi utilizada para medir o coeficiente electro-óptico linear induzido em cada amostra de THF.

Resultados obtidos

Diversas combinações entre o campo aplicado, a fluência do laser e o número de impulsos (dentro da gama de valores já mencionada) foram testadas ao longo do trabalho efectuado. Desses testes verificou-se que nem a fluência do laser ($100 < \Phi < 300 \text{ mJ/cm}^2$), nem o número de impulsos ($100 < n^\circ \text{ imp.} < 100000$) têm grande influência no valor de r_f . Por outro lado, como se pode ver na figura 4.5, o valor do campo eléctrico utilizado para fazer o poling altera o coeficiente electro-óptico induzido.

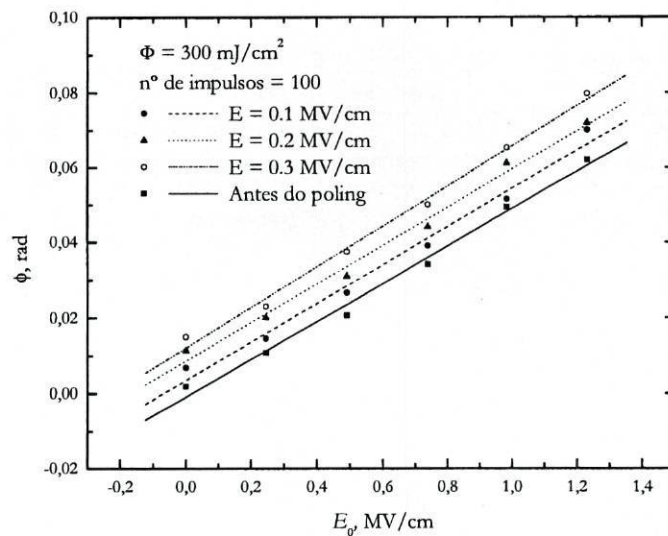


Fig. 4.5 – Resultados obtidos em três amostras de THF onde o único parâmetro que variou no poling com UV aplicado a cada uma delas foi o campo eléctrico. A diferença de fase introduzida pela THF foi medida recorrendo à técnica homodina activa descrita na secção 3.4.

A figura anterior mostra a diferença de fase introduzida pela THF em função do campo eléctrico externo aplicado. Efectuando um tratamento idêntico ao descrito no capítulo anterior, nomeadamente utilizando a equação 3.29, verificou-se que o valor de r_f aumenta de forma praticamente linear com o campo aplicado no poling, sendo o valor máximo atingido igual a $(0.006 \pm 0.001) \text{ pm/V}$. Este valor está limitado pelo campo eléctrico passível de ser aplicado durante o poling sem que ocorra a ruptura dieléctrica da fibra.

No que diz respeito à fotocorrente induzida no interior da THF pela radiação UV verificou-se que, em todas as combinações de valores utilizados para a fluência do laser e para o campo eléctrico de poling, depois de cerca de 20 impulsos de radiação, o seu valor anula-se. Isso mesmo pode verificar-se nas figuras 4.6 e 4.7.

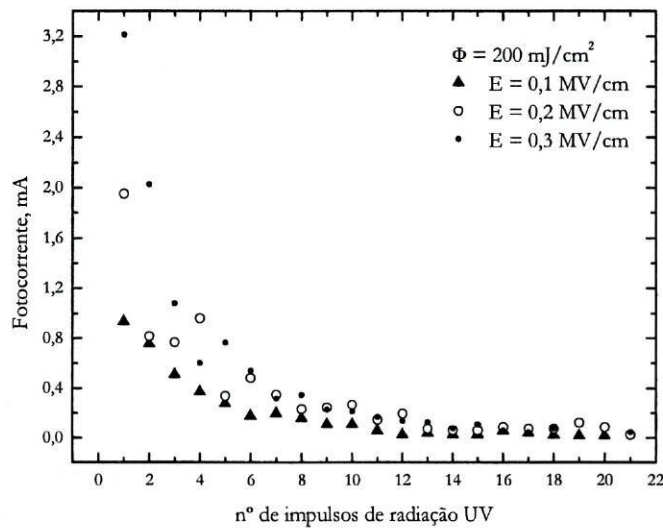


Fig. 4.6 – Fotocorrente média induzida na THF durante o poling com UV. O valor inicial da corrente aumenta para valores mais altos do campo eléctrico mas após cerca de 20 impulsos anula-se em todas as situações.

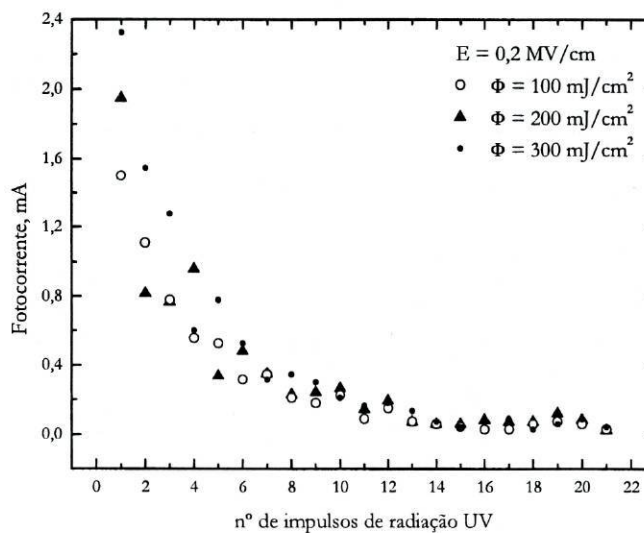


Fig. 4.7 – Fotocorrente média induzida na THF durante o poling com UV. O valor inicial da corrente aumenta para valores mais altos da fluência do laser mas, tal como na fig. 4.6, depois de cerca de 20 impulsos anula-se qualquer que seja a situação.

Bagratashvili et al. em 1996 e Rybaltovskii et al. em 2001 estudaram a fotocorrente induzida em sílica dopada com germânio, os primeiros utilizando uma amostra *bulk* e os segundos uma THF. Em ambos os estudos foi verificado um decaimento da fotocorrente idêntico ao apresentado nas figuras anteriores. A explicação dada pelos autores sugere que o decaimento se deve ao aparecimento de um campo interno cuja actuação tende a anular o

efeito do campo externo. Assim, dos resultados apresentados nas figuras 4.6 e 4.7, é de esperar que depois de cerca de 20 impulsos de radiação exista um campo interno, gravado na matriz do material, com amplitude idêntica à do campo utilizado na execução do poling.

Tomando como exemplo a experiência onde se utilizaram os parâmetros $\Phi = 300 \text{ mJ/cm}^2$, $E_{pol} = 0.3 \text{ MV/cm}$ e 100 impulsos de radiação UV, cujos resultados estão apresentados na figura 4.5 é possível, recorrendo à relação $r_{ef} = 2sE_{int}$ (equação 3.6), confirmar a análise feita no parágrafo anterior. Assim, com o declive da regressão linear efectuada sobre os pontos obtidos nesta experiência (figura 4.5) calculou-se, segundo a equação 3.29, o valor $s = (1.22 \pm 0.05) \times 10^{-22} \text{ [m/V]}^2$. Utilizando este resultado, e fazendo $E_{int} = E_{pob}$ o valor esperado de r_{ef} é $\sim 0.007 \text{ pm/V}$. Este valor deve ser comparado com $(0.006 \pm 0.001) \text{ pm/V}$ que foi o resultado obtido com a ordenada na origem da regressão linear (equação 3.29) apresentada na figura 4.5. A concordância dos resultados anteriores indica que, de facto, existe a formação de um campo eléctrico interno actuante no núcleo da THF cuja amplitude é idêntica à do campo eléctrico utilizado na execução do poling.

Fazendo a comparação entre os resultados aqui apresentados e o modelo proposto por Fujiwara et al. para o funcionamento do poling com UV, salienta-se o facto de que, neste trabalho, o valor de $\chi^{(3)}$ (proporcional a s) não sofre qualquer alteração depois do poling. Este é, por certo, o principal motivo responsável pela diferença nos valores de r_{ef} publicados por Fujiwara et al. e aqueles obtidos neste trabalho.

Uma explicação possível para a diferença entre os valores de $\chi^{(3)}$ pode estar no comprimento de onda da radiação UV utilizada. Fujiwara et al. utilizaram, em todos os estudos, radiação UV proveniente de um laser de excímeros de ArF que emite a 193 nm. Esta radiação, sendo mais energética do que a utilizada neste trabalho, poderá induzir alterações no material, por exemplo cristalizações pontuais, possivelmente inatingíveis com radiação a 248 nm.

Em resumo, a indução de um coeficiente electro-óptico linear elevado em fibras ópticas através do poling com UV, para além de um campo interno resultante da ionização de centros de germânio deficitários em oxigénio, necessita de um outro mecanismo que altere em mais de duas ordens de grandeza o valor de $\chi^{(3)}$. Com radiação UV proveniente de um laser de excímeros KrF emitindo a 248 nm é possível ionizar os centros de germânio e gerar o campo interno, no entanto esta radiação não provoca qualquer alteração no valor de $\chi^{(3)}$ não sendo, por isso, a mais indicada para a execução de poling com UV.

CONCLUSÃO DA TESE

O objectivo inicial desta tese era a indução de um coeficiente electro-óptico linear numa fibra óptica, suficientemente elevado de modo a permitir a construção de um modulador electro-óptico totalmente em fibra. Esse objectivo não foi atingido uma vez que os valores do coeficiente electro-óptico induzido ficaram muito longe do requerido para a construção de um dispositivo.

As técnicas utilizadas para a indução do coeficiente electro-óptico linear foram o poling térmico e o poling com UV.

Foram utilizadas fibras ópticas especiais geralmente conhecidas por *Twin-Hole Fibers*. Estas fibras permitem a aplicação de campos eléctricos intensos na região do núcleo, indispensáveis para a execução do poling. Desenvolveram-se diversas técnicas de introdução de eléctrodos nos canais das THF. A mais utilizada ao longo deste trabalho foi a inserção lateral de fios de Al com 50 μm de diâmetro. A inserção lateral permite um melhor acoplamento de luz ao núcleo da THF uma vez que os topos desta ficam livres.

Para medir o efeito electro-óptico produzido no interior da THF foram implementadas duas técnicas de detecção: a técnica heterodina e a técnica homodina activa. Em ambas foi utilizado um interferómetro de Mach-Zehnder que transforma a modulação de fase no interior da THF em modulação de amplitude à saída do interferómetro. Durante o trabalho efectuado, a técnica homodina activa foi utilizada de forma praticamente exclusiva. Esta técnica, através de um circuito de realimentação, permite manter o interferómetro no seu ponto de máxima sensibilidade.

O poling térmico é a técnica mais utilizada para fazer a indução do coeficiente electro-óptico linear em fibras ópticas. A divulgação de resultados próximos de 1 pm/V de forma consistente faz desta técnica uma das mais promissoras para aplicações fotónicas futuras. No trabalho aqui apresentado foi executado o poling térmico sobre a THF. Depois de diversas experiências efectuadas, o melhor resultado obtido foi a indução de um coeficiente electro-óptico linear igual a 0.025 pm/V. Da generalidade dos resultados concluiu-se que o desenvolvimento do coeficiente electro-óptico ao longo do poling esteve de acordo com os modelos teóricos apresentados na bibliografia. Para justificar o valor extremamente baixo do coeficiente obtido foram apresentadas, de forma fenomenológica, duas razões

principais. A primeira prende-se com o facto da THF disponível ter uma concentração muito baixa de iões do tipo Na^+ , K^+ e Li^+ que, segundo os modelos de funcionamento desta técnica, são fundamentais em todo o processo de indução do coeficiente electro-óptico. A segunda razão levanta o problema da posição do núcleo da THF não se situar na região onde se esperava que o coeficiente electro-óptico linear tivesse o seu valor máximo. Em resumo, a THF disponível não possui as características ideais para a indução do coeficiente electro-óptico linear através do poling térmico. Trabalhos futuros utilizando a técnica do poling térmico poderão ser efectuados em guias de onda planares cujas características específicas sejam bem controladas.

O poling com UV, embora não seja tão utilizado como o poling térmico, foi a técnica que, a nível mundial, melhores resultados deu até hoje. Utilizando esta técnica existem publicações onde se anunciam coeficientes electro-ópticos da ordem de 6 pm/V e superiores. A THF disponível neste trabalho, devido ao facto de possuir uma concentração bastante elevada de Ge, tem boas características para o poling com UV. No entanto, depois de várias experiências, o coeficiente electro-óptico induzido manteve sempre valores extremamente baixos. A explicação encontrada para este facto está no comprimento de onda da radiação UV utilizada. Todas as experiências que tiveram sucesso com a técnica de poling com UV utilizaram radiação a 193 nm. No trabalho aqui descrito, o comprimento de onda da radiação utilizada foi de 248 nm. Pelos resultados obtidos e pela monitorização da fotocorrente induzida na THF durante a exposição ao UV, ficou demonstrado que esta radiação é suficiente para induzir um campo interno na THF, fundamental para a indução do coeficiente electro-óptico. No entanto, segundo o modelo que pretende explicar o funcionamento do poling com UV, para além do campo interno induzido, ocorre também um aumento brutal no valor da susceptibilidade não linear de terceira ordem do núcleo da fibra. São esses dois fenómenos que, em comum, permitem o aparecimento de coeficientes electro-ópticos lineares muito elevados. Nas experiências efectuadas não se verificou qualquer alteração no valor de $\chi^{(3)}$ depois do poling. Assim, o mecanismo do poling ficou incompleto, dando origem a valores reduzidos do coeficiente electro-óptico linear.

No futuro seria muito interessante executar poling com UV sobre a THF estudada utilizando radiação UV a 193 nm. Esta experiência por certo esclareceria muitos dos pontos que ficaram por resolver neste trabalho.

ANEXO – O CIRCUITO DE REALIMENTAÇÃO

Tal como referido na secção 3.4, quando se utiliza a técnica homodina activa, o sinal de realimentação que faz o controlo do PZT resulta do termo $v(t) = 2V_0\gamma \cos(\phi_0 + \phi_{PZT})$ (equação 3.26). Este funciona como sinal de erro uma vez que se anula quando o interferómetro está a funcionar no ponto de quadratura. Desta forma, tal como se escreveu na equação 3.27 a tensão que efectivamente é aplicada ao PZT é:

$$V_{PZT} = G \int v(t) dt. \quad \text{A.1}$$

De modo a que $\phi_{PZT} = V_{PZT} K_{PZT}$, sendo K_{PZT} a constante do PZT que dá a relação entre a tensão aplicada e a diferença de fase introduzida (unidades rad/V).

A montagem completa utilizada nesta técnica está representada na figura A.1.

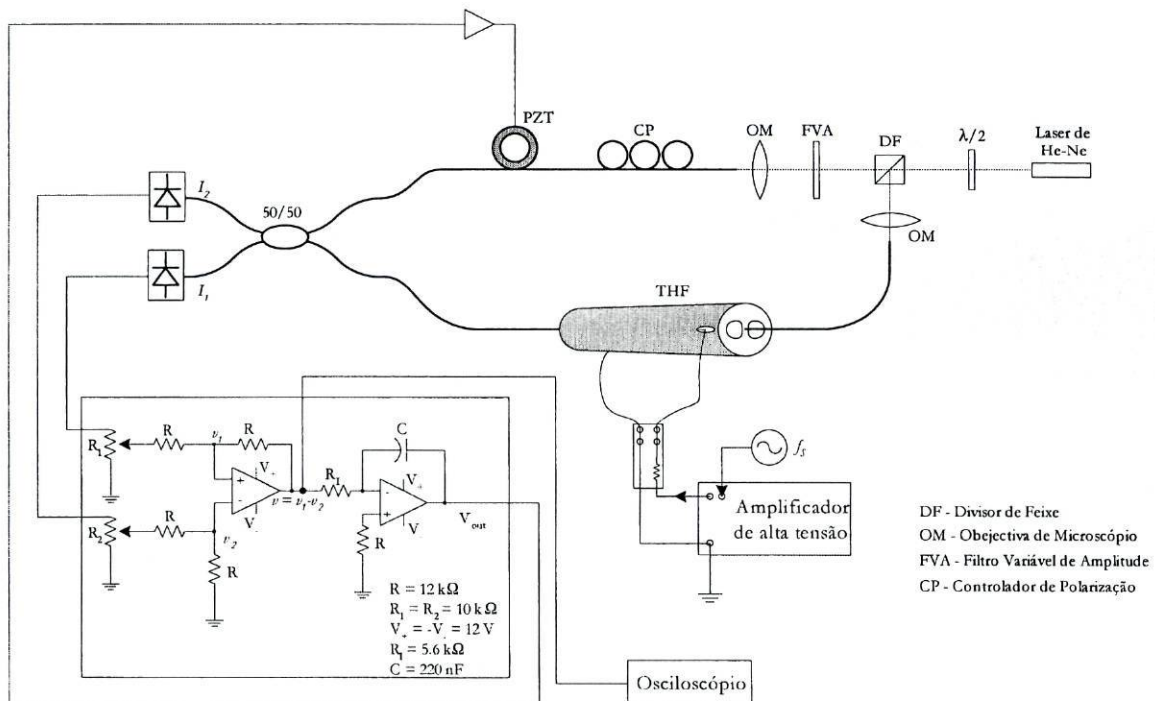


Fig. A.1 – Montagem completa utilizada na técnica de detecção homodina activa.

A introdução do circuito electrónico responsável pelo controlo activo do PZT é a única diferença entre o esquema anterior e o apresentado na figura 3.8.

No circuito de realimentação, as resistências variáveis R_1 e R_2 são utilizadas para balancear as amplitudes dos sinais provenientes dos detectores. Deste modo, tendo v_1 e v_2 a mesma amplitude, $v(t)$ que resulta da diferença entre estes sinais (efectuada pelo primeiro amplificador operacional), tem o seu valor descrito pela equação 3.21:

$$v(t) = v_1(t) - v_2(t) = 2V_0\gamma \cos\left(\phi_0 + \phi_{PZT} - \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(t) l_{pol}\right). \quad A.2$$

Onde V_0 é a amplitude dos dois sinais.

A resistência R_1 , o condensador C e o segundo amplificador operacional formam o circuito de integração de $v(t)$. Os valores de R_1 e C foram convenientemente escolhidos de modo a que a integração fosse efectuada apenas sobre as oscilações resultantes da modulação de fase induzida devido a perturbações do meio ambiente em redor do interferómetro. Em geral, este tipo de oscilações ocorre a frequências inferiores a 100 Hz. Em primeira aproximação pode dizer-se que a frequência de corte do circuito é:

$$f_c \approx \frac{1}{2\pi R_1 C} \approx 130 \text{ Hz} \quad A.3$$

Uma vez que os sinais aplicados na THF nunca foram inferiores a 1500 Hz, a separação entre flutuações e sinal terá sido claramente alcançada.

BIBLIOGRAFIA

- Abe, M., Kitagawa, T., Hattori, K., Himeno, A., and Ohmori, Y. (1996) "Electro-optic switch constructed with a poled silica-based waveguide on a Si substrate", *Electron. Lett.* **32**, 893-894.
- Alley, T. G., and Brueck, S. R. J. (1998) "Visualization of the nonlinear optical space-charge region of bulk thermally poled fused-silica glass", *Opt. Lett.* **15**, 1170-1172.
- Alley, T. G., Brueck, S. R. J., and Myers, R. A. (1998) "Space charge dynamics in thermally poled silica", *J. Non-Crystalline Solids* **242**, 165-176.
- Alley, T. G., and Brueck, S. R. J. (1999) "Secondary ion mass spectrometry study of space-charge formation in thermally poled fused silica", *J. Appl. Phys.* **86**, 6634-6640.
- Araújo, F. M. M. (1999) "Redes de Bragg em Fibra Óptica", Tese de Doutorado da Universidade do Porto.
- Arentoft, J., Pedersen, K., Bozhevolnyi, S. I., Kristensen, M., Yu, P., and Nielsen, C. B. (2000) "Second-harmonic imaging of poled silica waveguides", *Appl. Phys. Lett.* **76**, 25-27.
- Arentoft, J., Kristensen, M., Pedersen, K., Bozhevolnyi, S. I., and Shi, P. (2000) "Poling of silica with silver-containing electrodes" *Electron. Lett.* **36**, 1635-1636.
- Bagratashvili, V. N., Tsypina, S. I., Chernov, P. V., Rybaltovskii, A. O., Zavorotny, Y. S., Alimpiev, S. S., and Simanovskii, Y. O. (1996) "Direct observation of ultraviolet laser induced photocurrent in oxygen deficient silica and germanosilicate glasses" *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1616-1618.
- Bergot, M.-V., Farries, M. C., Fermann, M. E., Li, L., Poyntz-Wright, L. J., Russell, P. St. J., and Smithson, A. (1988) "Generation of permanent optically induced second-order nonlinearities in optical fibers by poling", *Opt. Lett.* **13**, 592-594.
- Blazkiewicz, P., Xu, W., Wong, D., Canning, J., Asland, M., and Town, G. (2000) "Carbon dioxide laser-assisted poling of silicate-based optical fibers" *Opt. Lett.* **25**, 200-202.
- Blazkiewicz, P., Xu, W., Wong, D., Fleming, S., and Ryan, T. (2001) "Modification of thermal poling evolution using novel twin-hole fibers", *J. Lightwave Technol.* **19**, 1149-1154.
- Blazkiewicz, P., Xu, W., Wong, D., and Fleming, S. (2002) "Mechanism for thermal poling in twin-hole silicate fibers", *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 870-874.
- Blazkiewicz, P., Xu, W., and Fleming, S. (2002) "Optimum parameters for CO₂ laser-assisted poling of optical fibers", *J. Lightwave Technol.* **20**, 965-968.
- Boyd, R. W. (1992) "Nonlinear Optics", Academic Press.

- Calvez, A. Le, Freysz, E., and Ducasse, A. (1998) "A model for second harmonic generation in poled glasses", *Eur. Phys. J. D* **1**, 223-226.
- Dianov, E. M., and Starodubov, D. S. (1994) "Photoinduced second-harmonic generation in glasses and glass optical fibers", *Opt. Fiber Technol.* **1**, 3-16.
- Facio, D., Busacca, A., Belardi, W., Pruneri, V., Kazansky, P. G., Monro, T. M., Richardson, D. J., Grappe, B., Cooper, M., and Pannell, C. N. (2001) "Demonstration of thermal poling in holey fibers" *Electron. Lett.* **37**, 107-108.
- Facio, D., Pruneri, V., and Kazansky, P. G. (2001) "Dynamics of the second-order nonlinearity in thermally poled glass", *Appl. Phys. Lett.* **17**, 2687-2689.
- Facio, D., Busacca, A., Harwood, D. W. J., Bonfrate, G., Pruneri, V., and Kazansky, P. G. (2001) "Effect of core-cladding interface on thermal poling of germano-silicate optical waveguides", *Optics Comm.* **196**, 187-190.
- Francesco, A. De, and Town, G. E. (2001) "Modeling the electrooptic evolution in thermally poled germanosilicate fibers", *IEEE J. Quantum Electron.* **37**, 1312-1320.
- Fujiwara, T., Wong, D., Zhao, Y., Fleming, S., Poole, S., and Sceats, M. (1995) "Electro-optic modulation in germanosilicate fiber with UV-excited poling", *Electron. Lett.* **31**, 573-575.
- Fujiwara, T., Wong, D., and Fleming, S. (1995) "Large electrooptic modulation in a thermally-poled germanosilicate fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **7**, 1177-1179.
- Fujiwara, T., Takahashi, M., and Ikushima, A. J. (1997) "Decay behaviour of second-order nonlinearity in $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ glass poled with UV-irradiation", *Electron. Lett.* **33**, 980-982.
- Fujiwara, T., Takahashi, M., and Ikushima, A. J. (1997) "Second-harmonic generation in germanosilicate glass poled with ArF laser irradiation", *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1032-1034.
- Fujiwara, T., Matsumoto, S., Ohama, M., and Ikushima, A. J. (2000) "Origin and properties of second-order optical non-linearity in ultraviolet-poled $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ glass", *J. Non-Crystalline Solids* **273**, 203-208.
- Hippel, A. von, Gross, E. P., Jelatis, J. G., and Geller, M. (1953) "Photocurrent, space-charge buildup, and field in alkali halide crystals", *Phys. Rev.* **91**, 568-579.
- Ikushima, A. J., Fujiwara, T., and Saito, K. (2000) "Silica glass: A material for photonics", *J. Appl. Phys.* **88**, 1201-1213.
- Janos, M., Xu, W., Wong, D., Inglis, H., and Fleming, S. (1999) "Growth and decay of the electrooptic effect in thermally poled B/Ge codoped fiber", *J. Lightwave Technol.* **17**, 1037-1041.
- Kazansky, P. G., and Russell, P. St. J. (1994) "Thermally poled glass: Frozen-in electric field or oriented dipoles?", *Optics Comm.* **110**, 611-614.

- Kazansky, P. G., Russell, P. St. J., and Dong, L. (1994) "Vacuum poling: An improved technique for effective thermal poling of silica glass and germanosilicate optical fibers", *Electron. Lett.* **30**, 1345-1347.
- Kazansky, P. G., Russell, P. St. J., Dong, L., and Pannell, C. N. (1995) "Pockels effect in thermally poled silica optical fibers", *Electron. Lett.* **31**, 62-63.
- Kazansky, P. G., Smith, A. R., Russell, P. St. J., Yang, G. M., and Sessler, G. M. (1996) "Thermally poled silica glass: Laser induced pressure pulse probe of charge distribution", *Appl. Phys. Lett.* **68**, 269-271.
- Kazansky, P. G., Russell, P. St. J., and Takebe, H. (1997) "Glass fiber poling and applications", *J. Lightwave Technol.* **15**, 1484-1493.
- Kazansky, P. G., and Pruneri, V. (1997) "Electric-field poling of quasi-phase-matched optical fibers", *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 3170-3179.
- Khaled, J., Fujiwara, T., and Ikushima, A. J. (2001) "Optimization of second-order nonlinearity in UV-poled silica glass", *Opt. Materials* **17**, 275-278.
- Kielich, S. (1969) "Optical second-harmonic generation by electrically polarized isotropic media", *IEEE J. Quantum Electron.* **5**, 562-568.
- Li, L., and Payne, D. N. (1989) "Permanently-induced linear electro-optic effect in silica optical fibers", in *Proc. Dig. Conf. Integrated and Guided-wave Optics*, TuAA2, 130-134.
- Liu, A. G., Dignonnet, M. J. F., and Kino, G. S. (1994) "Electro-optic phase modulation in a silica channel waveguide", *Opt. Lett.* **19**, 466-468.
- Long, X.-C., Myers, R. A., and Brueck, S. R. J. (1994) "Measurement of linear electro-optic coefficient in poled amorphous silica", *Opt. Lett.* **19**, 1819-1821.
- Long, X.-C., Myers, R. A., and Brueck, S. R. J. (1996) "A poled electrooptic fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 227-229.
- Long, X.-C., and Brueck, S. R. J. (1997) "Large-signal phase retardation with a poled electrooptic fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 767-769.
- Margulis, W., and Laurell, F. (1996) "Interferometric study of poled glass under etching", *Opt. Lett.* **21**, 1786-1788.
- Marckmann, C. J., Ren, Y., Genty, G., and Kristensen, M. (2002) "Strength and symmetry of the third-order nonlinearity during poling of glass waveguides", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 1294-1296.
- Matsumoto, S., Fujiwara, T., and Ikushima, A. J. (2001) "Large second-order optical nonlinearity in Ge-doped silica glass", *Opt. Materials* **18**, 19-22.
- Myers, R. A., Mukherjee, N., and Brueck, S. R. J. (1991) "Large second-order nonlinearity in poled fused silica", *Opt. Lett.* **16**, 1732-1734.

- Okada, A., Ishii, K., Mito, K., and Sasaki, K. (1992) "Phase-matched second-harmonic generation in novel corona poled glass waveguides", *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2853-2855.
- Österberg, U., and Margulis, W. (1986) "Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber", *Opt. Lett.* **11**, 516-518.
- Pruneri, V., and Kazansky, P. G. (1997) "Frequency doubling of picosecond pulses in periodically poled D-shape silica fibre", *Electron. Lett.* **33**, 318-319.
- Pruneri, V., Samoggia, F., Bonfrate, G., Kazansky, P. G., and Yang, G. M. (1999) "Thermal poling of silica in air and under vacuum: The influence of charge transport on second harmonic generation", *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2423-2425.
- Pruneri, V., Bonfrate, G., Kazansky, P. G., Richardson, D. J., Broderick, N. G., Sandro, J. P., Simonneau, C., Vidakovic, P., and Levenson, J. A. (1999) "Greater than 20%-efficient frequency doubling of 1532-nm nanosecond pulses in quasi-phase-matched germanosilicate optical fibers", *Opt. Lett.* **24**, 208-210.
- Qiu, M., Egawa, S., Horimoto, K., and Mizunami, T. (2001) "The thickness evolution of the second-order nonlinear layer in thermally poled fused silica" *Optics Comm.* **189**, 161-166.
- Quiquempois, Y., Martinelli, G., Duthéage, P., Bernage, P., Niay, P., and Douay, M. (2000) "Localisation of the induced second-order non-linearity within Infrasil and Suprasil thermally poled glasses", *Optics Comm.* **176**, 479-487.
- Quiquempois, Y., Godbout, N., Lacroix, S. (2002) "Model of charge migration during thermal poling in silica glasses: Evidence of a voltage threshold for the onset of a second-order nonlinearity", *Phys. Rev. A* **65**, 043816.
- Ren, Y., Marckmann, C. J., Arentoft, J., and Kristensen, M. (2002) "Thermally poled channel waveguides with polarization-independent electrooptic effect", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 639-641.
- Rybaltovskii, A. O., Zavorotny, Y. S., Chernov, P. V., Bagratashvili, V. N., Tsykina, S. I., and Kazansky, P. G. (2000) "Effect of electric field on one-quantum photodecay of oxygen-deficient centers in germanosilicate fibers" *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1578-1580.
- Rybaltovskii, A. O., Bagratashvili, V. N., Chernov, P. V., Kazansky, P. G., Pruneri, V., Tsykina, S. I., and Zavorotny, Y. S. (2001) "UV laser-induced current in germanosilicate fibres with built in electrodes", *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 236-240.
- Saleh, B. E. A., and Teich, M. C. (1991) "Fundamentals of Photonics", New York, Wiley.
- Statman, D., and Georges III, J. A. (1996) "Charge dynamics and poling in glass waveguides", *J. Appl. Phys.* **80**, 654-661.
- Xu, W., Arentoft, J., Wong, D., and Fleming, S. (1999) "Evidence of space-charge effects in thermal poling", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1265-1267.

Xu, W., Blazkiewicz, P., Wong, D., Fleming, S., and Ryan, T. (2000) "Specialty optical fibre for stabilising and enhancing electro-optic effect induced by poling" *Electron. Lett.* **36**, 1265-1266.

Yariv, A. (1989) "Quantum Electronics, 3rd-edition", Wiley.