MULTIPLEXAGEM E PROCESSAMENTO DE SINAIS DE SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

JOSÉ LUÍS CAMPOS OLIVEIRA SANTOS

1992

MULTIPLEXAGEM E PROCESSAMENTO DE SINAIS DE SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

José Luís Campos Oliveira Santos

Assistente da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

TESE DE DOUTORAMENTO

NA

ESPECIALIDADE DE ELECTROMAGNETISMO E ELECTRÓNICA

SUBMETIDA À UNIVERSIDADE DO PORTO

1992

Tese realizada sob a supervisão do

DOUTOR *ANTÓNIO MANUEL PAIS PEREIRA LEITE*

Professor Associado, Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

(Laboratório de Física)

"O tempo..., tenho a impressão de saber o que é quando não mo perguntam.
Quando mo perguntam, já não sei nada."

Santo Agostinho

A meus pais

À Florinda

SUMÁRIO

Neste trabalho descreve-se o estudo efectuado sobre multiplexagem de sensores de fibra óptica, assim como sobre algumas técnicas de processamento de sinal. Após uma descrição genérica relativa aos sensores de fibra óptica, onde são apresentados os princípios básicos da utilização da fibra óptica como elemento sensor, procede-se então a uma análise sistemática e comparativa das soluções de multiplexagem que têm sido apresentadas na literatura. De seguida, vários esquemas de multiplexagem de sensores de fibra óptica são investigados teórica e experimentalmente, considerando factores tais como a topologia da rede, método de endereçamento, tipo de sensores e técnica de interrogação dos mesmos. São também abordados tópicos tais como o balanço de potência da rede, a sensibilidade dos sensores, os níveis de interferência entre eles ("crosstalk"), e as técnicas de processamento de sinal para recuperação da informação de interesse. De uma forma geral, são também equacionados os méritos relativos das soluções de multiplexagem investigadas.

In this work the study performed on optical fibre sensing multiplexing, as well as on some signal processing techniques, is described. After a generic description concerning optical fibre sensors, where the basic principles behind the use of the optical fibre as a sensing element are emphasized, a systematic and comparative analysis of the multiplexing solutions that have been presented in the literature is given. Then, several multiplexing schemes are theoretically and experimentally investigated, considering factors such us network topology, addressing scheme, type of sensors and interrogation technique. Topics such as network power budget, sensor sensitivity, sensor crosstalk and techniques of signal processing for signal recovery are also addressed, as well as the relative merits of the multiplexing solutions investigated.

AGRADECIMENTOS

- Ao *Professor António Pereira Leite*, pelo cuidado que tem posto na orientação da minha actividade científica ao longo dos anos, pelo empenho que manifestou no estabelecimento de contactos internacionais que se revelaram fundamentais para a realização deste trabalho, pelo acompanhamento constante do programa de doutoramento, pelas "deixas" oportunas que proporcionaram uma nova visão sobre certos problemas, pela compreensão e incentivo que soube transmitir nos momentos mais difíceis.

- Ao *Professor David Jackson,* por me ter recebido no seu laboratório, no Departamento de Física da Universidade de Kent, permitindo-me realizar trabalho científico num Grupo de grande prestígio internacional na área dos sensores de fibra óptica, e também pela disponibilidade que sempre manifestou em colaborar com o arranque da actividade em sensores no Laboratório de Física da Universidade do Porto/INESC Porto.

- Ao *Professor Faramarz Farahi,* pelas longas e frutuosas conversas que tivemos, as quais, entre outras coisas, me deram uma nova perspectiva da actividade de investigação no domínio dos sensores de fibra óptica.

- Ao *Instituto Nacional de Investigação Científica* , por, através da bolsa de doutoramento que me concedeu, ter possibilitado a dedicação a tempo inteiro ao trabalho científico.

- Ao *INESC Porto* , por ter apoiado, nas mais diversas formas, a realização do programa de doutoramento.

- Ao *Tratado de Windsor* , por ter apoiado a realização do meu trabalho na Universidade de Kent.

- Ao *meu bom amigo Tozé* , por algo que exprimiu numa certa aula de Cálculo Infinitesimal no já longínquo ano de 1979.

- *À minha família* , em geral, por ter suportado com notável paciência e generosa compreensão as minhas prolongadas hibernações, numerosas ausências e sistemático alheamento das conversas ao redor da mesa.

ÍNDICE

pág.

1 *INTRODUÇÃO AOS SENSORES DE FIBRA ÓPTICA*

1.1 **Considerações Gerais** 1

1.2 **Princípios Básicos** 2

1.3 **Técnicas de Modulação Incoerente** 4

1.3.1 *Modulação por Ocultação* 4

1.3.2 *Modulação por Reflexão* 5

1.3.3 *Modulação por Perdas na Fibra* 6

1.3.4 *Técnicas de Referenciação* 7

1.4 **Técnicas de Modulação Coerente** 7

1.4.1 *Interferómetros para a Detecção da Modulação de Fase* 8

1.4.2 *Sensibilidades Inerentes à Modulação de Fase* 16

1.4.3 *Detecção e Processamento de Sinais* 17

1.5 **Sensores de Fibra Óptica no Contexto da Instrumentação** 19

1.6 **Estrutura da Tese** 22

2 *MULTIPLEXAGEM DE SENSORES DE FIBRA ÓPTICA*

2.1 Considerações Gerais 24

2.2 Princípios Básicos 26

2.3 Topologias de Redes de Sensores 28

2.4 Métodos de Endereçamento de Sensores de Fibra Óptica 32

2.4.1 *Endereçamento Temporal* 33

2.4.2 *Endereçamento em Frequência* 33

2.4.2.1 Endereçamento por Batimento de Ondas 34

2.4.2.2 Endereçamento por Sub-portadora 35

2.4.2.3 Endereçamento por Ressonância 36

2.4.2.4 Endereçamento por Técnicas Pseudo-heterodinas 37

2.4.3 *Endereçamento em Coerência* 38

2.4.4 *Endereçamento por Comprimento de Onda* 39

2.4.5 *Endereçamento Espacial* 40

2.4.6 *Características Desejáveis do Endereçamento dos Sensores* 40

2.5 Tipos de Sensores e Respectiva Interrogação 41

2.6 Sensores Distribuidos 42

2.7 Fontes de Ruído em Redes de Sensores 46

2.8 Comentário Final 50

2.9 Enquadramento dos Capítulos Seguintes 51

3 *MULTIPLEXAGEM TEMPORAL DE SENSORES INTERFEROMÉTRICOS DISTRIBUIDOS EM ÁRVORE* 53

3.1 Caracterização do Esquema de Multiplexagem 54

3.2 Implementação Experimental da Rede de Sensores 57

3.3 Resultados Experimentais e Sua Avaliação 58

3.4 Integração de Sensores Híbridos na Rede 63

4 *MULTIPLEXAGEM MISTA DE SENSORES INTERFEROMÉTRICOS* 69

4.1 Descrição do Sistema 70

4.2 Balanço de Potência da Rede 72

4.3 Avaliação da Sensibilidade dos Sensores 76

4.4 Interferência Entre Sensores da Rede ("Crosstalk") 83

4.5 Implementação Experimental 84

4.6 Resultados Experimentais e Respectiva Avaliação 85

5 *MULTIPLEXAGEM EM FREQUÊNCIA DE SENSORES INTERFEROMÉTRICOS*

5.1 Descrição do Sistema 90

5.2 Balanço de Potência da Rede 92

5.3 Avaliação da Sensibilidade dos Sensores 94

5.4 Interferência Entre Sensores da Rede ("Crosstalk") 102

5.4.1 *Interferência Devido à Coerência da Fonte Óptica* 103

5.4.2 *Interferência Devido à Modulação da Intensidade da Radiação Emitida* 103

5.4.3 *Interferência Devido ao Tempo Finito de Retorno da Onda em Dente-de-Serra* 105

5.4.4 *Interferência Devido à Modulação por um Número Não-Inteiro de Franjas* 107

5.4.5 *Comentário*

5.4.5.1 Geração das Portadoras Via Modulação da Corrente de Injecção do Laser Semicondutor 109

5.4.5.2 Geração das Portadoras Utilizando Moduladores Piezoeléctricos 110

5.5 Insensibilidade a Perturbações nas Fibras de Ligação 110

5.6 Implementação Experimental 111

5.7 Resultados Experimentais e Respectiva Avaliação 113

6 *MULTIPLEXAGEM TEMPORAL DE SENSORES INTERFEROMÉTRICOS COM LEITURA EM COERÊNCIA* 122

6.1 Desmodulação em Coerência com Radiação Multimodo 123

6.2 Descrição do Esquema de Multiplexagem 129

6.3 Balanço de Potência da Rede de Sensores 130

6.4 Avaliação da Sensibilidade dos Sensores 133

6.5 Interferência Entre Sensores da Rede ("Crosstalk") 140

6.6 Implementação Experimental 140

6.7 Resultados Experimentais e Respectiva Avaliação 142

7 *MULTIPLEXAGEM EM COERÊNCIA DE SENSORES POLARIMÉTRICOS*

7.1 Descrição do Sistema 148

7.2 Especificação do Não-balanceamento Relativo dos Sensores 150

7.3 Determinação da Sensibilidade dos Sensores 154

7.3.1 *Avaliação da Potência de Sinal* 154

7.3.2 *Determinação da Densidade Espectral das Fontes Primárias de Ruído* 156

7.3.3 *Sensibilidade de Fase dos Sensores* 163

7.3.4 *Resultados Numéricos* 165

7.4 Implementação Experimental 168

7.5 Resultados Experimentais e Respectiva Avaliação 171

8 *INTERROGAÇÃO DE CAVIDADES DE FABRY-PÉROT DE BAIXO CONTRASTE UTILIZANDO TÉCNICAS DE MULTIPLEXAGEM TEMPORAL* 175

8.1 Descrição do Princípio 176

8.2 Aplicação a Esquemas de Processamento Homodino Simples 178

8.2.1 *Esquema de Processamento "Soma dos Quadrados"* 178

8.2.2 *Esquema de Processamento "Desvio de Fase"* 183

8.2.3 *Esquema de Processamento "Diferenciação, Soma e Integração"* 185

8.2.4 *Comentário* 190

8.3 Quantificação dos Erros de Processamento 192

8.3.1 *Esquema de Processamento "Desvio de Fase"* 192

8.3.2 *Esquema de Processamento"Diferenciação Soma e Integração"* 195

8.4 Análise da Utilização da Cavidade de Fabry-Pérot de Baixo Contraste como Elemento Sensor 196

8.4.1 *Função de Transferência de um Interferómetro de Fabry-Pérot* 197

8.4.2 *Verificação Experimental da Função de Transferência da Cavidade* 198

8.4.3 *Efeito do Esquema de Processamento na Propagação do Erro* 200

8.4.3.1 Processamento Homodino Simples 201

8.4.3.2 Processamento de Duas Componentes em Quadratura 201

8.4.3.3 Leitura em Coerência 205

9 *CONCLUSÃO* 208

10 *APÊNDICES* 216

A - Técnica de Espelhamento das Extremidades de Fibras Ópticas 217

B - Determinação da Eficiência de Moduladores Piezoeléctricos 219

C - Desmultiplexadores para Sensores Endereçados Temporalmente 220

D - Densidade Espectral de Ruído de Fase Num Interferómetro de Duas Ondas 223

E - Compensação dos Efeitos da Modulação de Intensidade da Radiação em Lasers Semicondutores 227

F - Efeito do Desalinhamento dos Espelhos na Visibilidade das Franjas de Interferómetros Convencionais 232

11 *REFERÊNCIAS* 235

1

INTRODUÇÃO AOS SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

1.1 CONSIDERAÇÕES GERAIS

1.2 PRINCÍPIOS BÁSICOS

1.3 TÉCNICAS DE MODULAÇÃO INCOERENTE

1.4 TÉCNICAS DE MODULAÇÃO COERENTE

1.5 SENSORES DE FIBRA ÓPTICA NO CONTEXTO DA INSTRUMENTAÇÃO

1.6 ESTRUTURA DA TESE

1.1 CONSIDERAÇÕES GERAIS

A utilização da fibra óptica como canal para a transmissão de informação a taxas elevadas e a distâncias consideráveis conduziu ao desenvolvimento acelerado dos sistemas de comunicação óptica [1]. Subsequentemente, nos fins da década de setenta, apareceram na literatura os primeiros trabalhos de uma área nova de investigação: a dos sensores de fibra óptica. Uma grandeza física pode actuar sobre a radiação que se propaga na fibra óptica, modificando as características de propagação e/ou radiação. Conhecendo-se o grau destas alterações, torna-se possível, em princípio, determinar as variações dessa grandeza física. A flexibilidade da fibra óptica, a sua inerente passividade eléctrica que a torna imune a perturbações electromagnéticas, o seu diâmetro reduzido, a sua capacidade enorme de transmissão de informação, são características assinaláveis que, aliadas às sensibilidades elevadas dos processamentos ópticos, fizeram antever o aparecimento de uma nova e revolucionária tecnologia de medição. No entanto, cedo foram detectados problemas sérios que impediram a aplicação rápida e global do conceito base. Progressos assinaláveis foram, entretanto, conseguidos, embora muito esteja ainda por fazer, o que explica a razão do impacto ainda reduzido desta tecnologia na instrumentação. Por outro lado, o forte desenvolvimento da investigação no campo das telecomunicações ópticas proporciona uma extensão de recursos na qual a tecnologia dos sensores de fibra óptica se pode apoiar. Neste contexto, são de prever rápidos e seguros avanços nesta área [2,3,4].

As técnicas ópticas estão associadas, desde há muito, à determinação precisa e sem necessidade de contacto de grandezas físicas. Os sensores ópticos respectivos são construídos, genericamente, a partir de materiais dieléctricos, donde decorre a sua imunidade a interferências electromagnéticas. A sua versatilidade é assinalável, dado que a radiação é caracterizada por um conjunto de parâmetros independentes (incluindo intensidade, comprimento de onda, fase e

polarização), cada um dos quais potencialmente sensível a determinadas grandezas físicas. Esta variedade de possíveis interacções possibilita um grau de flexibilidade provavelmente ímpar no domínio da metrologia.

Em instrumentos ópticos convencionais é quase sempre essencial uma estabilidade mecânica considerável (para manter o alinhamento dos feixes ópticos, etc.) que tem como consequência a restrição da sua aplicabilidade a ambientes particularmente favoráveis. Esta situação foi radicalmente alterada com o advento da fibra óptica. Esta permite ligações flexíveis aos instrumentos de medição. Por outro lado, o aparecimento de configurações capazes de processar a radiação, mantendo-a guiada, permitiu a implementação de sistemas onde os componentes ópticos tradicionais são reduzidos ao mínimo. Como consequência, a determinação remota de grandezas física por via óptica tornou-se atractiva.

Estes desenvolvimentos levaram ao aparecimento dos sensores de fibra óptica, utilizando fibras monomodo ou multimodo [5]. As fibras monomodo são concebidas para guiar um único modo, o que acontece quando o comprimento de onda da radiação que nelas se propaga está acima de um certo valor. Isto significa que a coerência da radiação é conservada, o que possibilita a utilização de técnicas ópticas de processamento coerente. Assim, os sensores que fazem uso de fibras monomodo utilizam mecanismos de interacção baseados na modulação da frequência, da fase ou do estado de polarização, e são designados genericamente por **coerentes**. Os sensores baseados na modulação da intensidade ou do comprimento de onda (cor) da radiação, são designados por sensores **incoerentes** e utilizam normalmente fibra multimodo.

Uma outra classificação genérica dos sensores divide-os em intrínsecos e extrínsecos. Num sensor intrínseco, a radiação é guiada na região de medição, sendo o mecanismo de interacção baseado na modulação das propriedades do guia de onda pela grandeza física mensuranda. Num sensor extrínseco, a radiação não é guiada na zona de interacção.

A utilização de fibras monomodo possibilita resoluções elevadas e uma larga gama de mecanismos de modulação. No entanto, tirar partido destas vantagens implica, normalmente, lidar-se com tolerâncias mecânicas na escala do comprimento de onda da radiação. São também geralmente necessárias fontes de radiação coerente (lasers). A tecnologia multimodo é comparativamente menos precisa, mas mais acessível em termos de tolerâncias e componentes. Como tal, é uma escolha apropriada quando a simplicidade e o custo do sistema são factores determinantes [6,7,8].

1.2 PRINCÍPIOS BÁSICOS

Um sensor óptico pode ser definido formalmente como um dispositivo no qual um sinal óptico é modulado por acção de uma grandeza física. Seja "$\mathbf{E}(\upsilon)$" o campo eléctrico, na frequência óptica "υ", incidente na região de interacção e "$\mathbf{E}'(\upsilon)$" o campo eléctrico modulado. Então [9]

$$\mathbf{E}'(\upsilon)=[T(\mathbf{X},\upsilon)]\ \mathbf{E}(\upsilon) \qquad (1\text{-}1)$$

onde $[T(\mathbf{X}, \upsilon)]$ é uma matriz caracterizando a propagação da radiação pela estrutura do sensor e "$\mathbf{X}$" é um vector descrevendo a interacção do meio físico com o sensor (efeitos da temperatura, pressão, campos electromagéticos, etc.). O objectivo do processamento da equação (1-1) é determinar "$\mathbf{X}$" e identificar neste as componentes relevantes para a recuperação da informação pretendida (em rigor, a expressão (1-1) só é válida na situação em que radiação espacialmente coerente se propaga através do sensor).

A equação (1-1) fica mais clara se a matriz $[T(\mathbf{X},\upsilon)]$ for expressa como um produto de factores, cada factor descrevendo um efeito observável na radiação transmitida

$$[T] = a \exp(i\phi_1)\,[B] \tag{1-2}$$

onde "a" é a transmitância escalar, "ϕ_1" é a fase introduzida pela propagação através do sensor, e [B] é uma matriz descrevendo a birrefringência do sistema. Todos estes factores dependem da frequência óptica e são sensíveis ao ambiente físico que rodeia o sensor. Nos sensores *incoerentes* a interacção sensor-ambiente é, em geral, caracterizada completamente pela transmitância escalar "a". Nos sistemas *coerentes*, a modulação de qualquer dos parâmetros "a", "ϕ_1" e [B], ou suas combinações, é possível. Contudo, na prática, a transmitância de uma fibra monomodo é pouco sensível ao ambiente que a rodeia. Como consequência, os sensores monomodo intrínsecos são baseados geralmente na modulação da fase ou do estado de polarização da radiação, utilizando-se técnicas interferométricas e polarimétricas na desmodulação, respectivamente.

Admitindo iluminação por fonte monocromática, as propriedades de polarização da fibra monomodo podem ser descritas adequadamente por uma matriz unitária (2x2) [B], chamada matriz de Jones. Para uma fibra com simetria cilíndrica perfeita, [B] reduz-se à matriz identidade. No entanto, para uma fibra linearmente birrefringente, caracterizada por dois modos próprios de polarização linear, a matriz de Jones toma a forma [9]

$$[B] = [B_L] = \begin{bmatrix} \exp(i\phi_2/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\phi_2/2) \end{bmatrix} \tag{1-3}$$

onde "ϕ_2" é a diferença de fase relativa entre os dois modos, originada pela propagação ao longo da fibra, sujeita a interacção com o meio ambiente. Para uma fibra circularmente birrefringente

$$[B] = [B_C] = \begin{bmatrix} \cos\phi_3 & -\mathrm{sen}\phi_3 \\ \mathrm{sen}\phi_3 & \cos\phi_3 \end{bmatrix} \tag{1-4}$$

onde "ϕ_3" é a diferença de fase relativa entre os dois modos próprios circulares (esquerdo e direito) de polarização.

É, assim, possível caracterizar a fibra monomodo como sensor em termos dos parâmetros de fase "ϕ_1", "ϕ_2" e "ϕ_3". Estes são dependentes das propriedades geométricas e materiais da fibra, mas também do ambiente físico que a rodeia. A sensibilidade da fibra ao meio ambiente pode ser expressa em termos da dependência de "ϕ_i" (i = 1,2,3) a estímulos externos, tais como temperatura "T", pressão "P" e velocidade de rotação "ω":

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial X} = \frac{2\pi}{\lambda}\left[n_i \frac{\partial L}{\partial X} + L \frac{\partial n_i}{\partial X}\right] \quad ; \qquad X = T, P, \omega, \ldots; \; i = 1, 2, 3 \tag{1-5}$$

Nesta equação "L" é o comprimento da fibra, "n_1" é o índice de refracção efectivo do modo da fibra, "n_2" a diferença entre os índices de refracção dos dois modos lineares ortogonais de polarização e "n_3" a correspondente diferença para os dois modos circulares de polarização. Na equação (1-5), o primeiro termo do parêntesis corresponde à variação do comprimento da fibra e o segundo à dos vários índices de refracção, atrás definidos.

Em todas as fibras a modulação de fase "ϕ_1" apresenta a sensibilidade mais elevada à interacção com o meio ambiente. Como as variações de fase são determinadas utilizando interferómetros, os sensores que se baseiam na modulação de "ϕ_1" são chamados interferométricos. Os valores de fase "ϕ_2" e "ϕ_3" descrevem o estado de polarização da radiação, e os sensores baseados na sua modulação são designados por polarimétricos.

Um aspecto relevante dos sensores que utilizam modulação de fase, e de uma forma geral de todos os sensores intrínsecos, é o facto de a sensibilidade aumentar com o aumento da zona de acção efectiva sobre a fibra da grandeza física a medir. Isto significa que sensibilidades extremamente elevadas podem ser conseguidas utilizando uma extensão suficiente de fibra, sendo o factor limitativo não o volume ocupado pela fibra na cabeça do sensor (que será sempre reduzido), mas provavelmente o ruído introduzido através do acoplamento à fibra do ruído ambiental (tipicamente de origem térmica ou acústica).

1.3 TÉCNICAS DE MODULAÇÃO INCOERENTE

A primeira geração dos sensores de fibra óptica utiliza, como mecanismo transdutor, a modulação da intensidade da radiação (propagando-se na fibra óptica ou sendo dela proveniente), pela grandeza física a determinar. A radiação modulada é conduzida para o bloco de detecção e processamento pela mesma ou por uma segunda fibra. Este esquema oferece vantagens de simplicidade, reprodutibilidade e custo reduzido de implementação [10,11]. Estes sensores utilizam normalmente fibra multimodo, díodos electroluminescentes (LED's) e fotodetectores PIN, ou seja, tecnologia multimodo. Como tal tiram proveito da experiência considerável acumulada em comunicações ópticas.

De seguida, descreve-se sumariamente alguns deste tipos de sensores, muitos dos quais se encontram já num estado de produção industrial.

1.3.1 Modulação por Ocultação

Nos sensores que se baseiam neste tipo de modulação, as fibras são fixas, sendo a radiação colimada através da utilização de lentes (normalmente lentes GRIN). Parte da radiação proveniente da primeira fibra é impedida de atingir a segunda fibra devido à interposição de obstáculos (Fig 1.1).

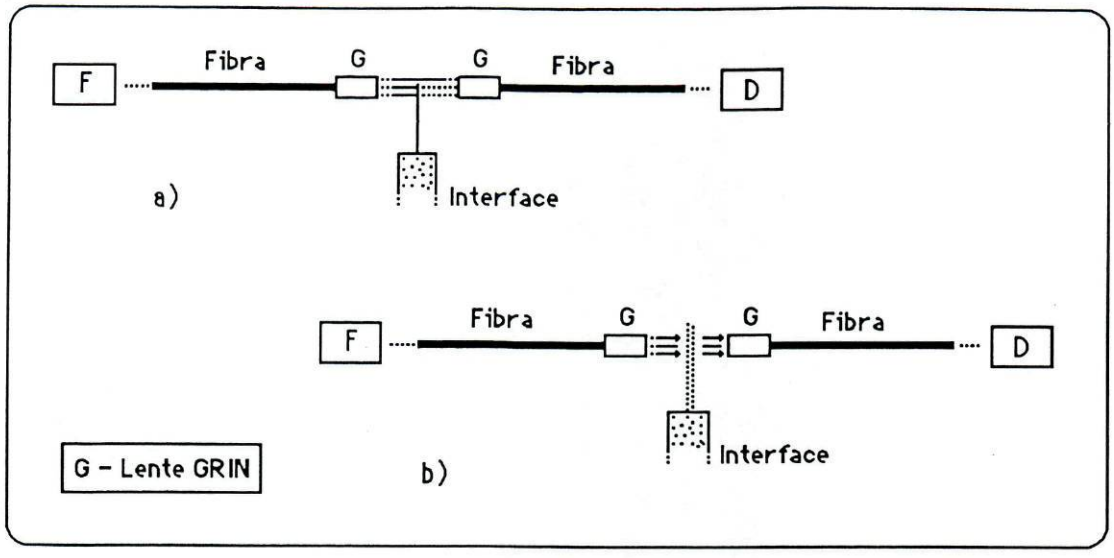

Figura 1.1. Modulação de intensidade por ocultação: **a)** por lâmina; **b)** por rede ("F"- Fonte; "D" - Detector).

Na situação da Fig 1.1-a, é uma lâmina que impede parte do feixe de atingir a segunda fibra [12], enquanto na Fig 1.1-b é uma rede com transmissividade alternadamente "0" e "1" que executa essa função [13]. Após calibração, o nível de radiação que atinge o detector determina a posição relativa do obstáculo e do feixe colimado de radiação. A interface proporciona o acoplamento entre uma dada grandeza física (por exemplo, temperatura ou pressão) e o mecanismo modulador. A configuração da Fig 1.1-b tem sido estudada em detalhe, no sentido da sua utilização como hidrofone [14,15].

1.3.2 Modulação por Reflexão

Um dos primeiros sensores de fibra, o chamado sensor fotónico, utiliza este tipo de modulação [16,17,18]. Basicamente, a radiação proveniente de uma fibra é reflectida num espelho, sendo parte dela recuperada por uma segunda fibra que a conduz para o bloco de detecção (Fig. 1.2). A fracção recuperada é função da posição relativa das fibras e do reflector.

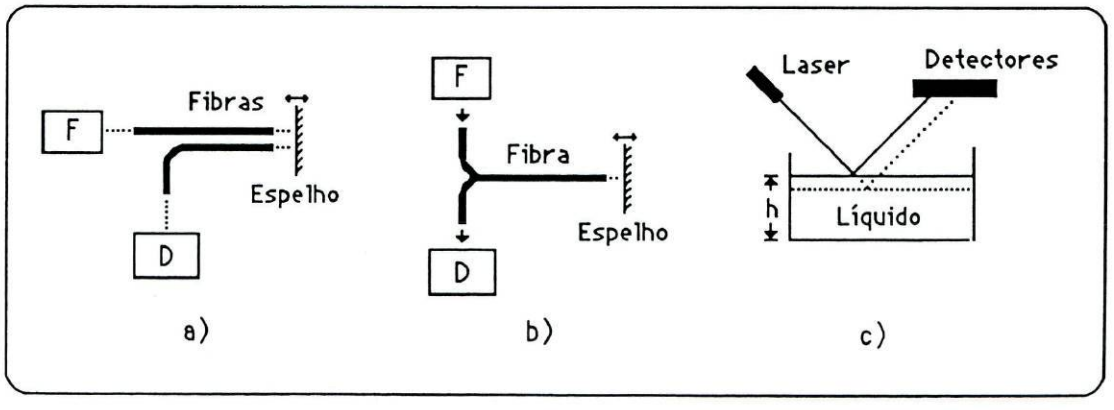

Figura 1.2. Modulação de intensidade por reflexão utilizando: **a)** duas fibras; **b)** uma fibra e divisor; **c)** esquema para determinar o nível dum líquido.

O conceito, que tem continuado a ser explorado ao longo dos anos [19,20,21], pode funcionar com uma ou duas fibras, como se mostra na Fig 1.2-a,b. Um certo grau de colimação, com o consequente incremento da gama dinâmica do sensor, pode ser conseguido utilizando lentes GRIN. Na Fig 1.2-c mostra-se uma variante deste conceito [22]: quando o nível do líquido no recipiente varia, a fracção da radiação incidente que é reflectida passa a atingir uma zona diferente do bloco de detectores. Após calibração, esta informação possibilita a determinação de "h".

1.3.3 Modulação por Perdas na Fibra

Nos sensores que utilizam este tipo de modulação, a grandeza física a medir actua de uma forma tal que condiciona o nível de potência óptica que se propaga na fibra. A Fig 1.3 mostra alguns exemplos.

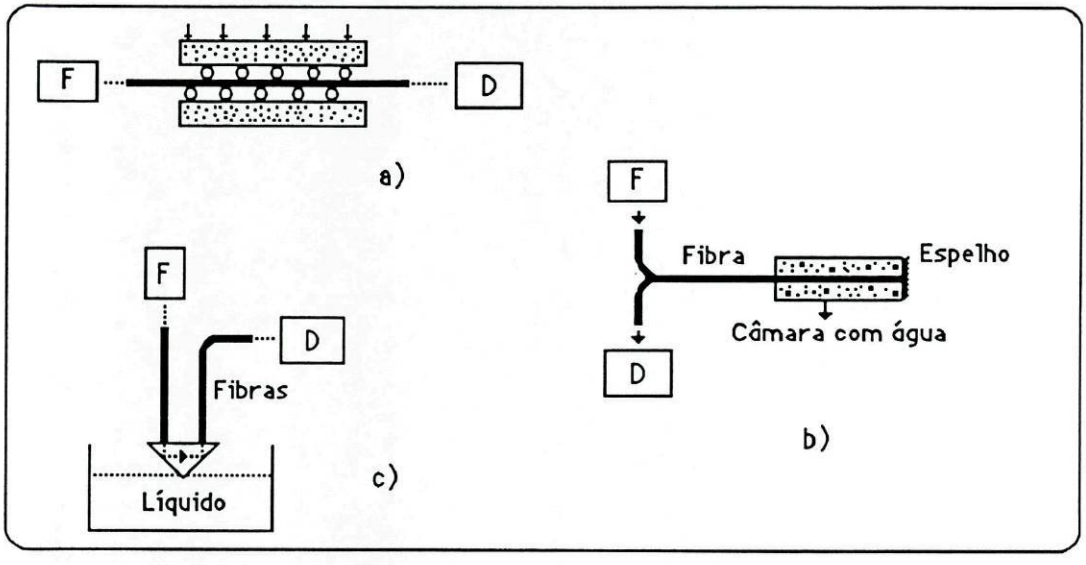

Figura 1.3. Modulação de intensidade por variação das perdas na fibra: **a)** sensor de microcurvatura; **b)** sensor de temperatura; **c)** sensor de nível de líquido.

A configuração da Fig 1.3-a tem tido um papel de relevo e designa-se por sensor de microcurvatura [23,24,25]. Quando a fibra é pressionada entre os cilíndros, o seu raio de curvatura é diminuido, aumentando as perdas de potência por radiação para o exterior da fibra. O grau de perda depende do tipo de fibra, da periodicidade, do número de curvaturas e do seu diâmetro. Sendo primariamente um sensor de deslocamento, pode ser adaptado para funcionar como sensor de pressão, de ondas acústicas de baixa frequência, de temperatura, etc.

Na Fig 1.3-b, representa-se um sensor que permite determinar a temperatura de um líquido. A fibra, sem baínha, tem um núcleo com um índice de refracção próximo do do líquido; este, quando é aquecido, varia o seu índice de refracção, aproximando-se do índice de refracção do núcleo. Como consequência, a quantidade de radiação que se propaga para a câmara aumenta também, diminuindo o nível de radiação no detector [26].

Na Fig 1.3-c mostra-se um sensor do tipo "on/off" que determina quando o nível de líquido ultrapassa um certo valor. De facto, quando este sobe no recipiente, a reflexão total da radiação no

prisma (com índice de refracção semelhante ao do líquido) deixa de se efectuar, impedindo a radiação de atingir a segunda fibra e, assim, o detector [27].

Muitos outros tipos de sensores, baseados na modulação da intensidade da radiação na região onde se pretende medir determinada grandeza física, têm sido estudados e documentados na literatura. Como exemplos adicionais, pode-se apontar: *sensores baseados na modulação por deslocamento da fibra* [11] (o acoplamento de radiação entre duas fibras depende das suas separações longitudinal e transversal, e do ângulo entre os eixos das fibras, podendo, assim, esta característica ser a base de sensores diversos); *sensores baseados na modulação por campo evanescente* [28] (o acoplamento de radiação entre dois meios, na situação de reflexão total frustrada no primeiro meio, depende da separação entre eles, podendo esta ser alterada por acção da grandeza física a determinar); *sensores baseados na modulação por variação do índice de refracção* [27] (o cone de radiação proveniente de uma fibra e, assim, o acoplamento de potência a uma segunda fibra em frente da primeira, dependem do índice de refracção do meio onde se encontram, o qual pode ser modulado por diversas grandezas físicas); *sensores baseados na modulação por absorção* [29] (o princípio assenta na absorção da radiação proveniente da fibra pela substância cuja concentração, temperatura ou composição se deseja determinar); *sensores baseados na modulação por espalhamento da radiação* [30] (em fibras de núcleo líquido o espalhamento da radiação tem uma dependência acentuada da temperatura, o que as torna apropriadas para funcionarem directamente como sensores de temperatura), etc. De referir que vários dos esquemas para sensores atrás referidos têm encontrado aplicações importantes no domínio da bioquímica [31].

1.3.4 Técnicas de Referenciação

Os sensores de modulação de intensidade são susceptíveis a diversas fontes de erro, a menos que se utilize esquemas para compensar variações na intensidade da fonte, das perdas nas fibras e nos conectores, assim como flutuações na sensibilidade do receptor. A utilização de dois detectores em conjunção com a aplicação de divisores de feixe para permitir a implementação de um canal de referência [32], a utilização de dois comprimentos de onda [33], assim como a aplicação de uma técnica de referenciação por "ponte de Wheatstone" [34], são alguns dos esquemas que têm sido referidos para eliminar, ou pelo menos atenuar, este problema, à custa, no entanto, do aumento da complexidade do sistema. De referir que os problemas de referenciação não se põem, dentro de certos limites, para sensores com um comportamento do tipo digital [35].

1.4 TÉCNICAS DE MODULAÇÃO COERENTE

A fibra óptica monomodo possibilita manter as propriedades de coerência da radiação que nela se propaga, o que a torna adequada para a implementação de sensores baseados na modulação da fase, frequência ou estado de polarização da radiação por ela guiada. Praticamente todas as

grandezas físicas introduzem alterações em um ou mais destes parâmetros. Se o efeito directo for demasiado pequeno para ser detectado, um interfaceamento adequado entre a grandeza física e a fibra pode aumentar o acoplamento de várias ordens de grandeza. Os sensores que se baseiam na modulação de fase são rotulados de interferométricos, dado que a modulação de fase é detectada utilizando-se interferómetros. Esta é a área, no contexto dos sensores de fibra óptica, onde os maiores investimentos têm sido feitos, quer ao nível da investigação básica, quer na construção de protótipos. Como razão principal desta situação deve-se apontar as sensibilidades potenciais extremamente elevadas destes sensores [36,37].

1.4.1 Interferómetros para a Detecção da Modulação de Fase

Existe uma grande variedade de interferómetros ópticos. No presente contexto, são importantes as configurações que podem ser implementadas com fibras ópticas, podendo-se organizar a classificação que se mostra na Tabela 1.1.

INTERFERÓMETRO	EXEMPLO
Duas Ondas	Michelson, Mach-Zehnder
Múltiplas Ondas	Fabry-Pérot
Diferencial	Polarimétrico
Trajectória Recíproca	Sagnac

Tabela 1.1. Tipos de interferómetros e exemplos respectivos.

A configuração mais simples para um interferómetro de duas ondas é a *do interferómetro de Michelson.* Na Fig 1.4-a mostra-se o esquema básico deste interferómetro. A função de transferência é dada por [38]

$$I_{out} = \frac{I_o}{2}[1+V\cos\phi] \tag{1-6}$$

onde "I_{out}" é a potência óptica que incide no detector, "I_o" é a potência óptica injectada no interferómetro (que se assume sem perdas), "ϕ" é a diferença de fase entre os dois feixes, e "V" é a visibilidade das franjas, definida como

$$V \equiv \frac{I_{outmax} - I_{outmin}}{I_{outmax} + I_{outmin}} \tag{1-7}$$

e que pode ser expressa como

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1+I_2} |\xi_{12}| \cos[\theta(t)] \tag{1-8}$$

onde "I_1", "I_2" são as potências ópticas que se propagam nos dois braços do interferómetro, "$\xi_{12}(\tau)$", designado por "grau de coerência", é a forma normalizada da "função de coerência mútua", "$\Gamma_{12}(\tau)$",

dos dois feixes ("τ" é a diferença de tempos de propagação dos dois feixes), e "$\theta(t)$" é o ângulo entre os vectores campo eléctrico dos feixes que interferem, que é regra geral variável no tempo, o que introduz uma flutuação normalmente indesejável na visibilidade. Na Fig 1.4-b mostra-se a forma da função de transferência (1-6) para o caso de visibilidade unitária.

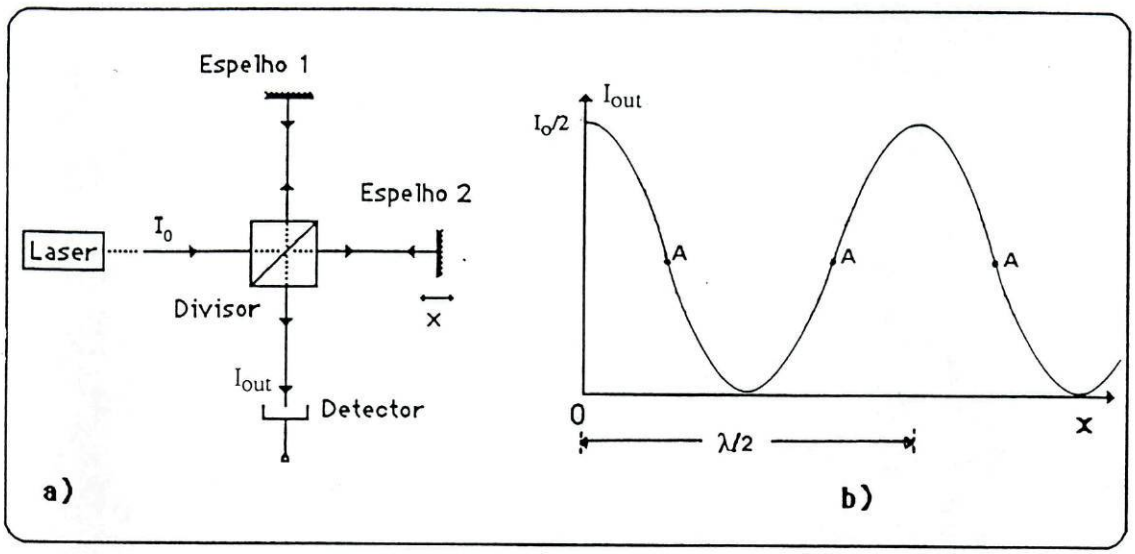

Figura 1.4. Configuração convencional do interferómetro de Michelson e função de transferência para visibilidade unitária (os pontos marcados "A" são designados "pontos de quadratura"; $\phi = 4\pi x/\lambda$)

A sensibilidade do interferómetro, definida como $|dI_{out}/d\phi|$, também é periódica, com máximos correspondentes a $\phi = (2m+1)\pi/2$, onde "m" é um inteiro (pontos marcados "A" na Fig 1.4).

A função "$\xi_{12}(\tau)$" depende das propriedades espectrais da fonte óptica [39]. De facto, se "$I(\upsilon)$" representa a densidade normalizada de potência espectral emitida pela fonte óptica, então

$$\mathcal{F}[\xi_{12}(\tau)] = I(\upsilon) \tag{1-9}$$

onde o símbolo "$\mathcal{F}$" corresponde a "transformada de Fourier". Se "$I(\upsilon)$" tiver uma dependência gaussiana na frequência óptica "υ", com valor médio "υ_o" e desvio médio quadrático "$\Delta\upsilon^2$", tem-se

$$\xi_{12}(\tau) = \exp\left[-\left(\frac{\pi\Delta\upsilon\tau}{2\sqrt{\ln 2}}\right)^2\right]\exp(-i2\pi\upsilon_o\tau) \tag{1-10}$$

Esta é a situação encontrada em LED's e, muito aproximadamente, em vários díodos superluminescentes [40]. Se "$I(\upsilon)$" tiver uma dependência Lorentziana em "υ" (o que é genericamente a situação presente nos lasers semicondutores monomodo [41]), então

$$\xi_{12}(\tau) = \exp[-\pi\Delta\upsilon|\tau|]\ \exp(-i2\pi\upsilon_o\tau) \tag{1-11}$$

Definindo-se o tempo de coerência "τ_c" da fonte óptica como

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{+\infty} |\gamma_{12}(\tau)|^2 d\tau \qquad (1\text{-}12)$$

tem-se:

Fonte Gaussiana: $$\tau_c = \sqrt{\frac{2\ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta\upsilon} \qquad (1\text{-}13)$$

Fonte Lorentziana: $$\tau_c = \frac{1}{\pi\Delta\upsilon} \qquad (1\text{-}14)$$

A perturbação que uma dada grandeza física exerce no estado do interferómetro pode ter uma dependência temporal muito complicada. No entanto, para simplificar a análise, considera-se aqui somente a situação na qual a fase "ϕ" em (1-6) toma a forma

$$\phi = \phi_o + \phi_s \text{sen}(\omega_s t) \qquad (1\text{-}15)$$

onde "ϕ_o" é a diferença de fase quase-estática da radiação que se propaga nos dois braços do interferómetro, e "ϕ_s" é a amplitude da modulação de fase à frequência "ω_s". Na situação da Fig 1.4-a, a equação anterior corresponde a $x = x_o + x_s \text{sen}(\omega_s t)$, onde "$x_o$" é a diferença quase-estática de caminho entre os dois braços do interferómetro. Assim:

$$I_{out} = \frac{I_o}{2} \{1 + V\cos[\phi_o + \phi_s \text{sen}(\omega_s t)]\} \qquad (1\text{-}16)$$

sendo $\phi_o = 4\pi x_o/\lambda$, e $\phi_s = 4\pi x_s/\lambda$, onde "$\lambda$" é o comprimento de onda da radiação. Esta função pode ser expandida em termos de funções de Bessel de primeira espécie:

$$I_{out} = \frac{I_o}{2} \left\{1 + V\left[\cos\phi_o \left[J_o(\phi_s) + 2\sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\phi_s)\cos(2n\omega_s t)\right] - \right.\right.$$
$$\left.\left. - \text{sen}\phi_o \left[2\sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\phi_s)\text{sen}[(2n+1)\omega_s t]\right]\right]\right\} \qquad (1\text{-}17)$$

Esta expressão mostra que a recuperação da informação de interesse não é trivial. Na prática, é conveniente operar o interferómetro em quadratura, não só porque a sensibilidade é máxima, mas também porque nessa situação $\cos\phi_o = 0$ e $\text{sen}\phi_o = 1$, simplificando a equação anterior.

É importante considerar qual o valor mínimo detectável para a amplitude "x_s" do movimento periódico do espelho na Fig 1.4-a, explicitando em simultâneo os factores que determinam este valor num sistema ideal. Operando o interferómetro em quadratura e aplicando as aproximações $J_1(\phi_s) = \phi_s/2$, $J_3(\phi_s) \approx J_5(\phi_s) \approx ... \approx 0$, válidas quando $\phi_s << 1$, a equação (1-17) fica

$$I_{out} = \frac{I_o}{2} \left[1 - \frac{4\pi}{\lambda} V x_s \text{sen}\omega_s t\right] \qquad (1\text{-}18)$$

A amplitude eficaz de sinal é, assim, "$I_o\sqrt{2}\pi V x_s/\lambda$". Se o sistema for limitado pelo ruído quântico, então o valor eficaz de ruído é dado por [42] $(eI_oB/\Re)^{0.5}$, onde "e" é a carga electrónica, "B" a largura de banda do sistema de detecção e "$\Re$" a responsividade do detector. A razão sinal-ruído é, assim:

$$\frac{S}{R}=\frac{\pi V x_s}{\lambda}\sqrt{\frac{2I_o\Re}{eB}} \qquad (1\text{-}19)$$

Para $I_o\Re$ = 10 μA, V=1, B=1 Hz, λ = 0.6 μm e assumindo S/R = 1, tem-se um deslocamento mínimo detectável de $x_s = 1.8 \times 10^{-14} m$, isto é, um deslocamento da ordem das dimensões do núcleo atómico! Claramente, este resultado deve ser interpretado com cautela. Acoplamentos acústicos e variações de temperatura do meio envolvendo o interferómetro originam vibrações do espelho com amplitudes ordens de grandeza superiores ao valor obtido. Supondo que estes factores de erro são eliminados é, claro, no entanto, que uma análise mais detalhada da sensibilidade do sistema necessita de modelizar o interferómetro de uma forma mais complexa. Em particular, as características da fonte óptica e dos componentes ópticos do sistema (qualidade das superfícies, localização e dimensão das aberturas, etc.) teriam que ser tomadas em conta. No presente contexto, o ponto importante a salientar, e que resulta da análise anterior, é o facto de os sensores interferométricos oferecerem sensibilidades potenciais extremamente elevadas (são referidas medições de deslocamentos tão pequenos como 10^{-14}m [43]).

Na Fig 1.5 mostra-se uma configuração convencional do *interferómetro de Mach-Zehnder*. Embora a implementação e alinhamento deste interferómetro sejam mais complexos comparativamente ao interferómetro de Michelson, ele apresenta em relação a este duas vantagens significativas, nomeadamente: i) a reflexão óptica para a fonte de radiação é muito inferior, o que é extremamente importante se forem utilizados lasers semicondutores monomodo [44]; ii) a existência de duas saídas, em oposição de fase, é muito conveniente em certas técnicas de processamento de sinal.

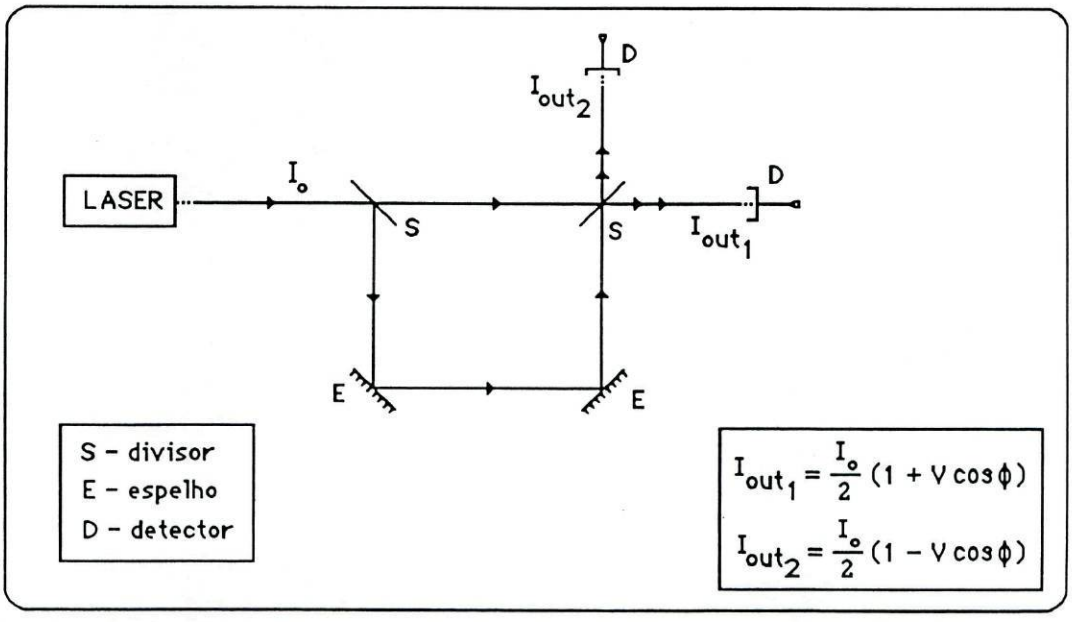

Figura 1.5. Configuração convencional do interferómetro de Mach-Zehnder (a função de transferência é idêntica à do interferómetro de Michelson).

Na realidade, as configurações das figuras 1.4 e 1.5 não são muito úteis como sensores, dado que são necessários alinhamentos muito precisos. Na Fig 1.6 mostra-se as implementações destes interferómetros em fibra, as quais aumentam consideravelmente a sua flexibilidade. No

caso do interferómetro de Michelson, o divisor de feixe convencional é substituido por um acoplador direccional em fibra monomodo. Os espelhos são formados aplicando, por exemplo, um filme de prata às extremidades das fibras. Para o interferómetro de Mach-Zehnder, os acopladores direccionais e as fibras substituem quer os espelhos, quer os divisores de feixe de implementação convencional. O acoplador direccional elimina virtualmente o efeito das perturbações mecânicas que, em circunstâncias normais, desalinhariam rapidamente os interferómetros convencionais. Se necessário, as fibras dos braços dos interferómetros podem ser enroladas em torno de cilindros de material piezoeléctrico [45], de forma a serem induzidos sinais de teste ou de controle no interferómetro.

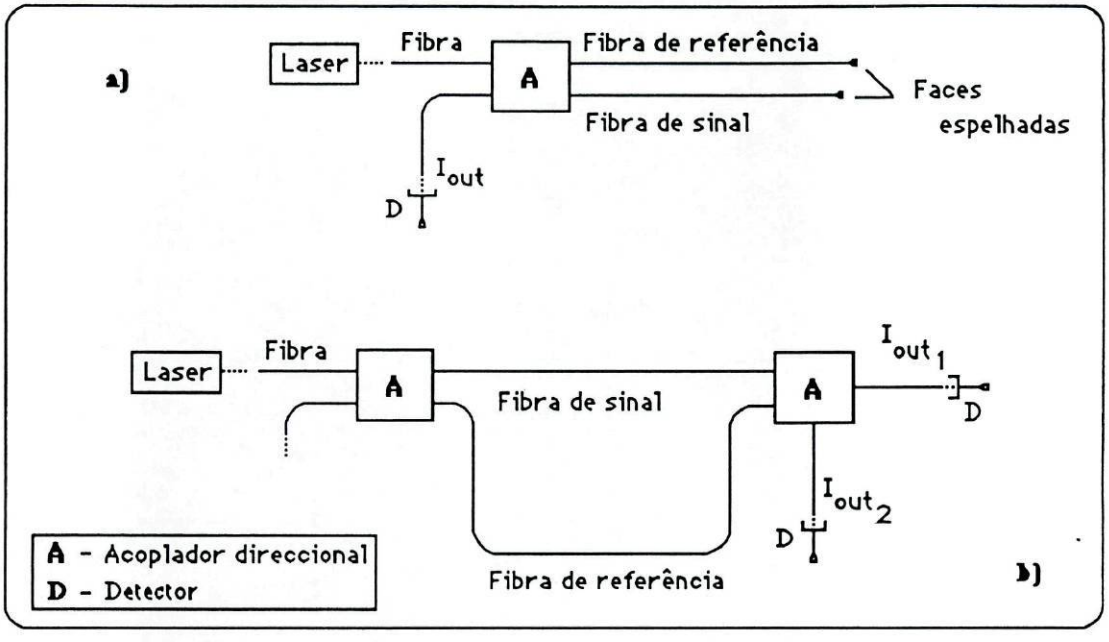

Figura 1.6. Implementação em fibra monomodo dos interferómetros de Michelson (**a**) e de Mach-Zehnder (**b**).

Na Fig 1.7 mostra-se uma implementação clássica do *interferómetro de Fabry-Pérot*, juntamente com a sua função de transferência em transmissão, a qual é dada por [38]

$$I_{out} = \frac{I_o}{1+F\,sen^2(\phi/2)} \tag{1-20}$$

onde "F", a "finesse" do interferómetro, e a fase "ϕ" são dados por

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad ; \qquad \phi = \frac{4\pi nd}{\lambda} \tag{1-21}$$

sendo "R" a reflectividade das interfaces ópticas, "d" a separação entre elas e "n" o índice de refracção do meio entre as interfaces.

O ponto óptimo de funcionamento do interferómetro de Fabry-Pérot, em termos de sensibilidade, depende da "finesse". Se esta for alta, o ponto óptimo de funcionamento ocorre para $I_{out} = (3/4)I_{outmax}$; se a "finesse" for baixa, o ponto óptimo acontece para $I_{out} = (1/2)I_{outmax}$, sendo então a forma das franjas muito parecida com a obtida num interferómetro de dois feixes [46].

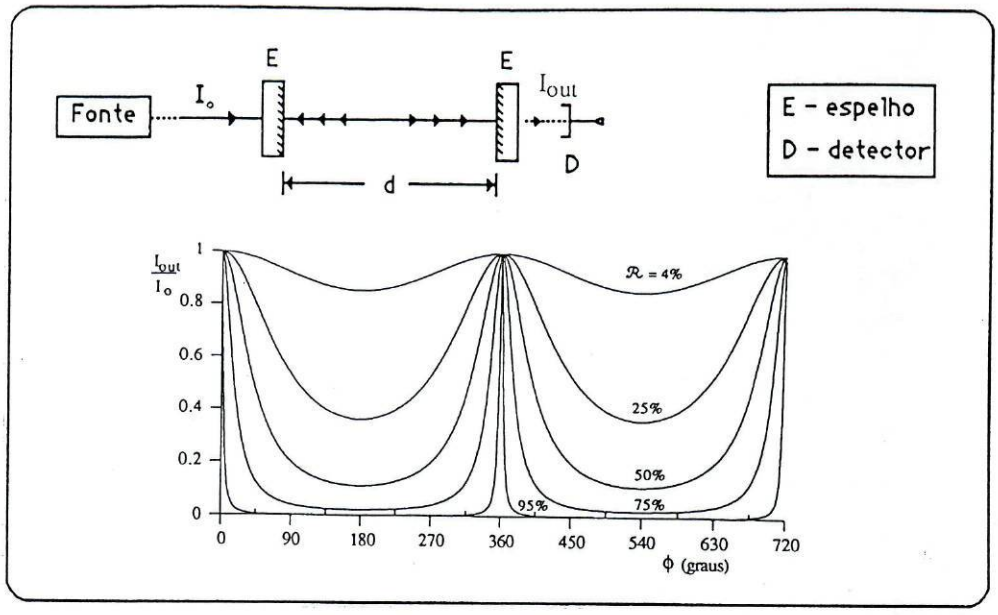

Figura 1.7. Configuração convencional do interferómetro de Fabry-Pérot em transmissão
Os espelhos são parcialmente transparentes, de reflectividade "R".

A implementação em fibra óptica do interferómetro de Fabry-Pérot consiste, simplesmente, numa extensão de fibra monomodo, com as faces cortadas a 90 graus, podendo ou não ser espelhadas, consoante se pretenda uma maior ou menor "finesse". Pode ser operado em transmissão ou em reflexão, embora esta última configuração seja mais interessante como sensor, porque possibilita a localização remota do interferómetro, para além de proporcionar uma visibilidade quase unitária na situação de baixa "finesse" [47-49].

O interferómetro diferencial, que está na base dos sensores polarimétricos que funcionam pela modulação dos termos diferenciais de fase "ϕ_2" e "ϕ_3" das equações (1-3) e (1-4), é, em rigor, um interferómetro de duas ondas, sendo as ondas de sinal e de referência proporcionadas pela radiação que se propaga nos dois modos ortogonais de polarização existentes em certas fibras ópticas [50,51]. Como exemplo, consideremos uma fibra linearmente birrefringente com dois eixos ópticos de índices de refracção efectivos "n_f" e "n_s", a que se associam as fases "ϕ_f" e "ϕ_s", respectivamente (em (1-3) $\phi_2 = \phi_f - \phi_s$). A birrefringência modal da fibra é, simplesmente, $\Delta n = n_f - n_s$. A Fig 1.8 mostra como esta fibra actua como elemento sensor.

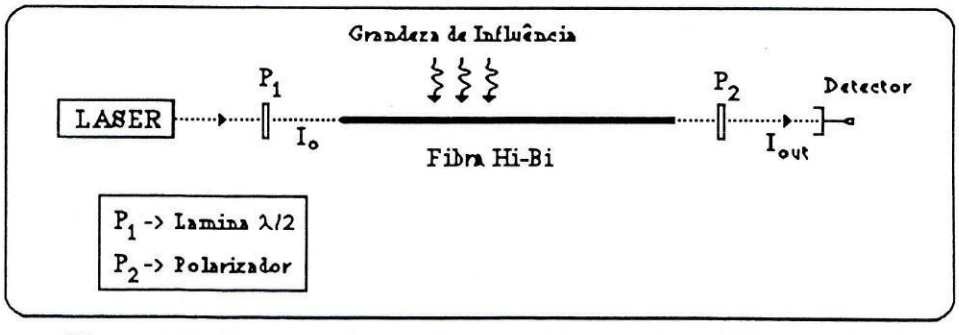

Figura 1.8. Exemplo de um sensor polarimétrico utilizando fibra linearmente birrefringente ("Hi-Bi").

Radiação linearmente polarizada, proveniente da fonte óptica, é orientada em polarização pela lâmina de "λ/2" de forma a que o campo eléctrico à entrada da fibra esteja a 45 graus relativamente aos eixos principais desta. Assim sendo, o campo incidente, na notação de Jones, é dado por [52]

$$\mathbf{E_i} = \frac{E_o}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \tag{1-22}$$

onde $I_o = E_o^2/\varepsilon c$, sendo "ε" a permitividade eléctrica do meio e "c" a velocidade da luz no vazio.
À saída da fibra é colocado um polarizador a 45 graus com os eixos da fibra, donde, neste referencial, a matriz de Jones que lhe corresponde é, simplesmente,

$$[P] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \tag{1-23}$$

Assim, tendo em consideração (1-3), tem-se para o campo eléctrico incidente no detector

$$\mathbf{E_{out}} = \frac{E_o}{2\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{E_o}{2\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1+e^{-i\phi_2} \\ 1+e^{-i\phi_2} \end{bmatrix} \tag{1-24}$$

sendo a intensidade

$$I_{out} = \frac{1}{\varepsilon c} \mathbf{E_{out}} \mathbf{E_{out}^*} = \frac{I_o}{2} (1 + \cos\phi_2) \tag{1-25}$$

que tem a mesma forma que a função de transferência de um interferómetro de dois feixes (equação 1-6) sendo agora, no entanto, a visibilidade unitária. Como "ϕ_2" é uma fase diferencial, os sensores polarimétricos são menos sensíveis do que os sensores interferométricos os quais se baseiam na modulação directa das fases "ϕ_s" ou "ϕ_f". Como regra prática, pode-se referir que o factor de decréscimo de sensibilidade é da ordem de 100 [46].

Um assinalável esforço de investigação tem sido desenvolvido nos últimos 10 anos no sentido da construção de sensores para a medição de correntes eléctricas elevadas, utilizando-se fibra com birrefringência circular em conjunção com o efeito magneto-óptico (rotação de Faraday) [36]. No entanto, o facto de estas fibras terem normalmente uma birrefringência linear residual (intrínseca ou induzida externamente por tensão, curvatura, etc.), aliado à pequena amplitude do efeito magneto-óptico nos materiais actualmente disponíveis, tem impossibilitado o desenvolvimento completo do conceito e a passagem da fase de protótipos laboratoriais para a fase de sistemas de campo [53,54].

Na Fig 1.9 mostra-se o diagrama esquemático do *interferómetro de Sagnac* clássico e a correspondente implementação em fibra [55-57]. O aspecto fundamental da configuração é que existem dois percursos idênticos, mas de sentidos opostos, para as ondas: um no sentido dos ponteiros do relógio (CW), o outro no sentido contrário (CCW). Este interferómetro não pode ser utilizado da mesma forma que os anteriores, porque ambos os feixes são afectados da mesma maneira pela maioria dos fenómenos físicos. No entanto, a rotação do interferómetro em torno de um eixo perpendicular ao seu plano é um exemplo de um fenómeno físico que viola claramente a

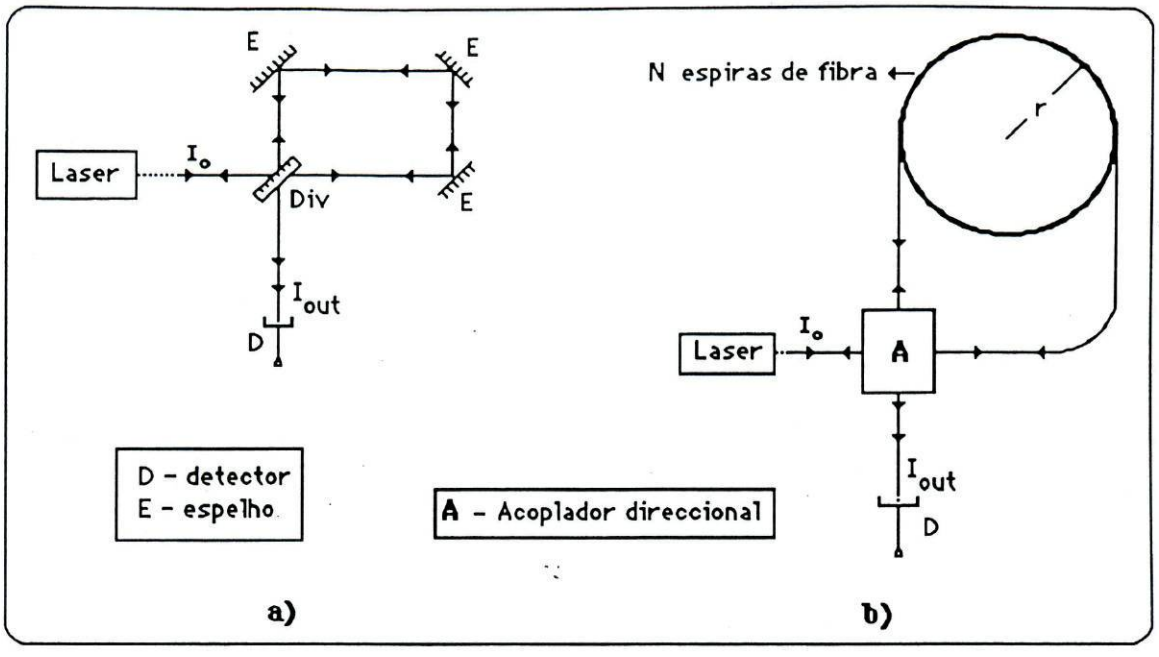

Figura 1.9. Configuração convencional do interferómetro de Sagnac (**a**) e correspondente implementação em fibra (**b**).

reciprocidade do sistema. De facto, este instrumento, na sua versão clássica, foi utilizado por Gale e Michelson em 1925 para determinar a velocidade de rotação da Terra [58].

A intensidade óptica incidente no detector é [38]

$$I_{out} = \frac{I_o}{2}(1+V\cos\phi_r) \tag{1-26}$$

onde "ϕ_r", a diferença de fase entre as ondas CW e CCW, é

$$\phi_r = \frac{8\pi AN\omega}{\lambda c} \tag{1-27}$$

sendo "A" a área envolvida pela propagação das ondas no interferómetro, "ω" a velocidade angular do sistema, e "N" o número de espiras de fibra (na versão clássica N=1). Para uma fibra de 500 m de comprimento enrolada numa bobina de raio r = 10 cm, rodando a uma taxa de 15 graus/hora (velocidade de rotação da Terra), ϕ_r = 253 μrad.

As configurações apresentadas na fig. 1.9 têm sensibilidade essencialmente nula para taxas de rotação reduzidas. A situação ideal seria, obviamente, colocar o interferómetro numa posição de quadratura em torno da qual se fariam as excursões de fase "ϕ_r". Várias técnicas têm sido sugeridas para resolver este problema, as quais permitem um aumento substancial da sensibilidade do interferómetro [59,60].

Uma condição fundamental para o aproveitamento pleno das potencialidades do interferómetro de Sagnac é a existência de reciprocidade entre as ondas que se propagam em sentidos opostos. Várias fontes de não-reciprocidade têm sido identificadas ao longo dos anos, tais como flutuações do estado de polarização na fibra óptica, diferença na frequência da radiação das ondas CW e CCW necessária em certos esquemas de processamento, acoplamento de campos magnéticos por efeito de Faraday,

espalhamento coerente de Rayleigh na fibra, assim como a presença de efeitos não-lineares na fibra. A eliminação total ou parcial de cada uma destas fontes de não-reciprocidade permitiu a redução sistemática da grandeza das flutuações do sinal de saída para valores da ordem de 0.01 graus/hora, e a utilização deste instrumento como giroscópio de alta precisão, especialmente no domínio da Aeronáutica [61].

1.4.2 Sensibilidades Inerentes à Modulação de Fase

Quando radiação, com o comprimento de onda no vazio "λ", se propaga numa fibra de comprimento "L", a variação de fase "ϕ" correspondente à transmissão num dado modo é dada por

$$\phi = \beta L \; ; \qquad \beta = \frac{2\pi n}{\lambda} \tag{1-28}$$

onde "n" é o índice de refracção associado a esse modo e "c" é a velocidade da luz no vazio. A aplicação de uma perturbação varia a fase na quantidade

$$\Delta\phi = \beta\Delta L + L\Delta\beta \tag{1-29}$$

onde "$\beta\Delta L$" é a variação de fase correspondente à variação do comprimento da fibra e "$L\Delta\beta$" diz respeito à variação de fase associada à variação da constante de propagação "β":

$$L\Delta\beta = L\frac{\partial\beta}{\partial n}\Delta n + L\frac{\partial\beta}{\partial r}\Delta r \tag{1-30}$$

onde "r" é o raio do núcleo da fibra. O último termo desta equação está associado a variações das dimensões transversais da fibra, sendo usualmente desprezável [7].

Quando a fibra é sujeita a uma ***tensão axial*** uniforme "T", esta está relacionada com a correspondente ***deformação*** da fibra ($\varepsilon \equiv \Delta L/L$) por (para tensão aplicada segundo "x"):

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \varepsilon \\ -\mu\varepsilon \\ -\mu\varepsilon \end{bmatrix} \tag{1-31}$$

onde "μ" é o coeficiente de Poisson. Nestas condições, a sensibilidade da fibra é [62]:

$$\frac{\Delta\phi}{\varepsilon L} = \beta\left\{1 - \frac{n^2}{2}\left[(1-\mu)P_{12} - \mu P_{11}\right]\right\} \tag{1-32}$$

sendo "P_{11}" e "P_{12}" os coeficientes de Pockels. Numa fibra típica $n \approx 1.5$, $\mu = 0.17$, $P_{11} = 0.12$, $P_{12} = 0.27$, donde, para $\lambda = 850$ nm,

$$\frac{\Delta\phi}{\varepsilon L} = 10^7 \text{ rad m}^{-1} \tag{1-33}$$

Neste caso, a variação do comprimento da fibra contribui com cerca de 90% para este valor.

A sensibilidade de fase de uma fibra sujeita a uma ***força axial*** "F" pode ser calculada a partir da equação (1-32) e da relação $\varepsilon = F/AY$, onde "A" é a área da secção recta da fibra e "Y" o módulo de

Young. Para uma fibra de sílica $Y \approx 70 \times 10^9$ Pa; para um diâmetro da secção recta da fibra de 125 μm , obtem-se:

$$\frac{\Delta\phi}{FL} \approx 2 \times 10^4 \text{ rad } N^{-1}m^{-1} \tag{1-34}$$

Sujeitando a fibra a ***pressão***, uma variação desta de "ΔP" origina uma variação de fase de [62]

$$\frac{\Delta\phi}{L\Delta P} = \frac{\beta}{Y}\left\{(2\mu-1) + \frac{n^2}{2}(1 - 2\mu)\left[2P_{12} + P_{11}\right]\right\} \tag{1-35}$$

Utilizando os valores numéricos já apresentados, tem-se

$$\frac{\Delta\phi}{L\Delta P} \approx -5 \times 10^{-5} \text{ rad } Pa^{-1}m^{-1} \tag{1-36}$$

Também neste caso é a variação das dimensões da fibra o factor determinante no valor obtido para a sensibilidade.

A partir da equação (1-29) pode ainda obter-se

$$\frac{\Delta\phi}{L\Delta T} = \frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{n}{L}\frac{\partial L}{\partial T} + \frac{\partial n}{\partial T}\right] \tag{1-37}$$

O primeiro termo corresponde à expansão térmica da fibra e o segundo à variação do índice de refracção com a ***temperatura.*** Para uma fibra de sílica, $[(1/L)\partial L/\partial T] = 5 \times 10^{-7} K^{-1}$ e $\partial n/\partial T = 10^{-5} K^{-1}$ [62]. Assim

$$\frac{\Delta\phi}{L\Delta} \approx 100 \text{ rad } K^{-1}m^{-1} \tag{1-38}$$

Neste caso, o efeito da variação do índice de refracção domina a expansão térmica.

Os valores atrás apresentados são apenas alguns exemplos das sensibilidades que a fibra óptica proporciona quando utilizada como sensor numa configuração interferométrica (outros casos poderiam ter sido referidos, como sejam a sensibilidade à aceleração [63], a tensões eléctricas [64] ou a campos magnéticos [65]). Deve-se notar, no entanto, que estes valores dizem respeito somente a sensibilidades primárias, isto é, são variações de fase associadas a variações de cada uma das grandezas físicas mencionadas. Para se calcular a sensibilidade efectiva torna-se necessário determinar a variação mínima de fase detectável pelo bloco de processamento, a qual depende das fontes de ruído presentes. Considerando valores típicos para os vários parâmetros relevantes num sensor interferométrico (como sejam, visibilidade das franjas, potência óptica no receptor e largura de banda do bloco de processamento), variações de fase da ordem do microradiano podem ser detectadas [36]. Assim, por exemplo, um interferómetro funcionando como sensor de temperatura, com um metro de fibra no braço de sinal, tem uma resolução potencial de 10^{-8} graus.

1.4.3 Detecção e Processamento de Sinais

A função básica do bloco de detecção e processamento é a de transladar a informação de fase, presente na saída do interferómetro, para um sinal eléctrico com a informação de interesse facilmente acessível. Este processo necessita de ser exacto, estável e com uma zona de operacionalidade

razoavelmente extensa. Em muitos aspectos, a escolha da técnica de detecção mais apropriada depende da grandeza física a determinar. Como exemplo, a temperatura é uma grandeza quase estática, com possibilidade de variar em intervalos consideráveis, enquanto o deslocamento acústico é uma grandeza alternada, com amplitudes muito limitadas. Contudo, outros factores podem desempenhar um papel importante no processo de escolha do sistema de detecção e processamento. Em ambientes hostis, com níveis elevados de ruído electromagnético, quimicamente activos, etc., é de todo indesejável a utilização de elementos de compensação não passivos na cabeça do sensor. Para além disso, considerações sobre as dimensões físicas do sensor podem limitar ainda mais o leque de opções possíveis.

As técnicas de processamento e detecção de sinal podem ser convenientemente classificadas em dois grupos, nomeadamente técnicas homodinas e técnicas heterodinas. As técnicas homodinas podem ser definidas como aquelas em que as ondas de sinal e de referência têm a mesma frequência quando interferem entre si. Neste caso, a informação de interesse permanece na banda de frequência original. Nos sistemas heterodinos, a frequência óptica numa das ondas (e, por vezes, das duas) é alterada de forma a produzir-se uma frequência de batimento à saída do interferómetro. Desta forma, a informação de sinal aparece como sub-portadora dessa frequência de batimento. Estes dois grupos principais de sistemas de processamento podem ser discriminados em vários sub-grupos, que estão sumarizados na Tabela 1.2 [66-76].

Técnicas Homodinas	*Simples*	Os sinais são recuperados pela análise directa da saída do interferómetro.
	Activas	Os sinais são obtidos na forma de sinais de erro, os quais são utilizados para manter o interferómetro em quadratura.
	Passivas	Os sinais são recuperados por acções externas ao interferómetro, ou pela análise de saídas do interferómetro em quadratura.
Técnicas Heterodinas	*Reais*	A frequência óptica é modificada num dos braços (ou nos dois) do interferómetro.
	Virtuais	Produz-se uma portadora electrónica pela utilização de técnicas de modulação periódica da fase da radiação.
	Sintéticas	Produz-se uma portadora electrónica pela geração de componentes em quadratura a partir da saída do interferómetro.

Tabela 1.2. Resumo das técnicas fundamentais de detecção e processamento, aplicáveis em sistemas baseados na modulação coerente da radiação.

Como exemplo, a Fig 1.10 ilustra a implementação da técnica homodina activa num interferómetro de Mach-Zehnder.

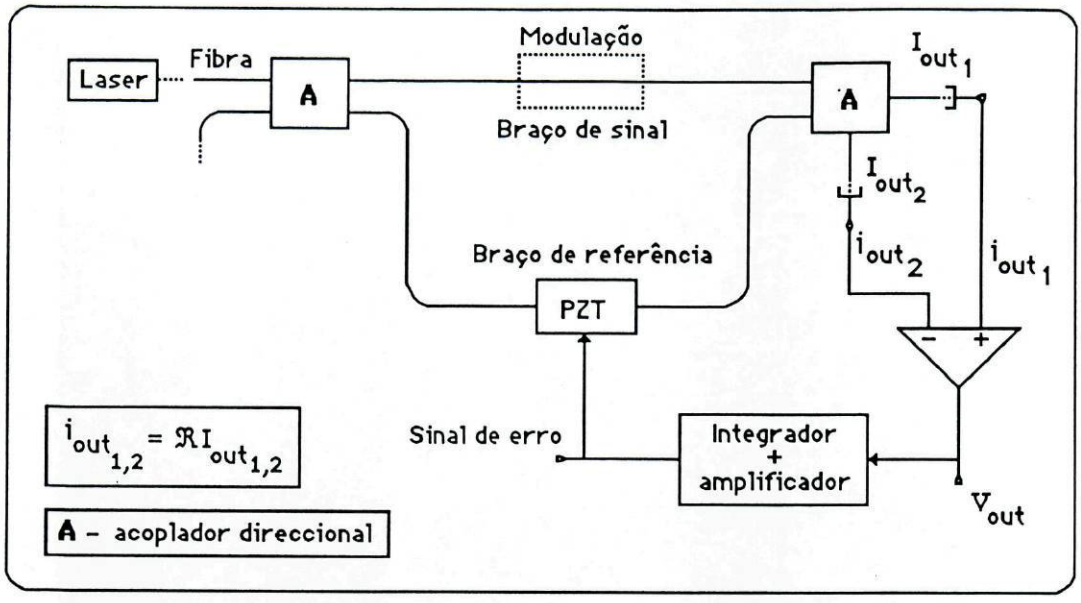

Figura 1.10. Interferómetro de Mach-Zehnder com processamento homodino activo.

Subtraindo os dois sinais derivados das duas saídas complementares do interferómetro, a partir da equação (1-16) obtem-se:

$$V_{out} = A\cos[\phi_o + \phi_s \mathrm{sen}(\omega_s t)] \tag{1-39}$$

onde "A" é uma constante. Esta equação mostra que, quando o interferómetro está em quadratura, isto é, $\phi_o + \phi_s \mathrm{sen}(\omega_s t) = (2m+1)\pi/2$, $V_{out} = 0$. Assim, este é um sinal adequado a aplicar ao circuito de realimentação, para manter o interferómetro em quadratura (a conversão electro-óptica neste circuito é efectuada por um cilindro piezoeléctrico - PZT - no qual a fibra do braço de referência do interferómetro é enrolada). Se a largura de banda deste circuito, "B_f", for superior a "ω_s", o sinal de erro é proporcional a "$\phi_o + \phi_s \mathrm{sen}(\omega_s t) - \pi/2$". A partir deste sinal, a informação desejada ("$\phi_s \mathrm{sen}(\omega_s t)$") pode ser recuperada, separando-a do termo "ϕ_o" mediante filtragem adequada. Se "B_f" for inferior à frequência de sinal, o circuito de realimentação só é capaz de compensar o termo "ϕ_o". Neste caso, o sinal "$\phi_s \mathrm{sen}(\omega_s t)$" é obtido directamente a partir de "V_{out}" (admitindo que $\phi_s << 1$).

Vários outros esquemas de processamento de sinal serão descritos e analisados, em detalhe, em alguns dos capítulos seguintes.

Regra geral, existem várias soluções para a obtenção da informação de interesse proveniente de um dado sensor. Assim, uma análise cuidadosa dos diversos métodos de recuperação de sinal deve ser sempre efectuada, no sentido de se optimizar as características e propriedades do sensor no meio onde se pretende que ele funcione.

1.5 SENSORES DE FIBRA ÓPTICA NO CONTEXTO DA INSTRUMENTAÇÃO

Os princípios gerais dos sensores de fibra óptica estão hoje globalmente bem compreendidos.

No entanto, o seu impacto na instrumentação tem sido modesto. As vantagens possíveis dos sensores ópticos são numerosas. Contudo, o binómio preço-qualidade é, em geral, inadequado quando comparado com as soluções convencionais [8,77]. Em certas aplicações, contudo, as técnicas ópticas oferecem vantagens claras e facilmente identificáveis, por exemplo, nos sistemas de distribuição de potência eléctrica e em certas áreas da aeronáutica e da medicina. Nelas, os sensores de fibra óptica têm já algum impacto. Noutras aplicações, a dificuldade principal reside nas flutuações em tempos longos, que afectam o canal de transmissão óptico, assim como as fontes e conectores que lhe são associados: a atenuação do canal, as propriedades dos acopladores e das junções, o nível de potência óptica emitida pela fonte e a responsividade do detector, todos contribuem para o problema. A importância e caracterização exacta dos efeitos dessas flutuações depende do tipo de modulação implementado no sensor.

Uma das razões principais para considerar a utilização de sensores de fibras ópticas está na eliminação de ligações eléctricas, para e da zona de medição. Assim, em princípio, eventuais compensações para as flutuações acima referidas devem ser feitas no bloco de processamento electrónico, fora da cabeça do sensor. Como consequência, em todas as aplicações onde a estabilidade por períodos longos é requerida, é essencial a existência de um sinal de referência, de maneira a ser possível distinguir-se entre os parâmetros a medir e as flutuações características das configurações ópticas. Esta referência pode tomar formas diversas. Nos sensores interferométricos e de frequência, a referência deve monitorar a frequência da radiação; nos sensores polarimétricos, o estado de polarização; nos sensores de comprimento de onda, a distribuição espectral de potência da radiação; nos sensores de intensidade, o nível de potência óptica no sistema (dependendo do esquema de processamento, os sensores interferométricos, de frequência e de polarização podem também necessitar de referenciar a intensidade óptica).

Os sensores baseados na modulação de intensidade são, possivelmente, os mais atractivos a curto prazo: são simples e podem proporcionar sensibilidades elevadas. Obtêm-se resoluções superiores a 0.01% da gama de medição sem recurso a técnicas especiais de detecção [2]. No entanto, esta classe de sensores é também muito susceptível às flutuações atrás referidas. A necessidade de uma referência implica a existência de dois canais de retorno, distintos, da cabeça do sensor para o local de processamento. A distinção pode ser feita pelo comprimento de onda óptico, ou utilizando duas fibras. Em qualquer caso, é importante que fora da cabeça do sensor os dois canais sejam afectados pelo meio ambiente exactamente da mesma forma, de maneira a ser maximizada a razão de rejeição de modo comum.

É útil e instrutivo comparar o desenvolvimento actual dos sensores de fibra óptica com o das configurações convencionais [6,78]. Um aspecto importante está em que estas últimas são normalizados, isto é, as respostas dos sensores situam-se dentro de limites bem definidos. Como exemplo, pode citar-se a normalização dos níveis de saída do sensor, em corrente, para o intervalo [4,20] mA. Por outro lado, para transdutores eléctricos, é simples converter o sinal proveniente do sensor para uma forma passível de interfaceamento e processamento por instrumentação electrónica diversa. Só por si, este último aspecto simplifica consideravelmente a concepção e implementação de sistemas integrando sensores. Assim, pode-se admitir que a existência de normalização é um

pre-requisito essencial para a utilização de sistemas englobando sensores de fibra óptica. Além disso, as arquitecturas correspondentes devem ser compatíveis com o conceito de "bus" óptico para a transmissão de informação, algo análogo à estrutura correspondente da instrumentação electrónica.

Foi atrás referido que os sensores de intensidade, baseados em tecnologia multimodo, são actualmente os mais atractivos. Isso deve-se à sua simplicidade conceptual e ao custo reduzido da sua implementação. No entanto, os sensores que se baseiam em tecnologia monomodo apresentam vantagens potenciais assinaláveis, nomeadamente:

- A *coerência espacial,* que minimiza a sobreposição de sinais ópticos provenientes de diferentes partes do sistema, dando viabilidade ao conceito de processamento espacial na cabeça do sensor;

- A utilização de *técnicas de detecção interferométricas*, inerentemente mais sensíveis do que quaiquer outras técnicas ópticas;

- A compatibilidade com *implementações em óptica integrada;*

- A possibilidade de utilização de componentes de qualidade elevada, já desenvolvidos para aplicações em *comunicações ópticas.*

Não é de estranhar, pois, que grande parte do esforço recente de investigação sobre sensores de fibra óptica se situe em torno da tecnologia monomodo, com o objectivo de se retirar o máximo partido das vantagens acima referidas.

Encarando os sensores de fibra óptica de uma forma global, é provável que a curto prazo o custo destes sensores seja, em certa medida, superior ao custo dos sensores convencionais. Como consequência, a opção de utilizar os sensores ópticos será baseada, sobretudo, em considerações de qualidade ou de ausência de alternativas [79]. Deverá ainda reconhecer-se que a fibra óptica, utilizada simplesmente como sensor, tem as suas capacidades bastante sub-aproveitadas. A Fig 1.11 ilustra a extensão do problema [80].

As grandezas físicas monitoradas em ambientes industriais (posição, ângulo, temperatura, pressão, etc.) variam com constantes de tempo longas, normalmente no intervalo $[10^{-3},10]$ s. Por outro lado, necessitam de ser determinadas com resoluções correspondentes a 6-12 bit. Assim, a taxa de informação proveniente do sensor,"$\Re$", situa-se no intervalo $[10^{0},10^{5}]$ bit/s. Considerando modulação digital binária, 1 km de fibra "step-index" permite uma taxa de transmissão da ordem de 10^{7}bit/s e pode acomodar, em princípio, até 10^{7} canais paralelos, utilizando multiplexagem de comprimento de onda. A capacidade correspondente de transporte de informação é de $\xi \approx 10^{14}$ bit/s. Este valor é 9-14 ordens de grandeza superior à taxa de informação proveniente de um sensor típico. Esta situação é ainda mais extrema quando são consideradas fibras "graded-index" ou monomodo. Em contraste, noutras tecnologias, as propriedades telemétricas estão bem adaptadas à quantidade de informação que necessita de ser transmitida da cabeça do sensor. Esta desadaptação entre a taxa de informação proveniente do sensor e a passível de ser transmitida pela fibra é inevitável quando

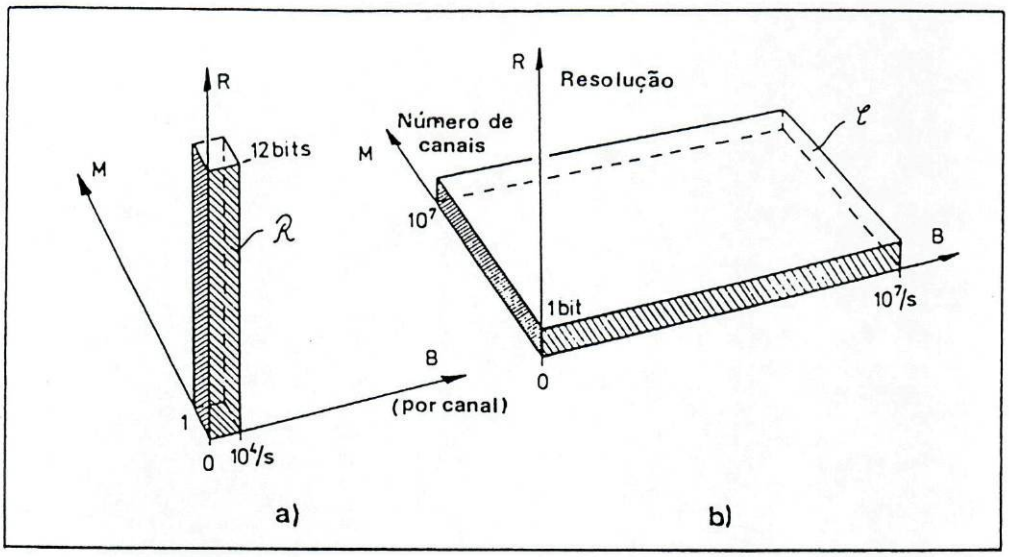

Figura 1.11. **a)** Representação esquemática da taxa de informação, $\mathfrak{R}$, proveniente de um sensor industrial típico;
b) Capacidade de transporte de informação, ξ, de um canal óptico utilizando fibra "step-index".

se considera este tipo de sensores. No entanto, é possível tirar partido destas propriedades da fibra óptica no contexto da multiplexagem destes sensores. De facto, uma única fibra pode proporcionar não só a iluminação de um conjunto de sensores (que pode atingir as dezenas), localizados remotamente, e o correspondente transporte da informação por eles gerada para o bloco de processamento, mas também possibilitar a utilização de esquemas de endereçamento dos sensores que exigem larguras de banda elevadas no canal de transmissão, e que são difíceis de implementar quando se considera canais de transmissão eléctricos. Este assunto da multiplexagem dos sensores de fibra óptica será abordado em detalhe no próximo capítulo.

1.6 ESTRUTURA DA TESE

O trabalho que se apresenta nesta tese enquadra-se no contexto da multiplexagem dos sensores de fibra óptica. Vários esquemas de multiplexagem foram analisados nas suas vertentes teórica e experimental, procurando-se explicitar as suas vantagens e desvantagens relativas. Em cada um dos capítulos, do terceiro ao oitavo, apresenta-se o estudo efectuado sobre um dado conceito particular de multiplexagem. Assim, no Capítulo 3 é estudado um esquema de multiplexagem baseado no endereçamento temporal de sensores interferométricos; no Capítulo 4 descreve-se a análise efectuada sobre a combinação dos endereçamentos temporal e em frequência; no Capítulo 5 estuda-se detalhadamente o endereçamento em frequência de sensores interferométricos; no Capítulo 6 explora-se o conceito de multiplexagem temporal de sensores interferométricos com o seu estado determinado por técnicas de coerência; no Capítulo 7 apresenta-se a análise efectuada sobre sensores polarimétricos endereçados em coerência; finalmente, no Capítulo 8 é descrita uma técnica para interrogar cavidades ópticas, em que se utilizam princípos desenvolvidos para o endereçamento

temporal dos sensores. Uma abordagem sistematizada da multiplexagem dos sensores de fibra óptica é apresentada no Capítulo 2, onde se explicitam as várias vertentes do problema, como sejam as topologias das redes de sensores, os métodos de endereçamento destes, os tipos de sensores e respectiva interrogação, as fontes de ruído presentes na rede e consequentes implicações em termos da sensibilidade, interferência entre sensores ("crosstalk"), gama dinâmica destes, etc.

2

MULTIPLEXAGEM DE SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

2.1 CONSIDERAÇÕES GERAIS

2.2 PRINCÍPIOS BÁSICOS

2.3 TOPOLOGIAS DE REDES DE SENSORES

2.4 MÉTODOS DE ENDEREÇAMENTO DE SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

2.5 TIPOS DE SENSORES E RESPECTIVA INTERROGAÇÃO

2.6 SENSORES DISTRIBUIDOS

2.7 FONTES DE RUÍDO EM REDES DE SENSORES

2.8 COMENTÁRIO FINAL

2.9 ENQUADRAMENTO DOS CAPÍTULOS SEGUINTES

2.1 CONSIDERAÇÕES GERAIS

Numa rede de sensores, distribuidos espacialmente de uma forma discreta ou contínua de acordo com um padrão tolopógico particular, pelo menos dois sensores são operados e controlados por um único bloco optoelectrónico. Isto requere esquemas que proporcionem o endereçamento não ambíguo dos sensores, e a correspondente desmodulação para a obtenção da informação de interesse proveniente de cada um deles. Explicitando, é necessário que a unidade optoelectrónica efectue as seguintes funções [4,81-84]:

- Ilumine a rede de sensores de uma forma controlada, isto é, a fase, intensidade, distribuição espectral e estado de polarização da radiação injectada no sistema devem permanecer estáveis dentro de certos limites, ou variar segundo uma lei estabelecida;
- Detecte a radiação que, após modulação pelos sensores da rede, é guiada para o bloco de processamento pela fibra de retorno (que pode ser a mesma que encaminha a radiação para os sensores - rede reflectiva , ou pode ser uma segunda fibra - rede transmissiva);
- Identifique a informação proveniente dos vários sensores mediante esquemas apropriados de endereçamento e desmodulação;

- Avalie os sinais eléctricos individuais correspondentes a cada um dos sensores, tendo por referência calibrações pré-estabelecidas ou implementadas em tempo real.

A multiplexagem envolve estas quatro funções principais (frequentemente, quando o objectivo é apenas a demonstração de um conceito particular, a última das funções acima descritas não é implementada). A topologia da rede, os métodos de endereçamento dos sensores e as técnicas para a sua interrogação são, muitas das vezes, factores interdependentes, de forma que a escolha de um deles condiciona igualmente a selecção dos outros dois.

Cada um dos sensores do conjunto é uma fonte de informação óptica actuada por mensurandos que podem ser as mais diversas grandezas físicas. Estas modulam propriedades da radiação, tais como a intensidade, a fase, a frequência ou o estado de polarização. O bloco optoelectrónico deve estar adaptado ao(s) tipo(s) de modulação, de forma a ser recuperada e tornada acessível a informação de interesse. Para que este processo funcione convenientemente é, importante, muitas vezes, que o sinal óptico modulado pelos sensores seja guiado sem perdas para a zona de detecção. as perdas nas ligações (para além da atenuação nas fibras que, frequentemente, é desprezável) podem ser devidas, por exemplo, a curvaturas excessivas das fibras, à variação da distribuição modal guiada, à existência de junções e conectores, a influências ambientais (que podem originar perdas induzidas por microcurvaturas nas fibras), etc. Além disso, variações adicionais dos níveis de sinal podem ocorrer devido a alterações no estado de funcionamento das fontes ópticas e dos detectores, variações indesejáveis na estrutura dos sensores, troca de componentes constituintes da rede, etc.

O endereçamento dos sensores pode ser efectuado no tempo (multiplexagem temporal), em frequência (multiplexagem em frequência), em coerência (multiplexagem em coerência - somente para sensores interferométricos) ou no comprimento de onda (multiplexagem no comprimento de onda). Os dois primeiros tipos são extensões de técnicas similares utilizadas para endereçar sensores eléctricos; os dois últimos utilizam propriedades específicas dos sistemas ópticos.

Uma motivação essencial para a multiplexagem dos sensores é a redução do custo por unidade, dado que os sinais de muitos sensores são processados por um único bloco optoelectrónico. Além disso, um dos maiores incentivos para uma generalizada aplicação dos sensores de fibra óptica reside na necessidade de se instalar um cada vez maior número de sensores em fábricas automatizadas, em minas, em plataformas petrolíferas, em aviões e veículos espaciais, nos sistemas de distribuição de energia, nos sistemas de vigilância médica, etc. Neste contexto, a multiplexagem dos sensores de fibra óptica apresenta algumas analogias com as redes locais de fibra óptica para a distribuição de serviços, as quais operam tipicamente em distâncias entre 0.1 e 10 km. Estas redes necessitam de um meio que possibilite a transmissão de sinais de largura de banda elevada (a fibra óptica), de topologias apropriadas que suportem uma arquitectura aberta (isto é, modular e flexível) e de protocolos eficientes que controlem o fluxo de informação através da rede. Alguns destes requisitos são comuns aos exigidos a uma rede de sensores de fibra óptica.

De uma forma geral, pode-se apontar um conjunto de critérios a que, idealmente, um esquema de multiplexagem de sensores deverá satisfazer, nomeadamente:

- Ausência de restrições sobre o tipo e propriedades dos sensores;

- Flexibilidade para aumentar o número de sensores sem reajustamentos de maior;
- Possibilidade de os sensores operarem remotamente e serem electricamente passivos;
- Impossibilidade de falha catastrófica da rede (isto é, a falha de um sensor não implicar a falha completa do sistema);
- Exigência de medições absolutas e reprodutíveis de parâmetros físicos que variam lentamente no tempo (deslocamento, pressão, temperatura, etc.);
- Possibilidade de serem sustentados, na rede, sensores com sensibilidade e gama dinâmica elevadas, com nível reduzido de "crosstalk" entre eles.

As secções seguintes abordam vários aspectos da multiplexagem dos sensores de fibra óptica para o caso de redes discretas. As redes contínuas de sensores serão consideradas sumariamente na secção 2.6.

2.2 PRINCÍPIOS BÁSICOS

A potência óptica total "$I_T(t)$" guiada pela fibra de retorno para a unidade optoelectrónica é função das potências ópticas individuais "$I_i(t)$", i = 1, 2, ...N, provenientes dos "N" sensores da rede. Em geral, "$I_T(t)$" contem a informação de interesse gerada pela rede, assim como as potências ópticas de ruído e de "crosstalk" que limitam a qualidade do sinal proveniente de cada sensor. O processo de multiplexagem pode ser visualizado, assim, como uma operação que projecta o sinal total "$I_T(t)$" sobre cada uma das saídas do sistema, gerando sinais "S_i" associados, em princípio, a cada um dos sensores da rede [4]. Isto corresponde a um cenário no qual cada uma destas saídas é representada por um vector unitário "$\mathbf{e}_i$" (i = 1,2,...N), que definem um espaço vectorial de dimensão "N". Num sistema ideal, o processo de multiplexagem origina vectores de sinal alinhados exactamente com os vectores unitários "$\mathbf{e}_i$", isto é, $\mathbf{S}_i = S_i\mathbf{e}_i$. No entanto, em sistemas reais, existe transferência de potência entre canais associados a sensores diferentes devido à existência de "crosstalk". Isto significa que o vector de sinal representando a saída "i" não é mais colinear com o correspondente vector unitário, mas tem componentes segundo todos os vectores da base "$\mathbf{e}_i$", isto é:

$$\mathbf{S}_i = \sum_{j=1}^{N} s_j\mathbf{e}_j \tag{2-1}$$

onde "s_j" é a contribuição para o sinal da saída "i" proveniente do canal "j" (num sistema ideal, $s_i = S_i$ e $s_j = 0$ quando $i \neq j$). O "crosstalk" do canal associado ao sensor "j" para o canal associado ao sensor "i", "c_{ij}", pode ser definido como:

$$c_{ij} = 10\log\frac{s_j}{s_i} \tag{2-2}$$

Em muitas situações o "crosstalk" é recíproco, donde $c_{ij} = c_{ji}$. De referir que o "crosstalk" total da rede para um dado canal desta é, em geral, uma função complexa de vários parâmetros, por exemplo,

do grau de coerência relativo da radiação que se propaga nos diversos canais da rede de sensores.

O "crosstalk" entre sensores de uma rede pode ter origens diversas mas, por regra, a contribuição mais significativa está associada ao tipo de endereçamento utilizado. Como exemplos, no *endereçamento temporal*, a separação entre os sinais provenientes dos sensores é efectuada mediante a inserção de linhas de atraso apropriadas nos diversos canais que ligam os sensores ao bloco de processamento, em conjunção com a modulação "on/off", com um certo factor de forma ("duty cycle"), da radiação injectada no sistema. Dependendo deste, das extensões e dispersão das ligações em fibra e da largura de banda da electrónica de detecção, pode acontecer que o sinal proveniente do sensor "i+1" apareça sobreposto temporalmente ao sinal proveniente do sensor "i", resultando em "crosstalk". No *endereçamento em frequência*, a separação dos sinais provenientes dos sensores é efectuada, após detecção, por filtros electrónicos de passa-banda. Efeitos não-lineares nestes filtros e no sistema, ou um não exacto cumprimento das condições teóricas requeridas para a separação em frequência dos sensores, podem originar harmónicos com frequências coincidentes com as frequências associadas aos sensores, o que origina "crosstalk". No *endereçamento no comprimento de onda*, a discriminação dos sinais dos sensores é efectuada mediante a utilização de componentes dispersivos, como sejam redes de difracção, prismas, etc. Estes componentes podem acomodar somente um certo número de canais espectrais, com uma determinada largura espectral e grau de sobreposição entre eles. Desta forma, deve existir um compromisso entre o número de sensores multiplexados e o nível tolerável de sobreposição espectral, isto é, de "crosstalk".

Deve-se referir que, em certos casos, independentemente do tipo de endereçamento e interrogação dos sensores, existe "crosstalk" devido à própria estrutura topológica da rede [85,86]. Trata-se, pois, de "crosstalk" intrínseco e, frequentemente, a única solução consiste em fazer com que a razão "sinal/crosstalk" seja superior a um determinado valor considerado razoável numa dada aplicação.

É instrutivo visualizar a rede de sensores como um sistema gerador de informação. A informação gerada nos sensores e transmitida pela rede pode ser quantificada em termos do número máximo de decisões binárias por unidade de tempo, "K", que podem ser efectuadas sem erro pela unidade optoelectrónica [81]:

$$K = \sum_{i=1}^{N} B_i \, \mathrm{Log}_2 \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} Q_i \right] \qquad (2\text{-}3)$$

onde "K" vem expresso em "bit/s" e "B_i" é a largura de banda associada ao processamento do sensor "i", tendo este uma gama dinâmica "Q_i", a qual pode ser definida, neste contexto, como:

$$Q_i = 1 + \frac{I_{s_i}}{I_{N_i}} \qquad (2\text{-}4)$$

onde "I_{s_i}" é a potência óptica de sinal do sensor "i", e "I_{N_i}" é a potência óptica equivalente de ruído presente no sistema quando este se encontra sintonizado para o sensor "i"*. Para o caso de os "N" sensores terem a mesma gama dinâmica "Q" e largura de banda "B", a expressão (2-3) fica:

* É muito frequente definir-se gama dinâmica simplesmente como $Q_i = I_{s_i}/I_{N_i}$.

$$K = NBLog_2Q \qquad (2\text{-}5)$$

Esta relação permite representar geometricamente de uma forma simples a capacidade total de processamento de informação do sistema, naquilo que se chama "cubo de informação" da rede de sensores [4,80]. A Fig 2.1 ilustra um exemplo de três redes de sensores distintas, mas que têm um cubo de informação com o mesmo volume, isto é, o valor de "K" é idêntico para as três.

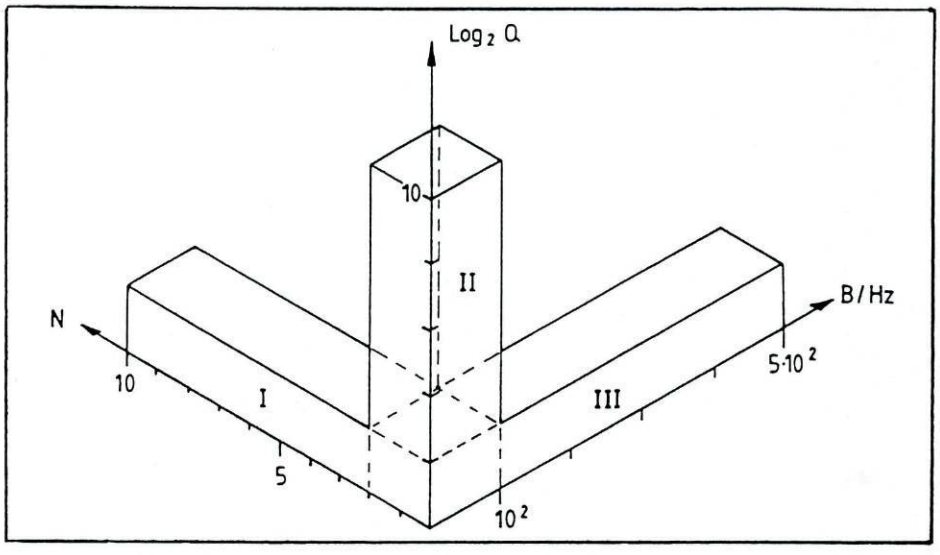

Figura 2.1. Cubo de informação representando "K" para três tipos diferentes de redes de sensores.

O caso 1 corresponde a uma rede de 10 sensores, cada um sendo codificado em 2 bit (por exemplo, sensores de posição com quatro estados), e amostrados lentamente (B = 100 Hz); o caso 2 representa uma rede de 2 sensores de grande gama dinâmica (o que é necessário em aplicações de controlo de processos, onde uma precisão de 1% da gama total de medição é normalmente requerida), os quais são também amostrados lentamente (B = 100 Hz); finalmente, o caso 3 corresponde a uma rede de 2 sensores de pequena gama dinâmica e amostrados a uma taxa mais elevada (B = 500 Hz; por exemplo, sensores de pressão concebidos para detectar alguns estados transitórios).

2.3 TOPOLOGIAS DE REDES DE SENSORES

Em redes de sensores de fibra óptica, a base tecnológica comum aos sistemas de comunicação óptica é explorada, combinando as propriedades sensoriais da fibra com a sua capacidade de propagação guiada do sinal para o bloco de processamento. Para ser implementada, esta combinação necessita que a rede de sensores se distribua segundo padrões topológicos adequados, devendo tomar-se em consideração certos factores, tais como:

- Tipo de sensores e método de interrogação dos mesmos;
- Esquema de endereçamento dos sensores, número de sensores e balanço de potência da rede;
- Nível de "crosstalk" intrínseco da rede;

- Fiabilidade (a falha de um elemento não implicar a falha total da rede);
- Complexidade e custo do sistema.

Na Fig 2.2 mostra-se o que se pode considerar as topologias básicas das redes de sensores. De uma forma geral, as estruturas reflectivas, comparativamente às transmissivas, possibilitam a redução do número de componentes necessários à sua implementação (por exemplo, o número de acopladores direccionais é reduzido significativamente e a fibra de emissão é também a fibra de retorno); no entanto, provocam também um aumento substancial da radiação que pode ser reinjectada na fonte óptica, o que normalmente origina um incremento apreciável dos níveis de ruído presentes no sistema.

Normalmente, é desejável que a potência óptica "I_s" proveniente de um dado sensor seja igual à potência óptica proveniente de qualquer outro sensor da rede. Para certas topologias isso é conseguido sem ser necessário impôr condições ao factor de divisão de potência "κ" dos acopladores em função da sua localização na rede, o que é, obviamente, uma vantagem significativa, dado que permite que todos os acopladores sejam iguais. Além disso, é desejável que numa rede de "N" sensores, "I_s" seja o maior possível, o número de acopladores o menor possível, e que não exista "crosstalk" intrínseco entre os sensores. Considerando estes factores, a tabela 2.1 compara as topologias da figura 2.2. Sendo "I_o" a potência óptica injectada na rede, assume-se que esta não tem perdas e que os sensores têm uma transmissividade (ou reflectividade) unitária.

Esta tabela indica que, aparentemente, a topologia série é a mais favorável. Contudo, isso não é bem assim, dado que o nível de "crosstalk" intrínseco é muito elevado, e isto porque a potência óptica injectada no sistema é modulada por todos os sensores. É possível reduzir, ou mesmo eliminar completamente, o "crosstalk" entre os sensores, recorrendo a combinações específicas dos métodos de endereçamento e de interrogação dos sensores. No entanto, estas soluções impõem, quase inevitavelmente, restrições à estrutura e propriedades dos sensores em função da sua posição na rede, o que, em muitas aplicações, é inaceitável. Apesar desta limitação, refira-se que a topologia série, e suas variantes, tem sido alvo de intenso esforço de investigação em virtude, fundamentalmente, da sua simplicidade de implementação [85-92].

Excluindo o caso da topologia série, as topologias em estrela requerem o menor número de acopladores, enquanto as topologias escada transmissiva e escada progressiva são as mais exigentes nesse aspecto. À excepção das topologias escada transmissiva e escada reflectiva, todas as outras satisfazem a condição de, com acopladores iguais, a unidade optoelectrónica receber o mesmo nível de potência óptica de qualquer um dos sensores da rede. A topologia escada transmissiva proporciona o nível mais elevado para esta potência óptica de retorno, enquanto a topologia escada progressiva é a menos favorável. Como exemplo, para $I_o = 1$ mW e $N = 8$, $I_{sEscadaTransm} = 15$ μW, $I_{sEscadaRefl} = 4$ μW e $I_{sEscadaProgres} = 2$ μW (estes valores degradam-se substancialmente caso se considere as perdas do sistema). Em geral, verifica-se que, tirando os casos particulares das topologias série e escada progressiva, a potência óptica de retorno por sensor é proporcional a $1/N^2$, quando, idealmente, se desejaria que fosse proporcional a $1/N$. Isto é assim porque, apesar de cada sensor receber uma potência óptica proporcional a $1/N$, o acoplamento da

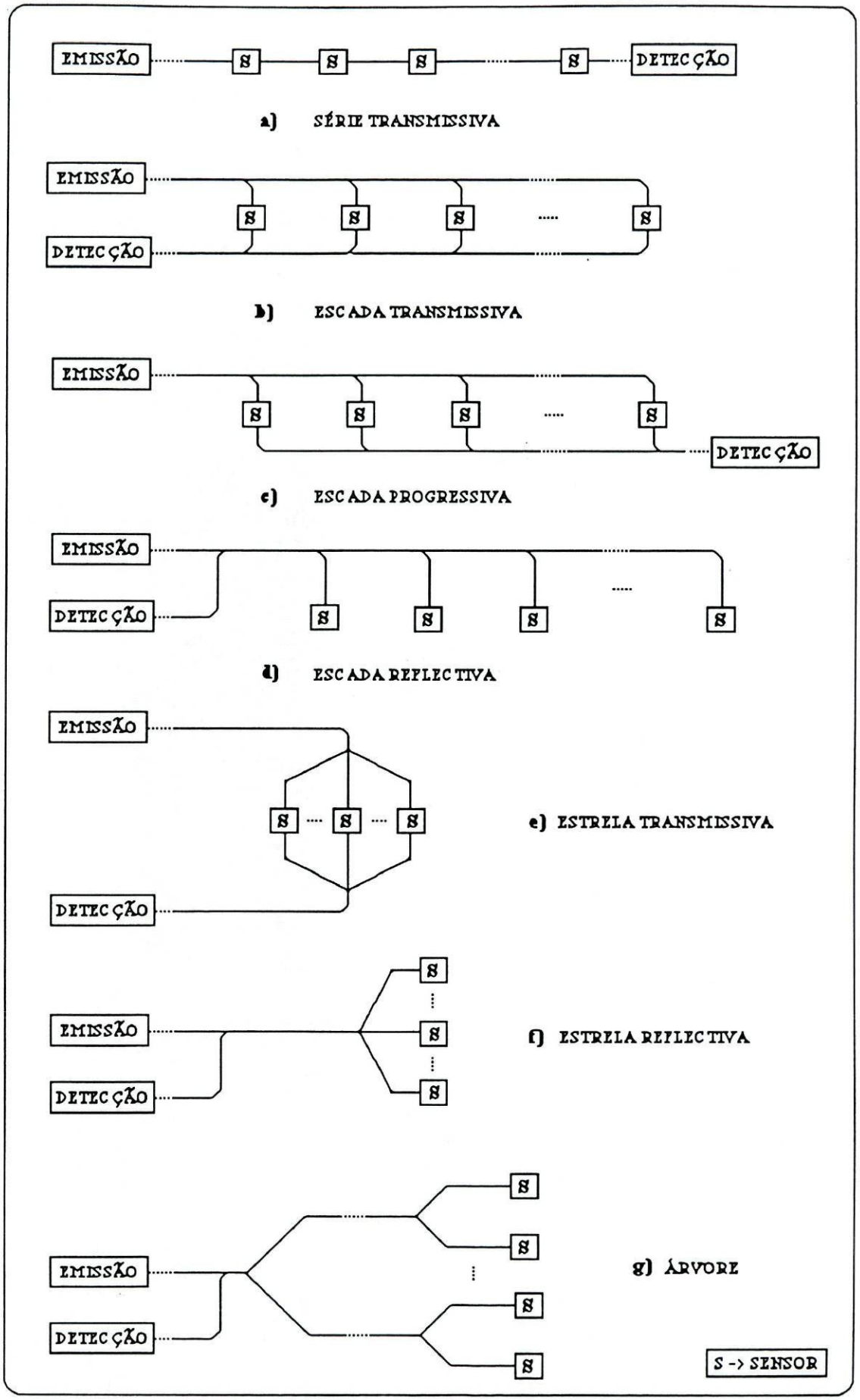

Figura 2.2. Topologias básicas de redes de sensores de fibra óptica.

	Número de Acopladores	*Acopladores Iguais?*	*Potência Óptica por Sensor*	*"Crosstalk" Intrínseco?*
Série	0	- - - - -	I_o	Sim
Escada Transmissiva	2(N-1)	Não	$\frac{I_o}{N^2}$	Não
Escada Progressiva	2(N-1)	Sim	$\frac{I_o}{2^{N+1}}$ [1]	Não
Escada Reflectiva	N	Não	$\frac{I_o}{4N^2}$ [2]	Não
Estrela Transmissiva	2 [3]	Sim	$\frac{I_o}{N^2}$	Não
Estrela Reflectiva	2 [4]	- - - - -	$\frac{I_o}{4N^2}$	Não
Árvore [5]	N	Sim	$\frac{I_o}{4N^2}$	Não

Tabela 2.1. Comparação das topologias de redes de sensores identificadas na fig. 2.3.

radiação modulada pelos sensores à fibra de retorno, e a correspondente propagação até à unidade optoelectrónica, originam uma perda de potência óptica também proporcional a 1/N (este facto é uma consequência directa da reciprocidade da propagação óptica). É importante referir aqui que o balanço de potência de uma rede de sensores pode ser positivamente alterado mediante a utilização de amplificadores ópticos (de preferência implementados em fibra óptica [3]) convenientemente distribuidos pela rede. No entanto, esta é uma tecnologia que ainda necessita de ser amadurecida e adaptada para aplicação em sensores.

Uma propriedade importante da topologia da rede de sensores tem a ver com a sua fiabilidade, isto é, a falha de um elemento da rede não implicar a falha completa de todo o sistema. Neste aspecto, a topologia série é altamente desfavorável, dado que a falha de um sensor inviabiliza a operacionalidade de todos os outros. Este problema não se coloca com as restantes topologias ilustradas na Fig 2.2, dada a sua estrutura em paralelo. Esta é uma característica altamente desejável na grande maioria das aplicações.

A adicionar às topologias da Fig 2.2, poder-se-ia considerar as topologias série reflectiva e árvore transmissiva, as quais têm propriedades basicamente similares aos casos série transmissiva e árvore reflectiva. De referir que é muitas vezes conveniente que os blocos de emissão e de detecção estejam fisicamente juntos, englobados numa mesma unidade de processamento electrónico. Assim sendo, as topologias da rede que possibilitam este arranjo (todas as na Fig 2.2, excepto as topologias série transmissiva e escada progressiva) são muitas das vezes preferidas em detrimento de outras que não têm esta propriedade. No entanto, outras mais exóticas poderiam ter sido

---

[1] Excepto para o primeiro e último sensor, em que se tem $I_s = I_o/2^N$ (assume-se $\kappa = 1/2$; caso óptimo);

[2] Considera-se para o primeiro acoplador, $\kappa_1 = 1/2$ (caso óptimo);

[3] Acopladores do tipo 1->N ($\kappa = 1/N$);

[4] Um acoplador 2x2 e outro do tipo 1->N;

[5] A situação óptima ocorre para $N = 2^i$, i = 1,2,3,..., e para $\kappa = 1/2$.

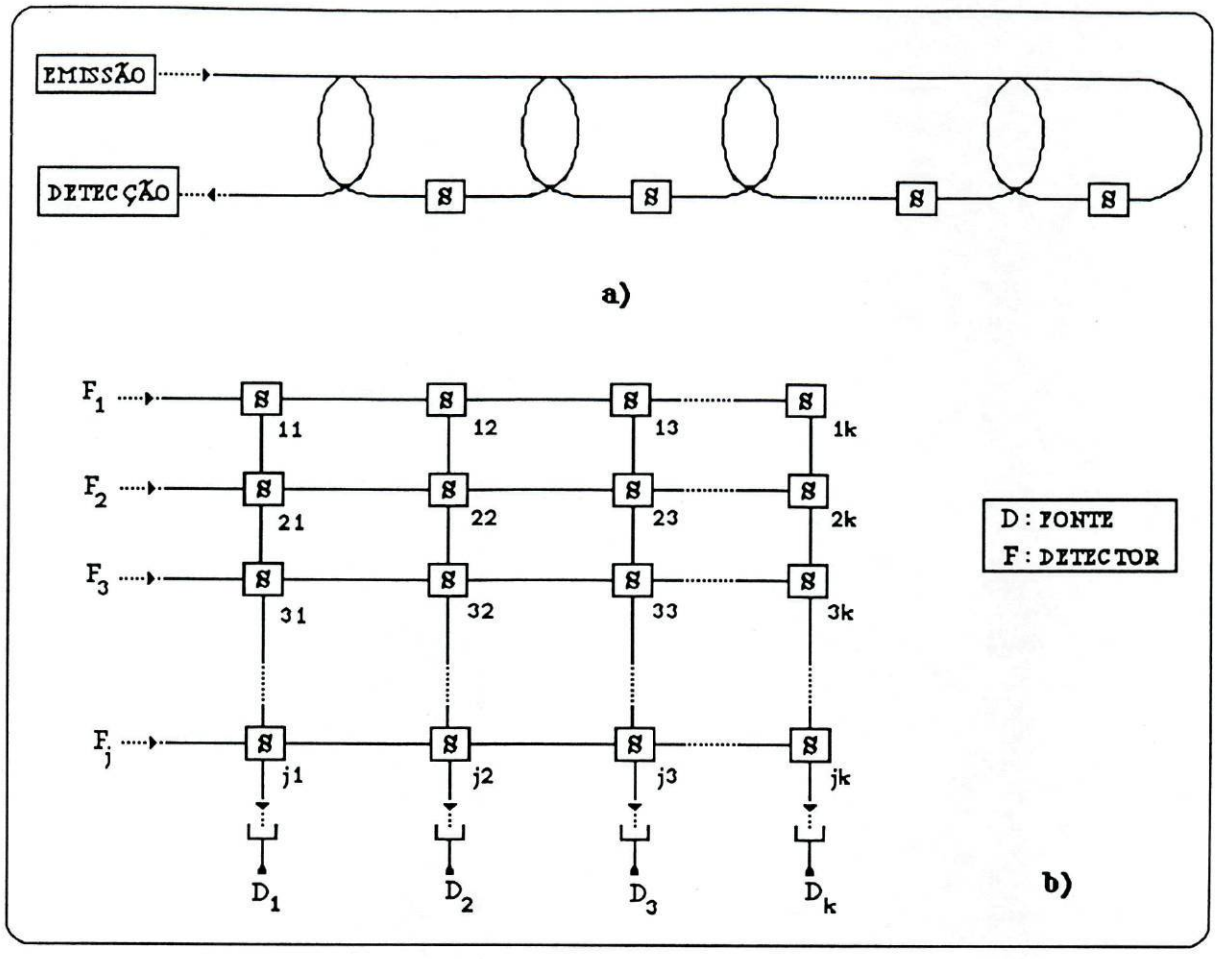

Figura 2.3. Exemplos de estruturas topológicas alternativas para redes de sensores: **a)** rede recursiva série; **b)** rede em matriz.

consideradas. A Fig 2.3 ilustra dois exemplos. Na topologia recursiva série, desprezando perdas, uma fracção da potência óptica injectada no sistema circula em cada anel sensor um número infinito de vezes, sucessivamente com menor intensidade pois, após cada volta, uma fracção da potência óptica abandona o anel para entrar na circulação dos aneis adjacentes. Este facto tem duas consequências: i) aumento da sensibilidade dos sensores a um dado mensurando, dado que este exerce continuamente a sua acção sobre a radiação óptica que o atravessa; ii) existência de "crosstalk" intrínseco entre sensores, cujo nível é função do factor de divisão de potência dos acopladores. Esta topologia (e suas variantes) ainda não foi estudada em detalhe para aplicação em sensores, apesar de ter sido já considerada no âmbito do processamento óptico de sinal [2]. Pelo contrário, a topologia em matriz tem sido investigada em pormenor [93]. A matriz de "jxk" sensores é iluminada por "j" fontes ópticas, moduladas a frequências diferentes, e a leitura é efectuada por "k" detectores e respectivos processadores. Devido à existência de "j" fontes ópticas, esta topologia permite multiplexar, para dadas sensibilidade e gama dinâmica, um número substancialmente mais elevado de sensores, comparativamente às topologias apresentadas na Fig 2.2.

2.4 MÉTODOS DE ENDEREÇAMENTO DE SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

O problema de endereçar sensores individuais numa rede tem muitas analogias com o problema

da identificação por radar de alvos discretos. Como tal, não é de estranhar que vários métodos de endereçamento de sensores sejam adaptações de métodos equivalentes existentes na tecnologia de radar. Um exemplo típico é o caso do endereçamento temporal, que a seguir se considera.

2.4.1 Endereçamento Temporal

No endereçamento temporal, as diferenças de tempos de propagação entre os sinais provenientes dos vários sensores são conseguidas inserindo extensões adequadas de fibra óptica ao longo da estrutura da rede. Além disso, para discriminar os sinais dos diversos sensores da rede, torna-se também necessário modular temporalmente, de uma forma apropriada, a potência óptica injectada no sistema. A forma mais simples de codificação consiste em injectar no sistema impulsos ópticos, com duração tal que os retornos dos diversos sensores não coincidam no detector, e com uma periodicidade que implique que o impulso proveniente do sensor mais distante atinja o detector primeiro que o impulso seguinte, proveniente do sensor da rede mais próximo deste, e assim sucessivamente. Esta técnica tem sido utilizada para endereçar sensores baseados na modulação de intensidade [94-98], assim como sensores baseados na modulação de fase [85,90,91,99-102]. Este tipo de endereçamento tem propriedades muito interessantes, como sejam: i) não impõe qualquer tipo de restrição às características dos sensores individuais; ii) como o sinal óptico associado a um dado sensor da rede aparece em intervalos temporais que lhe são próprios, não existe sobreposição com potências ópticas provenientes de outras localizações da rede; como consequência, o nível de ruído (especialmente ruído de fase) presente quando a unidade optoelectrónica é sintonizada para esse sensor diminui significativamente, o que permite o aumento da sensibilidade. A principal desvantagem desta técnica tem a ver com o baixo nível de potência óptica injectada no sistema devido ao baixo factor de forma ("duty-cycle") da onda rectangular emitida pela fonte. De facto, na situação óptima, pode-se mostrar facilmente que, para o caso das topologias consideradas na Fig 2.2, que proporcionam uma potência de retorno por sensor proporcional a I_o/N^2, quando combinadas com o endereçamento temporal, essa potência passa a ser proporcional a I_p/N^3, onde "I_p" é a potência óptica de pico injectada no sistema. O aumento desta não é normalmente muito viável, dada a limitação imposta pelas características dos lasers semicondutores, por um lado, e por questões de segurança. Recentemente, soluções para este problema têm sido investigadas, que consistem em injectar no sistema sequências pseudo-aleatórias com um factor de forma praticamente unitário e com uma função de autocorrelação temporal muito estreita [103,104]. A identificação do código proveniente de cada um dos sensores da rede é conseguida efectuando-se a autocorrelação deste sinal com uma versão da sequência injectada no sistema e atrasada temporalmente de um valor dependente do sensor que se pretende endereçar. Com esta técnica, consegue-se novamente uma potência óptica de retorno por sensor aproximadamente proporcional a $1/N^2$.

2.4.2 Endereçamento em Frequência

Genericamente, o endereçamento em frequência consiste em associar uma janela no

domínio das frequências a cada um dos sensores da rede. Assim, utilizando-se filtros de banda, a separação dos sinais dos diversos sensores é conceptualmente simples. Descreve-se, a seguir, as formas mais importantes de implementação deste tipo de endereçamento.

2.4.2.1 Endereçamento por Batimento de Ondas

Esta técnica é ilustrada na Fig 2.4, utilizando-se uma topologia escada reflectiva. A radiação reflectida na face de entrada da fibra de iluminação dos sensores combina-se, no detector, com a radiação proveniente destes, dando origem a uma frequência de batimento para o sensor "i" dada por:

$$f_{B_i} = \Delta\upsilon \frac{t_{D_i}}{T} = \Delta\upsilon \frac{2n\Delta L_i}{cT} \quad ; \qquad i = 1,2,...,N \tag{2-6}$$

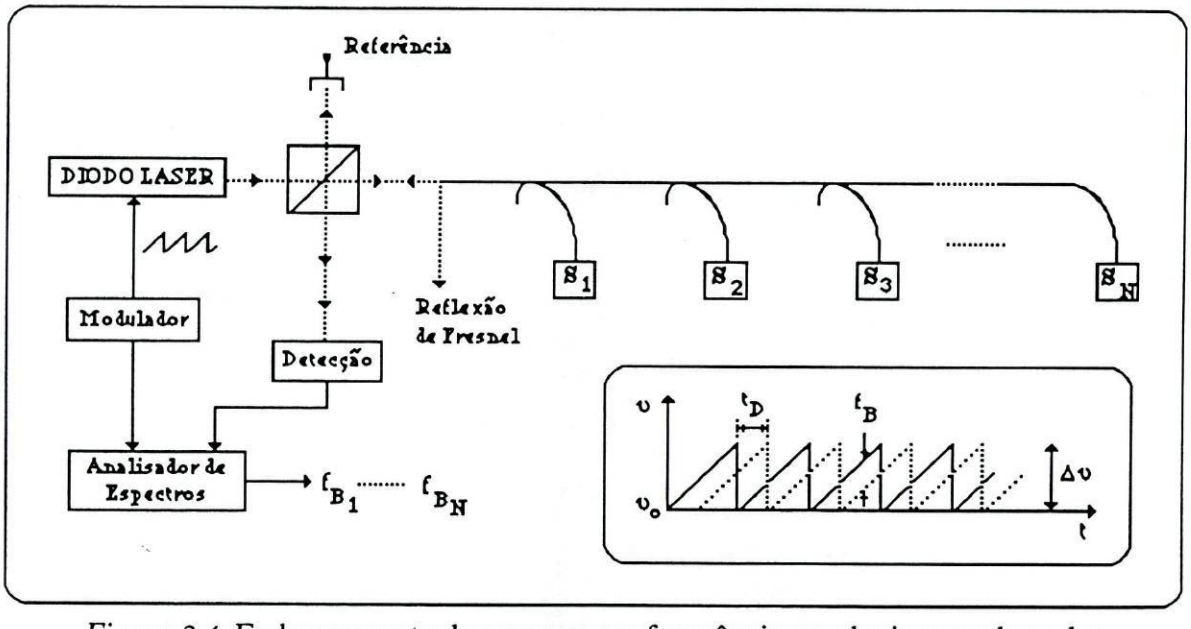

Figura 2.4. Endereçamento de sensores em frequência, por batimento de ondas numa rede escada reflectiva.

onde "T" é o período da onda em dente-de-serra aplicada à corrente de injecção do laser semicondutor (que origina uma modulação da frequência óptica emitida [46] com uma amplitude "$\Delta\upsilon$"), e "t_{D_i}" é o tempo de atraso da onda proveniente do sensor "i" relativamente à onda originada na reflexão de Fresnel (tempo esse que corresponde a uma diferença de caminho de propagação, entre as duas ondas, de "ΔL_i"). Um analisador de espectros (ou um conjunto de filtros de banda) permite a separação das frequências de batimento de cada sensor, de acordo com a sua distância à face de entrada da fibra de suporte dos sensores. As amplitudes eléctricas das várias frequências correspondem às intensidades ópticas, que foram moduladas nos sensores pelos respectivos mensurandos. Desta forma, esta técnica é particularmente adequada à discriminação dos sinais de sensores baseados na modulação da intensidade da radiação [105-107]. No entanto, deve-se referir que este esquema não proporciona insensibilidade às modulações parasitas da intensidade da radiação que

ocorrem no percurso para o sensor e respectivo retorno. Insensibilidade às flutuações da potência óptica emitida pela fonte pode ser conseguida, utilizando-se como referência a onda adicional gerada pelo divisor (Fig 2.4). Para se eliminar os efeitos da dispersão modal nas fibras, é conveniente que estas sejam monomodo, apesar de este não ser um requisito essencial para o funcionamento desta técnica. Essencial é, sim, a necessidade de a fonte óptica ter um comprimento de coerência "L_c" maior do que "ΔL_N", de forma a obter-se um sinal de batimento forte para todos os sensores. Isso exige uma estabilização da frequência base de emissão óptica "υ_o".

A resolução espacial que esta técnica permite é inversamente proporcional à amplitude "$\Delta\upsilon$" da excursão da frequência óptica. Em díodos laser esta é, regra geral, limitada a algumas dezenas de GHz pela necessidade de se evitar a comutação do modo longitudinal em que o laser opera. Desta forma, a resolução espacial que esta técnica possibilita situa-se, tipicamente, no intervalo [0.1,1] m, podendo no entanto, teoricamente, ser da ordem do milímetro (ver secção 2.6).

2.4.2.2 Endereçamento por Sub-portadora

Esta técnica é ilustrada na Fig 2.5, utilizando-se uma topologia escada transmissiva.A potência da fonte óptica (que pode ser um LED) é modulada simultaneamente por "N" ondas sinusoidais de frequências angulares "ω_i", i = 1, 2, ..., N. Após detecção, o sinal de retorno na frequência "ω_i" é [108]:

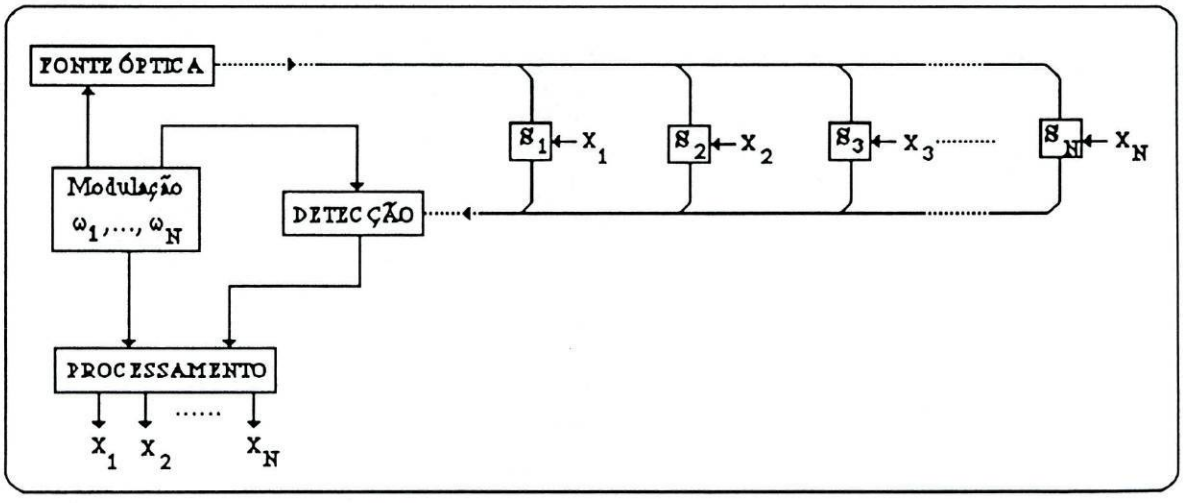

Figura 2.5. Endereçamento de sensores em frequência por sub-portadora numa rede escada transmissiva.

$$V_{t_i} = \sum_{k=1}^{N} A_k e^{j\phi_{ik}} \qquad (2\text{-}7)$$

onde "A_k" é uma amplitude eléctrica proporcional à potência óptica de retorno do sensor "k", que é modulado pelo mensurando "x_k", e "ϕ_{ik}" é a diferença de fase eléctrica entre a onda que modula a fonte óptica na frequência "ω_i" e o sinal de retorno do sensor "k" também nessa frequência:

$$\phi_{ik} = \omega_i \frac{nL_k}{c} \tag{2-8}$$

onde "L_k" é a distância percorrida pela radiação que ilumina o sensor "k" desde a fonte atá ao detector. A parte real da expressão (2-7), $R_{ti} = \sum_{k=1}^{N} A_k \cos\phi_{ik}$ pode ser detectada utilizando-se um "lock-in" sintonizado para a frequência "ω_i". Para determinar as quantidades pretendidas "A_k", constroi-se o sistema de equações

$$\begin{aligned} R_{t1} &= A_1\cos\phi_{11} + A_2\cos\phi_{12} + ... + A_N\cos\phi_{1N} \\ R_{t2} &= A_1\cos\phi_{21} + A_2\cos\phi_{22} + ... + A_N\cos\phi_{2N} \\ &..... \\ R_{tN} &= A_1\cos\phi_{N1} + A_2\cos\phi_{N2} + ... + A_N\cos\phi_{NN} \end{aligned} \tag{2-9}$$

o qual pode ser escrito como uma equação matricial

$$\mathbf{R_t = A\,S} \tag{2-10}$$

onde a matriz "S", formada a partir dos factores "$\cos\phi_{ij}$" (i,j = 1, 2,..., N), deve ser determinada à priori a partir de uma sub-rotina de calibração, registando-se em memória a matriz inversa S^{-1} (as frequências "ω_i" devem ser escolhidas de forma a que o determinante de "S" não seja nulo). O vector desconhecido "A" pode, então, ser calculado a partir da relação $\mathbf{A = R_t S^{-1}}$.

Esta técnica pode ser utilizada para endereçar sensores baseados na modulação da intensidade ou da fase da radiação (sendo então necessário, para este último caso, utilizar-se fontes ópticas coerentes). Refira-se que modulações parasitas da intensidade da radiação, no percurso para os sensores e respectivo retorno, introduzem flutuações aleatórias nas amplitudes "A_k", o que limita a aplicabilidade desta técnica a determinadas situações.

2.4.2.3 Endereçamento por Ressonância

Neste caso, cada um dos sensores da rede oscila a uma frequência de ressonância, específica para cada um deles, quando são iluminados por radiação proveniente da fonte óptica. Dependendo da estrutura do sensor, esta radiação deve ser pulsada ou modulada por ruído branco [109], ou pode simplesmente não ser necessária nenhuma modulação [110]. A frequência de oscilação de cada sensor varia num dado intervalo em função do valor do mensurando para o qual o sensor foi projectado. Desta forma, a monitoração das frequências de oscilação dos diversos sensores permite, em princípio, determinar o valor das diversas grandezas de influência, sem qualquer necessidade de referenciacão para compensação das flutuações de potência da fonte óptica, das perdas de potência nas fibras de ligação, nos conectores, etc. Obviamente, os sensores têm que ter características especiais e, diga-se, o seu desenvolvimento está ainda numa fase de "demonstração de princípio". Dois tipos têm sido estudados em maior detalhe: i) sistemas híbridos, nos quais o sensor é convencional (isto é, electromecânico) mas energizado por um feixe óptico, e em que o sinal eléctrico, representativo do estado do sensor, é convertido num sinal óptico que se propaga na fibra

de retorno para o bloco de processamento [111,112]; ii) dispositivos integrados em silício (com propriedades anisotrópicas), que modulam, a uma determinada frequência, a radiação óptica que as ilumina [113,114].

2.4.2.4 Endereçamento por Técnicas Pseudo-Heterodinas

Estas técnicas são aplicáveis em redes de sensores interferométricos [69,88,115]. Considere-se que o interferómetro que constitui a cabeça do sensor "i" tem um não-balanceamento "ΔL_i"; se a fonte óptica for um laser semicondutor monomodo, a modulação da sua corrente de injecção por uma onda em dente-de-serra origina uma modulação da sua frequência de emissão, resultando numa variação da fase desse interferómetro dada por:

$$\Delta\phi_i = \frac{2\pi\Delta L_i n}{c}\Delta\upsilon \qquad (2\text{-}11)$$

onde "$\Delta\upsilon$" é a amplitude da modulação da frequência da radiação. Se $\Delta\phi_i = 2\pi i$, i = 1, 2, ..., N, a filtragem do sinal do detector em torno de $\omega_i = 2\pi i/T_m$, onde $\omega_m = 2\pi/T_m$ é a frequência de modulação, resulta em

$$V_{out_i} = V_{o_i}\cos(\omega_i t + \phi_{is}) \qquad (2\text{-}12)$$

isto é, para o sensor "i" gerou-se uma portadora na frequência "ω_i", cuja fase é modulada pelo sinal de fase "ϕ_{is}" induzido no interferómetro (pelo mensurando de interesse, ou por outros sinais). Desta forma, a unidade optoelectrónica gera um conjunto de portadoras, com frequências ω_m, $2\omega_m$, ..., $N\omega_m$, cada uma delas associada a um determinado sensor.

Esta técnica, sendo simples e elegante, tem, contudo, alguns problemas [116]. Por um lado, a modulação em dente-de-serra da corrente de injecção do laser gera flutuações aleatórias da fase da radiação emitida, o que faz aumentar o nível do ruído de fase, e, assim, diminuir a sensibilidade dos sensores; por outro, obviamente não só é modulada a frequência da radiação emitida, mas também a potência óptica, o que, como se verá no Capítulo 5, induz "crosstalk" entre os sensores. Estes problemas podem ser atenuados, substituindo a modulação em dente-de-serra por uma modulação sinusoidal da corrente de injecção do laser [117,118], ou então operando o laser continuamente e utilizando um modulador piezoeléctrico na fibra de iluminação dos sensores [119].

Uma característica importante deste tipo de endereçamento está em que os sensores não podem ser idênticos, dado que cada um deles tem que ter um não-balanceamento único. Esta restrição é frequentemente inaceitável. Por outro lado, é relevante salientar que este tipo de endereçamento limita a sensibilidade dos sensores, em virtude do nível de ruído de fase ser normalmente elevado, como consequência de existirem na rede pares de percursos da fonte para o detector com não-balanceamentos significativos.

Refira-se que este tipo de endereçamento, assim como o descrito na secção 2.4.2.1, se enquadra num conjunto mais vasto de técnicas de modulação/desmodulação de sensores, designadas genericamente por FMCW ("Frequency Modulated Continuous Wave") [120,121].

2.4.3 Endereçamento em Coerência

Este método de endereçamento de sensores interferométricos, desenvolvido a partir de investigações inicialmente efectuadas no contexto da comunicação coerente [122], baseia-se no facto de que, quando um interferómetro sensor, com não-balanceamento "ΔL_s", é iluminado por radiação com um comprimento de coerência "L_c" muito menor do que "ΔL_s", então a interferência à saída do interferómetro é desprezável; porém, se um outro interferómetro (receptor), com um não-balanceamento $\Delta L_r \approx \Delta L_s$, for colocado em série com o primeiro, então existe um par de percursos com uma diferença de caminhos praticamente nula, donde à saída do interferómetro receptor aparece um sinal de interferência forte [123]. A Fig 2.6 ilustra como este conceito pode ser utilizado para endereçar sensores interferométricos (neste caso apenas dois) dispostos numa topologia série transmissiva [87].

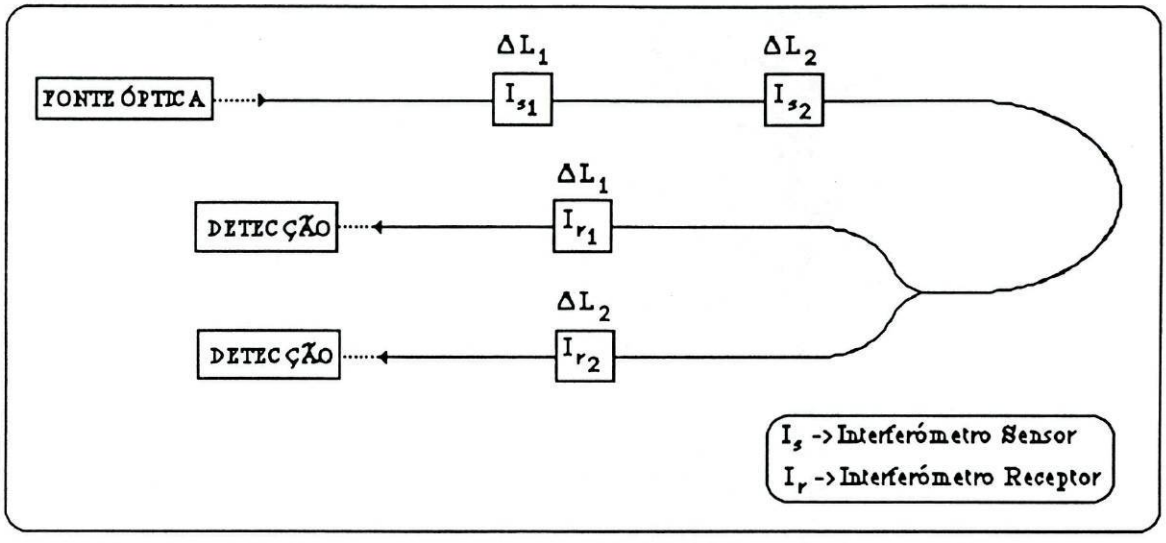

Figura 2.6. Endereçamento em coerência de dois interferómetros dispostos numa topologia série transmissiva.

Novamente, $\Delta L_1, \Delta L_2 >> L_c$, donde, à saída dos interferómetros sensores, a interferência é desprezável. No entanto, a existência de dois interferómetros receptores, cada um deles com um não-balanceamento sintonizado para o não-balanceamento do respectivo interferómetro sensor, permite determinar o estado destes e, assim, especificar a acção de um determinado mensurando (é possível ter-se um único interferómetro receptor que, por varrimento, é sintonizado sequencialmente para cada um dos interferómetros sensores).

Este método de endereçamento, sendo conceptualmente elegante, tem também alguns problemas. Por um lado, quando o número de sensores aumenta, aumenta também substancialmente o número de pares de caminhos da fonte óptica ao receptor, o que traz consigo um incremento significativo do nível de ruído de fase presente no sistema (e, assim, a diminuição da sensibilidade dos sensores). Este problema pode ser resolvido, em certa medida, utilizando-se fontes ópticas com comprimentos de coerência muito pequenos (LEDs, SLDs) [124], embora isso tenha como consequência uma dificuldade acrescida na sintonização dos interferómetros receptores com os respectivos interferómetros sensores. Por outro lado, o próprio método de endereçamento impõe que os

sensores sejam diferentes entre si (dado que têm que ter não-balanceamentos únicos), o que pode não ser aceitável em certas aplicações.

2.4.4 Endereçamento por Comprimento de Onda

Este método de endereçamento baseia-se na iluminação de cada sensor da rede com radiação tendo um comprimento de onda único [125,126]. Isso pode ser conseguido utilizando-se "N" fontes ópticas que emitem em comprimentos de onda distintos e com largura espectral estreita, ou então uma única fonte de espectro largo, o qual é dividido por elementos dispersivos em "N" canais, um para cada um dos sensores da rede. Na Fig 2.7 ilustra-se a técnica de endereçamento por comprimento de onda, em que se utiliza o conceito de fontes múltiplas e se considera uma topologia estrela transmissiva.

Os sensores podem ser baseados na modulação da intensidade ou da fase da radiação (neste último caso, devem ser utilizadas fontes múltiplas com larguras espectrais estreitas, ou então lasers semicondutores operando em vários modos longitudinais e com uma separação espectral entre eles passível, em princípio, de ser discriminada pelos multiplexadores em fibra).

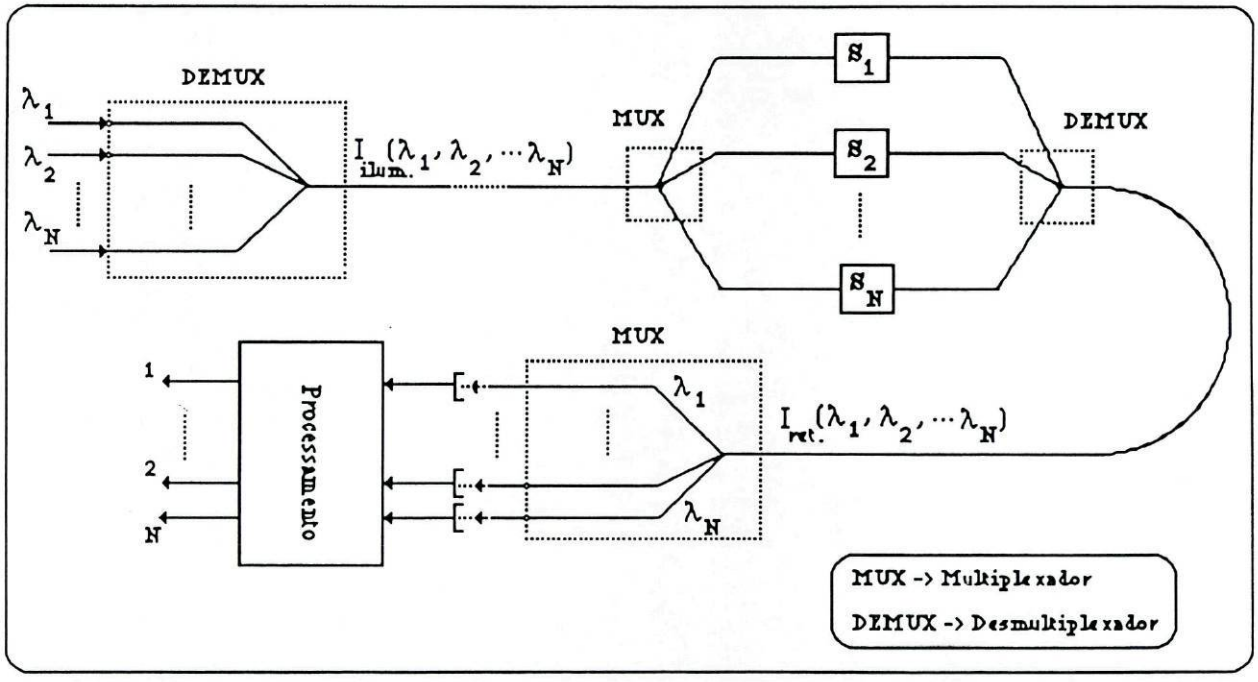

Figura 2.7. Endereçamento no comprimento de onda de sensores numa rede estrela transmissiva utilizando-se o conceito de fontes múltiplas.

A qualidade dos componentes necessários para a implementação deste tipo de endereçamento (particularmente multiplexadores e desmultiplexadores) é normalmente especificada em termos de discriminação espectral, "crosstalk" e perdas de inserção. O progresso nesta área está fortemente dependente da evolução dos componentes necessários para a implementação de redes locais de comunicação por fibra óptica. De uma forma geral, do ponto de vista de aplicações em sensores, esta tecnologia está ainda relativamente imatura, particularmente no que diz respeito à disponibilidade de fontes ópticas com as características desejadas (em especial, lasers semicondutores multi-linha).

No entanto, é importante realçar que esta técnica de endereçamento é extremamente promissora. Por exemplo, o número de canais que podem ser multiplexados é potencialmente enorme [80]. Além disso, o balanço de potência da rede é extremamente simples, já que cada comprimento de onda tem um único percurso da fonte óptica até ao bloco de detecção, o qual pode ser, em princípio, isento de perdas. Como consequência, a potência disponível por sensor pode ser elevada e o nível de ruído de fase presente em cada canal é desprezável, o que implica boa sensibilidade e gama dinâmica para os sensores. Finalmente, refira-se que este tipo de endereçamento (assim como o endereçamento em coerência) tem por base princípios inerentes aos sistemas ópticos, não sendo uma adaptação de técnicas similares utilizadas para endereçar sensores eléctricos, como são os casos do endereçamento temporal e em frequência*.

2.4.5 Endereçamento Espacial

Este tipo de endereçamento é conceptualmente muito simples, dado que a cada sensor estão associados a sua própria fibra de iluminação, a fibra de retorno e o bloco de detecção [127,128]. A fonte óptica pode ser comum a todos os sensores (sendo então necessário um divisor de potência alimentando as "N" fibras de iluminação), ou podem ser utilizadas "N" fontes ópticas, uma para cada sensor.

O endereçamento espacial, sendo exigente em termos do comprimento total de fibra necessário para multiplexar "N" sensores (assim como em blocos de detecção e, eventualmente, fontes ópticas), apresenta, no entanto, algumas características interessantes, tais como bom balanço de potência e baixo nível de ruído (o que implica sensibilidade elevada para os sensores), e ausência de "crosstalk" entre os sensores. Mais importante, é o facto de esta técnica de endereçamento ser intrinsecamente segura (isto é, a falha de um componente - excepto a falha da fonte óptica quando esta ilumina os diversos sensores - não tem repercussões em termos do funcionamento de grande parte do sistema), sendo portanto atractiva em aplicações em que o risco de falha inerente à utilização de técnicas mais complexas não é aceitável.

2.4.6 Características Desejáveis do Endereçamento dos Sensores

Idealmente, um esquema de endereçamento deverá satisfazer os requisitos seguintes:

A - Não impôr qualquer tipo de restrições ao tipo e características dos sensores;
B - Ser reduzido o nível de "crosstalk" que é introduzido entre os sensores;
C - Ser baixo o excesso de ruído gerado pelo endereçamento (especialmente ruído de fase);
D - Ser eficiente em termos de distribuição de potência óptica pela rede.

---

* Desenvolvimentos recentes no domínio do fabrico de redes de difracção de elevado contraste, implementadas no próprio núcleo da fibra, assim como no fabrico de fontes ópticas de espectro largo, de elevada coerência espacial e emitindo potências significativas (como é o caso de fibras superfluorescentes estimuladas por díodos laser), indiciam um acréscimo considerável de importância do conceito de multiplexagem por comprimento de onda (ver Capítulo 9).

	A	B	C	D	*Comentários*
ENDEREÇAMENTO em FREQUÊNCIA	NÃO	NÃO	NÃO	SIM	Implementado com modulação de lasers semicondutores.
ENDEREÇAMENTO em COERÊNCIA	NÃO	SIM	NÃO	SIM	L_c < 1mm => Baixo nível de excesso de ruído
ENDEREÇAMENTO TEMPORAL	SIM	SIM	SIM	NÃO	Modulação pulsada da radiação implementada com célula de Bragg.
ENDEREÇAMENTO no COMPRIM. de ONDA	SIM	SIM	SIM	SIM	Componentes selectivos no comprimento de onda.

Tabela 2.2. Comparação dos esquemas de endereçamento para o caso em que os sensores são do tipo interferométrico.

Considerando estes pontos, a Tabela 2.2 compara os quatro esquemas de endereçamento mais importantes para o caso em que os sensores são do tipo interferométrico. Esta tabela mostra que o endereçamento no comprimento de onda é, globalmente, o esquema mais favorável. No entanto, como se referiu atrás, a correspondente tecnologia não está ainda suficientemente madura para disponibilizar componentes com as características exigíveis para aplicações em sensores. Assim sendo, o endereçamento temporal, apesar da relativamente pobre eficiência de distribuição de potência pela rede, é, no presente, a técnica com melhores características para endereçar sensores ópticos.

2.5 TIPOS DE SENSORES E RESPECTIVA INTERROGAÇÃO

Os tipos de sensores que podem ser inseridos numa rede dependem muito do método de endereçamento a utilizar e da própria topologia da rede. Por exemplo, se a arquitectura da rede for do tipo reflectivo, os sensores que nela se distribuem também terão de ser de configuração reflectiva. Por outro lado, a acção das grandezas de influência nas cabeças dos sensores necessita de ser descodificada, no sentido de se ter acesso à informação de interesse. Este processo de modulação/desmodulação dos sensores designa-se, genericamente, por interrogação dos sensores. Numa situação particular, o esquema de interrogação a utilizar depende do tipo dos sensores e, em certa medida, do método de endereçamento dos mesmos. Idealmente, as condições essenciais que um dado conjunto "sensor+técnica de interrogação" necessita de satisfazer são:

- Sensibilidade elevada à acção do mensurando;
- Gama dinâmica elevada;
- Possibilidade de serem efectuadas medições absolutas de mensurandos quasi-estáticos (deslocamento, pressão, temperatura, etc.);
- Operação passiva e remota;
- Ausência de ambiguidade no processo de ligar/desligar;

- Reprodutibilidade das leituras;
- Ausência de restrições às características dos sensores.

Para os sensores baseados na modulação da intensidade da radiação, a técnica de interrogação é conceptualmente simples: a função de transferência do sensor é determinada, e este é colocado no ponto médio da sua zona mais extensa de resposta linear à grandeza mensuranda. O valor desta é obtido monitorando, no bloco de processamento, e após calibração, a intensidade óptica proveniente do sensor. Como se viu na secção 1.3.4, para este processo funcionar é, normalmente, necessário dispôr de um sinal de referência que permita a compensação das flutuações inevitáveis da potência óptica injectada no sistema, das perdas nos elementos passivos da rede (fibras, acopladores, conectores, etc.), das flutuações do ganho do bloco de detecção, etc. Atendendo às suas características e ao estudo detalhado de que têm sido alvo, os sensores de reflexão (secção 1.3.2) e os sensores de microcurvatura (secção 1.3.3) são soluções interessantes para sensores de intensidade em redes reflectivas e transmissivas, respectivamente.

Os sensores baseados na modulação de fase utilizam interferómetros para a determinação das variações de fase induzidas pelos mensurandos. Os interferómetros mais importantes para aplicação em sensores foram considerados na secção 1.4.1, e as técnicas de interrogação dos sensores foram analisadas sumariamente na secção 1.4.3. As técnicas de interrogação de sensores individuais que não impliquem a existência de elementos electricamente activos (por exemplo, piezoeléctricos) na cabeça dos sensores (isto é, nos interferómetros) podem, normalmente, ser utilizadas para a interrogação de sensores distribuidos numa rede. Isto é particularmente verdade para a situação em que os sensores são endereçados temporalmente, já que, neste método, cada sensor é completamente isolado do resto da rede na sequência de janelas temporais que lhe estão reservadas. Neste caso, duas técnicas de interrogação de sensores têm sido utilizadas frequentemente: numa delas, o estado do interferómetro sensor é determinado utilizando-se um segundo interferómetro (receptor) que está permanentemente sintonizado com o primeiro (o não-balanceamento destes interferómetros tem que ser muito superior ao comprimento de coerência da fonte óptica) [123]; na segunda, conjugando adequadamente a modulação sinusoidal da frequência da fonte óptica (laser semicondutor) com o não-balanceamento do interferómetro sensor, obtem-se, após processamento, um sinal eléctrico proporcional ao sinal de fase induzido no interferómetro [93].

Para a situação em que os sensores são endereçados em frequência ou em coerência, o próprio método de endereçamento proporciona a interrogação total ou parcial dos sensores da rede, como é evidente a partir das secções 2.4.2.4 e 2.4.3. Este é mais um exemplo da interdependência que existe entre os diversos aspectos da multiplexagem dos sensores de fibra óptica.

A Fig 2.8 procura ilustrar esta relação entre as várias características da rede de sensores que, em conjunto, condicionam o número máximo de sensores passíveis de serem multiplexados.

2.6 SENSORES DISTRIBUIDOS

Neste tipo de sensores a acção de uma dada grandeza de influência é determinada, em função da

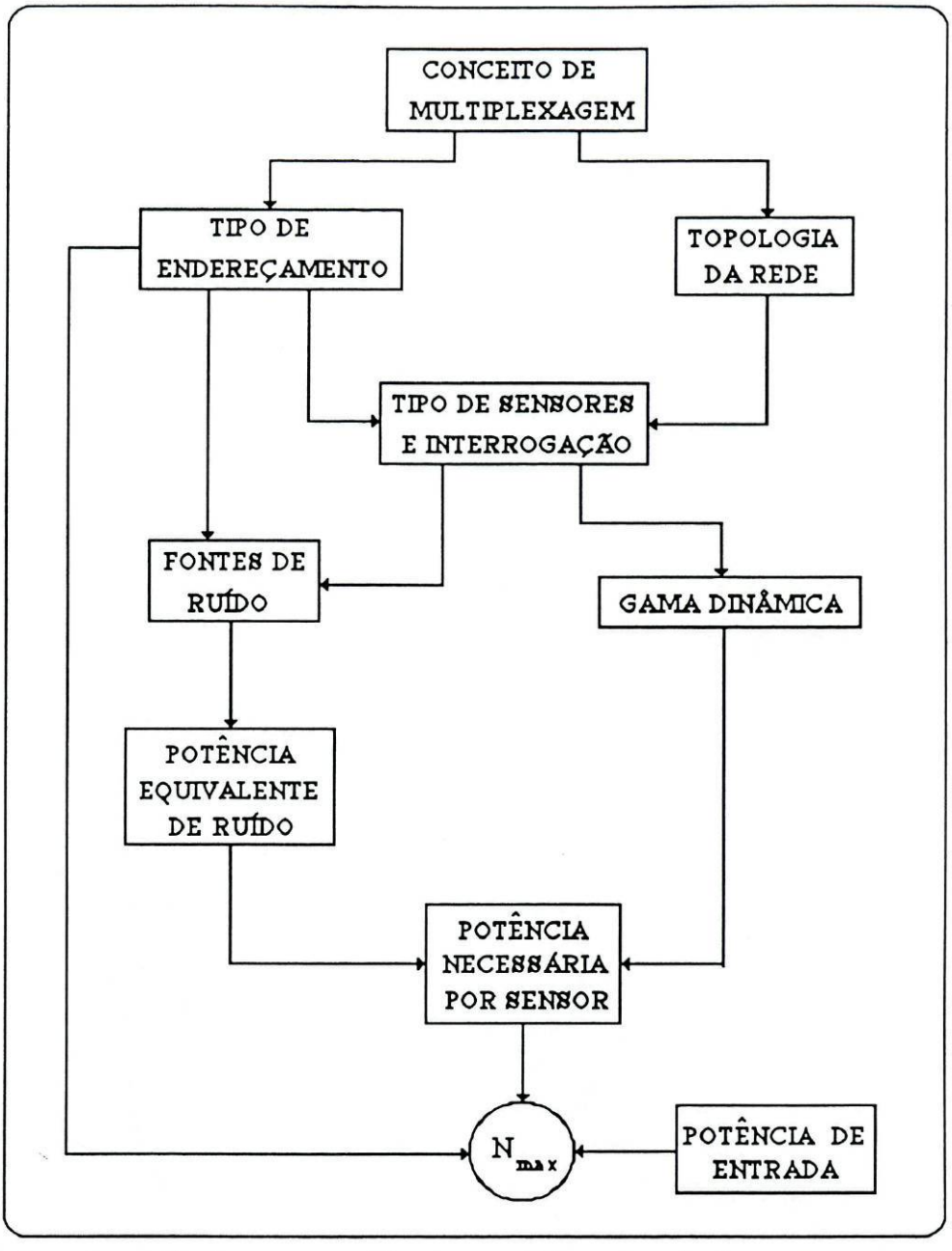

Figura 2.8. Interdependência entre as várias características da rede de sensores que determinam o número máximo de sensores, "N_{max}", que podem ser multiplexados.

distância, ao longo de uma extensão contínua de fibra óptica [81,82]. Nesta perspectiva, a fibra óptica é um elemento sensor praticamente único, já que tecnologias metrológicas alternativas não facultam esta propriedade de monitoração espacial contínua do mensurando.

A técnica base das configurações distribuidas de sensores é a do radar óptico que utiliza radiação retro-espalhada, a qual é normalmente designada por "Reflectrometria Temporal Óptica" (OTDR). A Fig 2.9 ilustra a sua implementação mais usual para a determinação da atenuação da fibra, assim como de descontinuidades nessa atenuação [129].

A radiação de um laser semicondutor pulsado é injectada no sistema através de um acoplador direccional, que também possibilita a incidência no detector de parte da radiação retro-espalhada de Rayleigh, assim como de radiação reflectida em descontinuidades ao longo da fibra (extremidades,

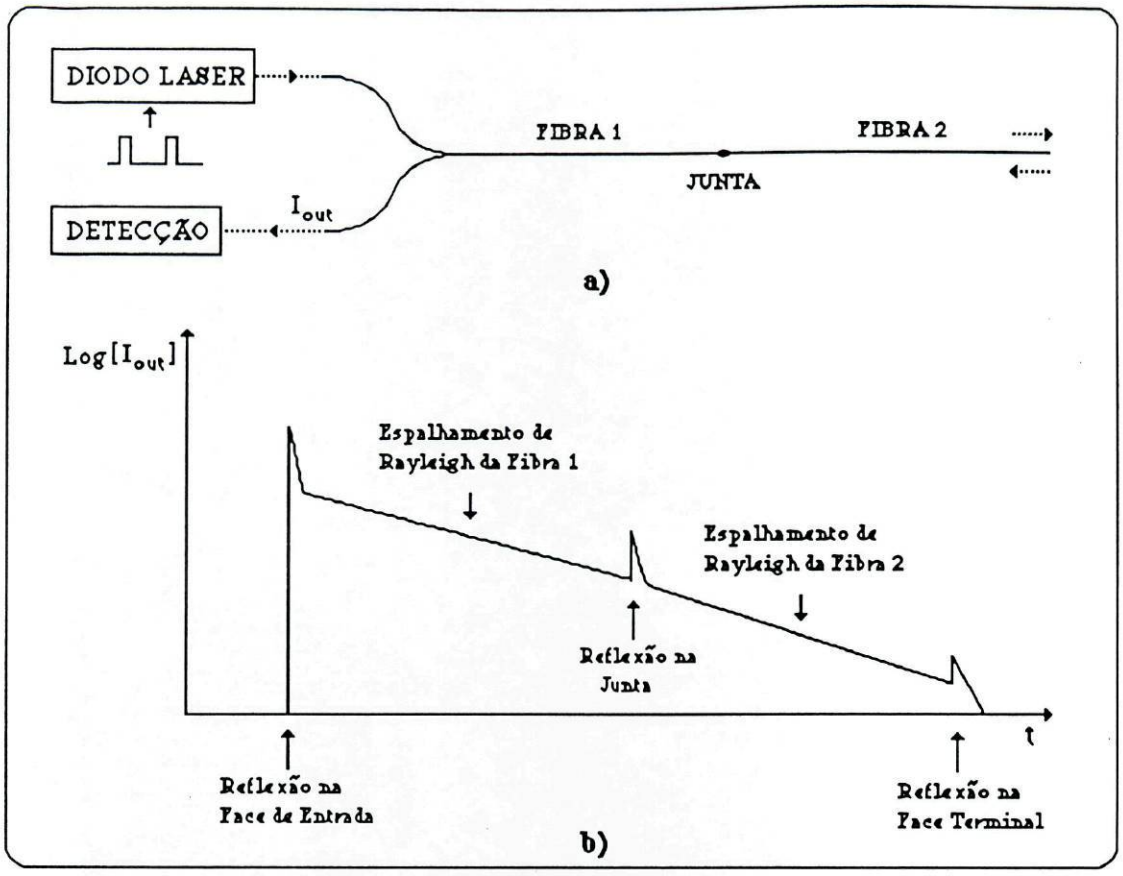

Figura 2.9. **a)** Implementação da técnica OTDR;
b) Dependência temporal de $Log[I_{out}]$.

juntas, fracturas, etc.). A monitoração da radiação retro-espalhada de Rayleigh permite, em princípio, determinar a atenuação da fibra, enquanto a localização temporal exacta das descontinuidades presentes na Fig 2.9-b possibilita a localização espacial de fracturas, juntas, etc.

A utilização da técnica OTDR para monitorar a atenuação da fibra óptica depende da constância do coeficiente de espalhamento de Rayleigh ao longo desta. No entanto, este pode variar significativamente de duas formas distintas, mesmo em fibras de geometria e composição uniformes. Por um lado, o coeficiente de espalhamento é função do estado de polarização da radiação que se propaga na fibra; por outro, depende acentuadamente da temperatura do meio ambiente que rodeia a fibra óptica. Estes dois efeitos podem ser utilizados com vantagem para se implementar sensores distribuidos. O primeiro forma a base de um método de diagnóstico conhecido como "Polarization Domain Reflectometry" (POTDR) [130,131], o qual utiliza fibra monomodo, radiação polarizada e detecção sensível ao estado de polarização da radiação retro-espalhada de Rayleigh. Esta técnica tem potencialidades para medições distribuidas de campos magnéticos (através da rotação de Faraday), de campos eléctricos (por intermédio do efeito de Kerr), da pressão hidrostática (através do efeito elasto-óptico) e da temperatura (por intermédio da dependência na temperatura do efeito elasto-óptico) [132,133]. O segundo efeito, isto é, a variação do coeficiente de Rayleigh com a temperatura, tem sido utilizado como base de um sensor distribuido de temperatura, com uma resolução melhor do que 0.2 graus, e capacidade de monitoração de várias centenas de metros com resolução espacial melhor do que 2 m [30].

O espectro da radiação retro-espalhada numa fibra de sílica apresenta uma risca central muito intensa, resultante primariamente do espalhamento de Rayleigh mas também do espalhamento de Brillouin (que origina uma risca espectral a alguns GHz da risca de Rayleigh, mas muito menos intensa do que esta, sendo portanto difícil de discriminar) e, de cada lado desta (a alguns THz), uma outra risca associada ao espalhamento de Raman. Estas riscas de Raman podem ser utilizadas para detectar perfis de temperatura ao longo de fibras ópticas convencionais, usando técnicas de OTDR convenientemente adaptadas [134]. A razão "R" das intensidades anti-Stokes (de frequência superior à da risca de Rayleigh) e de Stokes (de frequência inferior) é dada por [135]

$$R(T) = \left[\frac{\upsilon_a}{\upsilon_s}\right]^4 e^{-\frac{hc\upsilon_o}{kT}} \qquad (2\text{-}13)$$

onde "T" é a temperatura absoluta, "υ_a" e "υ_s" são as frequências ópticas das riscas anti-Stokes e Stokes, respectivamente, e "υ_o" é a frequência óptica da radiação injectada na fibra. Assim, a medição do parâmetro "R" possibilita a determinação absoluta da temperatura do meio, independentemente da potência óptica emitida pela fonte, das condições de injecção e da geometria e composição da própria fibra.

Esta técnica de Raman tem, na prática, uma limitação importante, nomeadamente o facto de as riscas de Stokes e anti-Stokes serem muito menos intensas (cerca de 20-30 dB) comparativamente à risca de Rayleigh. Assim, para se obter uma boa discriminação em frequência destas riscas sem obrigar à utilização de tempos de integração longos, torna-se necessário injectar na fibra potências ópticas elevadas, o que pode ser conseguido recorrendo a lasers semicondutores pulsados [134]. Esta técnica é utilizada num sensor comercial [136] para monitoração distribuida de temperatura, capaz de proporcionar (com tempos de integração da ordem de 20 s) uma resolução em temperatura de 1 grau, com uma resolução espacial de 1 m.

Um outro método para monitorar continuamente a acção de um dado mensurando ao longo da fibra óptica, conhecido como "Optical Frequency Domain Reflectometry" (OFDR), é conceptualmente similar à técnica descrita na secção 2.4.2.1 no contexto de redes discretas de sensores. A radiação de um laser semicondutor, cuja frequência é modulada por uma forma de onda em dente-de-serra, é injectada na fibra óptica (monomodo). O sinal de batimento, resultante da interferência da radiação reflectida na face de entrada da fibra com a radiação retro-espalhada, tem uma frequência cujo valor aumenta linearmente com a distância à face de entrada da região da fibra onde é originada a fracção da radiação retro-espalhada que está a ser analisada (equação 2-6) [105]. A resolução espacial "ΔL" que pode ser conseguida com esta técnica é dada por

$$\Delta L = \frac{c}{2n\Delta\upsilon} \qquad (2\text{-}14)$$

onde "$\Delta\upsilon$" é a amplitude da modulação da frequência da fonte óptica (Fig 2.4) e "n" é o índice de refracção do modo em que é guiada a radiação. Para certo tipo de lasers semicondutores, "$\Delta\upsilon$" pode atingir os 100 GHz sem comutação do modo longitudinal em que o laser opera. Isto significa uma

resolução espacial $\Delta L = 1$ mm, substancialmente melhor do que a que pode ser conseguida com as técnicas OTDR. Da equação 2-6 resulta que, com este valor para "ΔL" e com um período de repetição da forma de onda aplicada ao laser de 1s, o bloco de detecção tem que ter uma resolução em frequência melhor do que 1 Hz, condição facilmente satisfeita por certa gama de analisadores espectrais electrónicos. De referir que esta técnica requer a utilização de fontes ópticas de coerência elevada, no sentido de serem conseguidos sinais de interferência com visibilidade aproximadamente constante ao longo da extensão de fibra óptica que actua como elemento sensor [137].

2.7 FONTES DE RUÍDO EM REDES DE SENSORES

Numa rede de sensores de fibra óptica, a fracção da potência da fonte óptica injectada no sistema é distribuida pela rede utilizando-se juntas e conectores, acopladores direccionais, interruptores, multiplexadores de comprimento de onda, etc. Cada componente, incluindo os próprios sensores, absorve ou torna inutilizável uma certa fracção de potência óptica, tipicamente entre 0.1 dB e alguns dB. A menos que as ligações em fibra tenham vários quilómetros, as perdas de potência devidas à propagação são normalmente desprezáveis (admitindo-se que as fibras não sejam sujeitas a curvaturas excessivas). O sinal óptico proveniente do sensor "i", de potência óptica "I_{si}", é, usualmente, detectado por um fotodetector PIN, seguido por um bloco de processamento de largura de banda "B". A avaliação do balanço de potência da rede determina a potência óptica "I_{si}" disponível para cada sensor, o que, por sua vez, condiciona a sua sensibilidade e a sua gama dinâmica, como se pretendeu ilustrar na Fig 2.8. É importante salientar que o nível de ruído no receptor depende do tipo de endereçamento dos sensores a utilizar, assim como da largura de banda necessária para o processamento. Assim, como se viu atrás, em função do esquema de multiplexagem, da taxa de informação gerada pelos sensores, e da gama dinâmica e sensibilidade requeridas para estes, é possível avaliar o número máximo de sensores, "N_{max}", que podem ser distribuidos pela rede.

Existem várias fontes de ruído que condicionam a qualidade dos sinais obtidos a partir de uma rede de sensores de fibra óptica. A seguir explicitam-se as mais importantes (várias das quais são comuns às existentes quando se considera unicamente sensores individuais).

- *Ruído de Intensidade da Fonte Óptica.* As fontes ópticas apresentam flutuações na potência emitida, de valor eficaz "ΔI", em torno do valor médio "I_m". No caso dos lasers semicondutores, utilizados regularmente como fontes ópticas em sensores, a razão "$\Delta I/I_m$" é tipicamente da ordem de -100 dB/$\sqrt{Hz}$ a 100 Hz, apresentando esta razão uma dependência espectral do tipo 1/f [138]. Em sensores interferométricos, este tipo de ruído pode limitar a sensibilidade de fase a valores na gama 10^{-5}-10^{-6} rad/$\sqrt{Hz}$, para frequências de operação inferiores a 100 Hz [46]. Refira-se que o ruído de intensidade de um laser de He-Ne estabilizado pode ser 30 dB, ou mais, inferior ao valor acima citado [139].

- *Ruído de Fase da Fonte Óptica.* Se a frequência de emissão da fonte óptica não é estável, mas apresenta aflutuações com valor eficaz "$\Delta\upsilon$" em torno do valor médio "υ_o", então, quando um

sensor interferométrico com não-balanceamento "ΔL" é iluminado por esta fonte, a diferença de fase do interferómetro "$\Delta\phi$" tem flutuações dadas por

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\Delta L n}{c}\Delta\upsilon \qquad (2\text{-}15)$$

as quais são convertidas em flutuações de intensidade pela função de transferência do interferómetro (equação 1-6). Normalmente, este tipo de ruído é particularmente significativo quando a fonte óptica é um laser semicondutor, podendo implicar que, para se conseguir uma sensibilidade de fase da ordem de 10^{-6} rad/$\sqrt{\text{Hz}}$ a frequências de operação inferiores a 100 Hz, se torne necessário impor $\Delta L < 1$ mm [140]. Este exemplo ilustra o motivo por que é, normalmente, o ruído de fase o factor limitativo da sensibilidade dos sensores interferométricos (como é evidente de (2-15), este tipo de ruído pode ser reduzido mediante estabilização da frequência de emissão do laser semicondutor). Em redes de sensores, onde frequentemente existem muitos pares de caminhos entre a fonte e o detector com não-balanceamentos muito grandes, a importância relativa desta fonte de ruído depende do tipo de endereçamento utilizado. Para o endereçamento em frequência ou em coerência, a contribuição do ruído de fase é determinante, podendo determinar sensibilidades da ordem de mrad/$\sqrt{\text{Hz}}$, ou inferiores [83].

- *Ruído Induzido por Acoplamento de Radiação à Fonte Óptica.* Radiação reflectida nos componentes ópticos, na face de entrada da fibra de iluminação, assim como radiação proveniente da rede de sensores (nomeadamente quando esta é do tipo reflectivo), pode, eventualmente, ser reinjectada na cavidade da fonte óptica e originar um aumento significativo dos níveis de ruído de intensidade e de fase da radiação emitida (especialmente em lasers semicondutores monomodo) [141]. Este efeito, ilustrado na Fig 2.10, é de tal forma importante que pode inviabilizar completamente a operacionalidade do sistema. Como tal, torna-se necessário assegurar que a potência óptica reinjectada na fonte seja desprezável, o que pode ser conseguido utilizando-se isoladores ópticos de eficiência elevada (por exemplo, isoladores de efeito Faraday [52]).

- *Ruído Quântico na Fotodetecção.* O processo quântico da fotodetecção gera uma corrente eficaz de ruído "i_{shot}" dada por [42]

$$i_{shot}^2 = 2eM^2F\Re I_T B \qquad (2\text{-}16)$$

onde "e" é a carga electrónica, "M" é o ganho interno do fotodetector (M=1 se um detector PIN é utilizado), "F" é o factor de excesso de ruído do detector e "$\Re$" é a responsividade deste, que pode ser expressa como

$$\Re = \frac{\eta e}{h\upsilon} \qquad (2\text{-}17)$$

onde "η" é a eficiência quântica do detector e "h" é a constante de Planck. Dado que a corrente gerada no fotodetector e a potência óptica incidente neste são proporcionais, é possível e

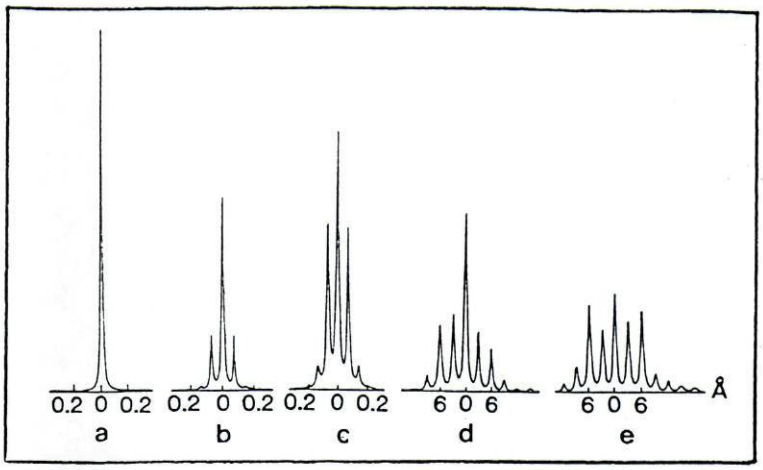

Figura 2.10. Modificação do espectro da radiação emitida por um laser semicondutor a 830 nm, em função da fracção "F" de potência óptica reinjectada na cavidade: **a)** F = 0; **b)** F = 0.041%; **c)** F = 0.06%; **d)** F = 0.3%; **e)** F = 1.5% [141].

conveniente* expressar a corrente de ruído quântico em termos de uma potência óptica equivalente de ruído. Além disso, como se observam experimentalmente sinais eléctricos (por exemplo, razões sinal/ruído em analisadores de espectros), a derivação do ruído total, resultante da combinação de fontes de ruído discretas, envolve a soma das correspondentes potências eléctricas (supondo não-correlação das fontes de ruído), as quais são proporcionais ao quadrado das potências ópticas equivalentes de ruído. Assim sendo, define-se a densidade espectral do quadrado da potência óptica de ruído quântico como

$$G_{shot} \equiv \frac{i_{shot}^2}{B\Re^2} = \frac{2I_T M^2 F h\upsilon_o}{\eta} \qquad (2\text{-}18)$$

o *Ruído Electrónico na Detecção.* Considera-se, aqui, o ruído gerado pelo primeiro andar de amplificação (o excesso de ruído gerado pelos andares de amplificação subsequentes é, normalmente, desprezável, dado que, em princípio, a amplitude do sinal é já muito superior aos níveis de ruído gerados por estes andares de amplificação), assim como o ruído quântico associado à corrente de escuridão "i_{dark}" do detector. Os valores eficazes das correntes de ruído correspondentes (à saída do detector) são dados, respectivamente, por [42,143]:

$$i_{amplif}^2 = \left[\frac{4kT}{R_f} + i_A^2\right]B \qquad (2\text{-}19)$$

$$i_{shotDark}^2 = 2ei_{dark}M^2FB \qquad (2\text{-}20)$$

onde "k" é a constante de Boltzmann, "T" a temperatura absoluta, "R_f" a resistência de

* Para o caso do ruído quântico esta conveniência analítica é bem mais fundamental. De facto, é impossível distinguir experimentalmente se a corrente de ruído é devida ao processo discreto da fotodetecção, sendo a potência óptica incidente perfeitamente estável, ou se, pelo contrário, a fotodetecção não gera ruído, sendo este o resultado de flutuações na potência óptica incidente no detector [142].

realimentação do primeiro andar de amplificação, que se assume ser de transimpedância (a configuração normalmente utilizada), e "i_A" a fonte de corrente equivalente de ruído do amplificador (é interessante notar que, na configuração de transimpedância, a fonte de tensão equivalente de ruído do amplificador não contribui para o ruído total). O quadrado da corrente total de ruído electrónico, "$i^2_{electron}$", obtem-se somando as expressões anteriores. Como foi feito com o ruído quântico, é conveniente novamente definir-se uma potência óptica equivalente de ruído, com uma densidade espectral dada por:

$$G_{electron} \equiv \frac{i^2_{electron}}{B\Re^2} = \left[\frac{h\upsilon_0}{\eta e}\right]^2\left[2ei_{dark}M^2F + \frac{4kT}{R_f} + i_A^2\right] \qquad (2\text{-}21)$$

o *Ruído de Dependência 1/f.* Como referido atrás, o ruído de intensidade e o ruído de fase da fonte óptica apresentam uma dependência espectral deste tipo. Várias outras fontes de ruído exibem uma característica deste género. É o caso, por exemplo, do ruído ambiental devido a flutuações de temperatura ou a vibrações acústicas, e o ruído de geração-recombinação nos semicondutores [42]. Regra geral, este tipo de ruído é extremamente difícil de caracterizar analiticamente, e é o factor limitativo da sensibilidade dos sensores da rede a baixas frequências.

o *Ruído Termodinâmico.* Este tipo de ruído é devido às flutuações térmicas das fibras, dos componentes ópticos (prismas, espelhos, etc.), dos piezoeléctricos e de quaisquer outros materiais em contacto com estes elementos. As suas características têm sido alvo de estudos recentes [144-146], os quais indicam que a sensibilidade de fase (para o caso dos sensores interferométricos) é limitada a valores da ordem de 10^{-6}-10^{-7} rad/$\sqrt{Hz}$.

Outras fontes de ruído mais específicas poderiam ter sido referidas. É o caso, no âmbito dos sensores interferométricos, da combinação coerente dos feixes de sinal e de referência num interferómetro receptor com radiação espalhada ao longo da propagação através do meio onde o interferómetro se encontra, ou com reflexões residuais originadas nas interfaces dos componentes ópticos [147].

De uma forma geral, se é possível definir para a fonte de ruído "x" uma densidade espectral de potência de ruído, "$G_x(f)$", então é relativamente fácil avaliar quantitativamente a sensibilidade dos sensores da rede, e assim, para um dado balanço de potência e uma largura de banda requerida, a respectiva gama dinâmica. Para os casos do ruído quântico e electrónico tem-se expressões para "$G_x(f)$" o que, para redes de sensores baseados na modulação da intensidade da radiação, é por si só suficiente para se obter bons resultados quantitativos (especialmente para frequências não muito baixas). No entanto, para redes de sensores interferométricos (ou polarimétricos) é essencial obter-se expressões para a densidade espectral do ruído de fase "$G_{Phase}(f)$", dado que, muito frequentemente, é esta a fonte de ruído dominante. O problema não é fácil, dado que, em geral, "$G_{Phase}(f)$" depende não só das características da fonte óptica, mas também das propriedades topológicas da rede de sensores [83]. Têm sido encontradas soluções para certas configurações, algumas das quais serão consideradas em capítulos posteriores.

2.8 COMENTÁRIO FINAL

Muitos e variados esquemas de multiplexagem de sensores de fibra óptica têm sido investigados e descritos na literatura. Frequentemente, são apresentados trabalhos que se podem classificar como de "demonstração de princípio", onde o ênfase é posto nas propriedades qualitativas dos esquemas estudados. Esta perspectiva é provavelmente consequência de esta ser uma área nova de investigação e de desenvolvimento tecnológico. Aspectos quantitativos, como sejam o balanço de potência da rede, avaliação das densidades espectrais das fontes de ruído mais importantes presentes no sistema, com a decorrente determinação da sensibilidade e gama dinâmica dos sensores (assim como do número de sensores que podem ser multiplexados), níveis de "crosstalk" intrínseco e extrínseco entre sensores, etc., têm sido, em muitos casos, negligenciados. De igual forma, não tem sido dada a devida relevância à sistematização das vantagens e desvantagens relativas dos diversos tipos de multiplexagem, nem à determinação das propriedades dos sistemas em que o endereçamento dos sensores é misto (por exemplo, a combinação, numa mesma rede de sensores, do endereçamento temporal e em frequência). Este permite, em princípio, multiplexar um número mais elevado de sensores. É também limitado o estudo que tem sido feito de redes recursivas, isto é, redes que à custa de um aumento do "crosstalk" intrínseco do sistema (que pode ou não ser aceitável), permitem uma redução substancial do número de componentes passivos (ex: acopladores direccionais) necessários para as implementar.

Os aspectos atrás referidos indicam que se torna necessário desenvolver uma teoria mais geral e completa da multiplexagem dos sensores de fibra óptica, que permita, de uma forma sistemática, a modelização das redes de sensores com vista à sua optimização.

Numa primeira fase, as redes de sensores eram iluminadas por fontes ópticas com comprimento de onda em torno da primeira janela de transmissão da fibra óptica ($\lambda \approx$ 750-800 nm); actualmente, e certamente com tendência a acentuar-se no futuro próximo, a utilização de fontes ópticas estabilizadas em frequência com comprimento de onda em torno de 1300 nm é cada vez mais atractiva, dado que permite tirar partido da menor atenuação que a fibra óptica apresenta neste comprimento de onda. Isto permitirá a utilização de extensões mais longas de fibra, e, assim, a operação remota das redes de sensores. Por outro lado, no contexto de redes de sensores interferométricos, é necessário realizar trabalho no sentido de se controlar o estado de polarização da radiação que se propaga no sistema, evitando-se os erros de leitura decorrentes das flutuações desse estado (flutuações essas induzidas por causas diversas, como sejam, por exemplo, a curvatura e a torção das fibras constituintes da rede). Resultados recentes indicam que este problema de "polarization fading" pode ser ultrapassado para o caso de interferómetros em reflexão, por exemplo do tipo Michelson (ver Capítulo 9).

O facto de os sistemas de comunicação coerente (e também as redes locais de fibra óptica) estarem, em certas áreas, tecnicamente próximos dos sistemas de sensores de fibra óptica, é de importância fundamental para o desenvolvimento consistente destes últimos, pois torna acessível uma gama variada de componentes (lasers estabilizados, isoladores ópticos, acopladores direccionais, fibras laser, etc.) que de outra forma não seria possível desenvolver, atendendo ao nível reduzido de recursos que esta actividade nos sensores ainda envolve.

A multiplexagem dos sensores de fibra óptica é uma área de investigação que se tem desenvolvido, até ao presente, utilizando conceitos, métodos e técnicas derivados, regra geral, das áreas de radar e das redes de sistemas eléctricos. É bem provável que, no futuro, esta tendência se altere. Como se viu neste capítulo, a multiplexagem no comprimento de onda é um conceito que assenta fundamentalmente nos princípios da óptica e que, dadas as suas características, é promissora como suporte conceptual para a implementação de redes de sensores de fibra óptica. As dificuldades presentes em termos de acessibilidade de componentes com as propriedades desejáveis serão certamente ultrapassadas no curto ou no médio prazo, atendendo ao rápido desenvolvimento de tecnologias avançadas para o fabrico desses componentes, incluindo dispositivos integrados (ver Capítulo 9). Assim sendo, é previsível que a característica única da fibra óptica, que consiste na combinação das suas propriedades sensoriais com a sua capacidade de propagação guiada do sinal para o bloco de processamento, seja no futuro plenamente realizada, possibilitando a aplicação de redes de sensores ópticos nas mais variadas áreas da instrumentação.

2.9 ENQUADRAMENTO DOS CAPÍTULOS SEGUINTES

Nos capítulos seguintes descreve-se um conjunto de conceitos relativos à multiplexagem de sensores de fibra óptica, os quais foram investigados em termos da sua modelização, assim como da sua implementação laboratorial e respectiva caracterização.

No capítulo 3, é estudado um esquema de multiplexagem baseado no endereçamento temporal de sensores interferométricos (interferómetros de Michelson) integrados numa topologia em árvore; descreve-se um sistema híbrido que permite a determinação, com referenciação, das correntes eléctricas derivadas das três fases da rede de distribuição de potência eléctrica.

No capítulo 4, descreve-se o estudo teórico e experimental efectuado sobre uma topologia escada transmissiva, em que os sensores (interferómetros de Mach-Zehnder) são endereçados através duma combinação dos endereçamentos temporal e em frequência.

No capítulo 5, é estudado detalhadamente o endereçamento em frequência de sensores interferométricos, derivando-se resultados quantitativos sobre sensibilidades primárias possíveis, sobre níveis de "crosstalk" entre sensores devidos a várias causas, sobre técnicas de redução dos níveis de ruído presentes no sistema, etc. Descreve-se uma arquitectura mista resultante da combinação duma topologia em árvore com uma topologia tipo Michelson para os interferómetros, a qual resulta na insensibilidade das fibras de iluminação e de retorno às acções de grandezas de influência indesejáveis.

No capítulo 6, descreve-se o estudo teórico e experimental duma topologia escada reflectiva, em que os sensores (interferómetros de Michelson) são endereçados temporalmente e o seu estado é determinado utilizando técnicas de coerência. A iluminação do sistema é efectuada por um laser semicondutor multimodo.

No capítulo 7, apresenta-se a análise efectuada sobre uma topologia série transmissiva implementada em fibra birrefringente, sendo os sensores (interferómetros polarimétricos do

tipo Mach-Zehnder) endereçados em coerência.

Finalmente, no capítulo 8, é descrita uma técnica inovadora para interrogar cavidades ópticas (interferómetros de Fabry-Pérot) de dimensões muito reduzidas, em que se utilizam princípios desenvolvidos para o endereçamento temporal dos sensores. Vários esquemas de desmodulação dos sinais da cavidade são investigados. As aproximações envolvidas no processo de se utilizar a função de transferência típica da interferência de duas ondas para descrever a função de transferência destas cavidades ópticas são avaliadas quantitativamente.

3

MULTIPLEXAGEM TEMPORAL DE SENSORES INTERFEROMÉTRICOS DISTRIBUIDOS EM ÁRVORE

3.1 CARACTERIZAÇÃO DO ESQUEMA DE MULTIPLEXAGEM

3.2 IMPLEMENTAÇÃO EXPERIMENTAL DA REDE DE SENSORES

3.3 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E RESPECTIVA AVALIAÇÃO

3.4 INTEGRAÇÃO DE SENSORES HÍBRIDOS NA REDE

O endereçamento temporal de sensores de fibra óptica, nomeadamente sensores interferométricos, é uma técnica que tem sido utilizada frequentemente para multiplexar sensores distribuidos numa rede, dado as suas características serem globalmente favoráveis (secção 2.4.1). Por outro lado, como se viu na secção 2.3, a rede de sensores necessita de ser organizada segundo padrões topológicos apropriados. Tradicionalmente, a configuração escada transmissiva (Fig 2.2) tem vindo a ser utilizada na multiplexagem de sensores endereçados temporalmente [84]. Provavelmente, a sua popularidade estará relacionada com o facto de o comprimento de fibra necessário para implementar o endereçamento temporal de "N" sensores ser uma função linear de "N". No entanto, uma desvantagem significativa desta topologia reside em que a distribuição equitativa de potência óptica pelos sensores da rede exige acopladores direccionais dedicados a cada aplicação particular, dado que a razão de acoplamento destes é uma função de "N".

Quando os sensores se distribuem numa topologia em árvore, a condição de distribuição equitativa de potência óptica é conseguida utilizando-se acopladores direccionais todos iguais, e com uma razão de acoplamento independente de "N", o que significa que a rede de sensores pode ser facilmente expandida. A desvantagem desta configuração está em que o comprimento de fibra necessário para se implementar o endereçamento temporal de "N" sensores não é uma função linear de "N", donde a necessidade de se utilizar comprimentos totais de fibra muito significativos quando "N" aumenta. No entanto, como se verá na secção 3.1, para configurações com pequeno número de sensores (por exemplo, $N < 16$) a diferença entre as duas topologias aqui referidas, no que diz respeito ao comprimento total de fibra necessário para a implementação da multiplexagem temporal, não é muito significativa.

Neste capítulo, é estudado o endereçamento temporal de sensores interferométricos do tipo Michelson, distribuidos numa topologia em árvore. Particular atenção será dada à análise dos factores que condicionam a sensibilidade dos sensores. Considera-se, de seguida, um sensor híbrido, misto de um sensor interferométrico (interferómetro de Michelson) e de um sensor eléctrico

(transformador de corrente), destinado à medição das correntes eléctricas da rede de distribuição de potência. Finalmente, descreve-se o modo como o esquema de multiplexagem estudado foi utilizado para suportar estes sensores híbridos, com o objectivo da determinação, com referenciação, das correntes eléctricas das três fases da rede de potência.

3.1 CARACTERIZAÇÃO DO ESQUEMA DE MULTIPLEXAGEM

A topologia em árvore é optimizada se o número de sensores que nela se distribuem é $N = 2^i$ (i = 1,2,3,...). A Fig 3.1. mostra a estrutura da rede, quando os sensores que esta suporta são endereçados temporalmente (como exemplo, considera-se N=8). Entre sensores adjacentes, a diferença de tempo de percurso da radiação corresponde a uma linha de atraso de fibra óptica com comprimento "L_d".

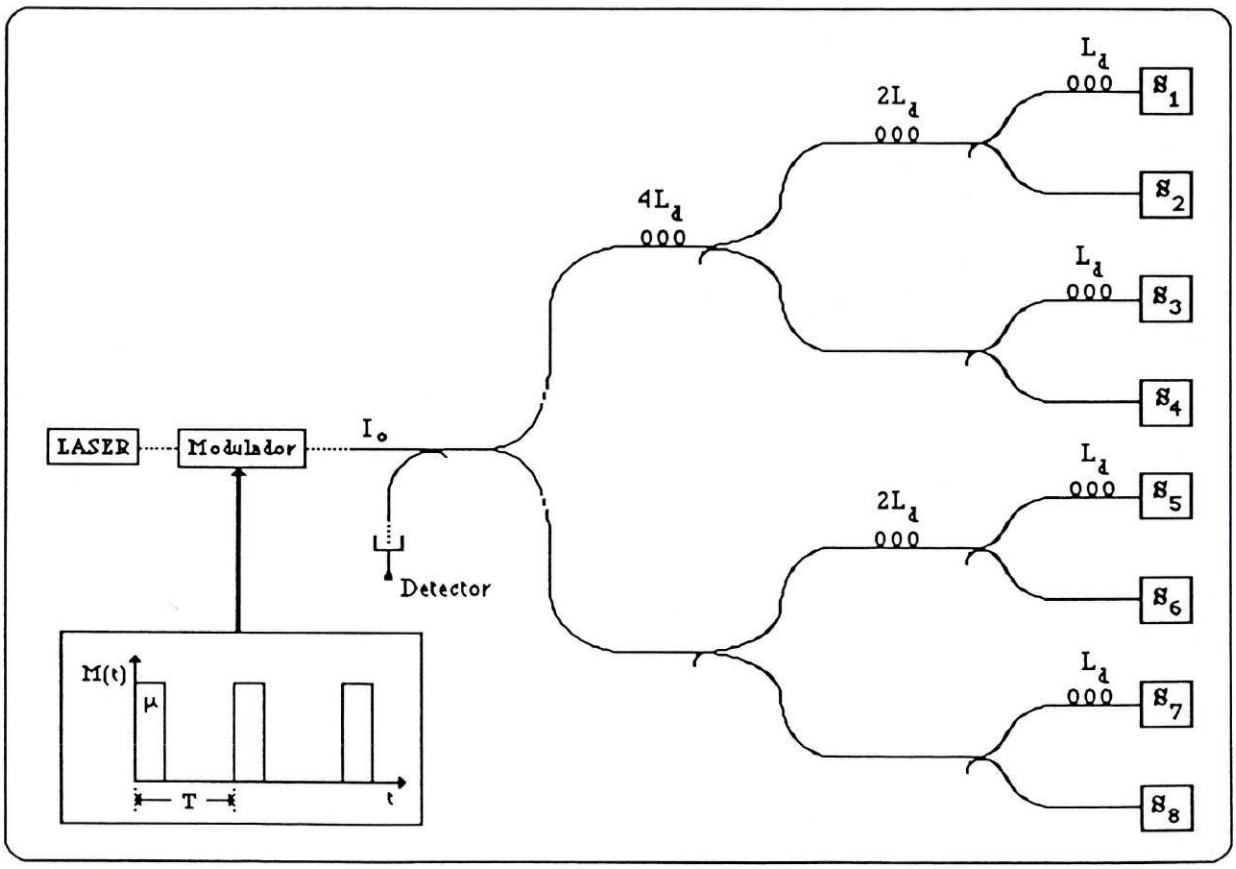

Figura 3.1. Endereçamento temporal de sensores distribuidos numa topologia em árvore (o coeficiente de divisão nominal dos acopladores é 1/2).

A implementação do endereçamento temporal dos sensores exige que as duas condições básicas seguintes sejam satisfeitas:

i) A duração"μ" dos impulsos ópticos injectados no sistema deve ser suficientemente curta, de forma a que os retornos dos diversos sensores não se sobreponham no detector;

ii) A periodicidade "T" destes impulsos deve ser suficientemente longa, de forma a que o impulso proveniente do sensor mais distante atinja o detector antes do impulso proveniente do sensor da rede mais próximo deste.

Estas duas condições podem ser expressas matematicamente da forma seguinte:

$$\frac{2nL_d}{c} \geq \mu \tag{3-1}$$

$$T \geq \frac{2(N-1)nL_d}{c} + \mu \tag{3-2}$$

A potência média injectada na fibra é (supondo impulsos rectangulares)

$$I_o = \frac{\mu}{T} I_{pico} = \frac{I_{pico}}{N} \tag{3-3}$$

onde a última expressão se obtem quando se considera as igualdades em (3-1) e (3-2) - condição óptima em termos da maximização da potência óptica injectada no sistema -, e "I_{pico}" é a potência óptica de pico injectada na fibra. Na fig. 3.1, a modulação da potência óptica obtem-se aplicando o sinal "M(t)" a um modulador óptico, por exemplo, uma célula de Bragg; em princípio, quando a fonte óptica é um laser semicondutor, é possível aplicar o sinal "M(t)" directamente à sua corrente de injecção. Este assunto será considerado mais adiante.

No endereçamento temporal, cada um dos sensores é, de facto, amostrado no tempo. Assim, a recuperação completa da informação proveniente de cada um dos sensores exige que o período de amostragem, "T", satisfaça a seguinte condição [148]

$$T \leq \frac{1}{2f_{max}} \tag{3-4}$$

onde "f_{max}" é a componente espectral de frequência mais elevada dos sinais provenientes dos sensores da rede.

Na situação em que a potência óptica média injectada na fibra é máxima, a sequência de impulsos de retorno incidentes no detector tem um factor de forma praticamente unitário, isto é, o impulso proveniente do sensor "i+1" surge imediatamente após o fim do impulso proveniente do sensor "i". Desta forma, para se reduzir o "crosstalk" entre sensores adjacentes, a largura de banda "B_D" do bloco de detecção e amplificação deve ser suficientemente elevada, de forma a permitir a resolução de uma fracção de "T", por exemplo, T/20. Atendendo à relação aproximada $B_D t_r \approx 0.35$ [143], onde o tempo de subida "t_r" do impulso se assume como sendo T/20, obtem-se, a partir de (3-1),

$$B_D \geq \frac{7c}{2nL} \tag{3-5}$$

Provavelmente, a característica mais interessante da topologia em árvore tem a ver com o facto de que, para se satisfazer a condição de distribuição equitativa de potência óptica pelos sensores, se poderem utilizar acopladores iguais ao longo de toda a rede, e com uma razão de acoplamento de potência 1/2, que é a situação mais favorável em termos da maximização da potência de retorno dos sensores.

Uma outra propriedade da topologia que é interessante analisar consiste em averiguar o comprimento total de fibra que é necessário dispôr-se para se implementar o endereçamento temporal de "N" sensores. É fácil concluir-se que a disposição de linhas de atraso exemplificada na

Fig 3.1 é a que proporciona a menor extensão total de fibra, "L_t", necessária para multiplexar "N" sensores, sendo esta dada por:

$$L_t = \frac{NL_d}{2} Log_2 N \qquad (3\text{-}6)$$

Uma outra disposição das linhas de atraso, que separam temporalmente os sinais provenientes dos diversos sensores, consiste em colocar, imediatamente antes do sensor "i", uma linha de atraso com comprimento $(i\text{-}1)L_d$, i = 1,2,3,...N. Neste caso, tem-se

$$L_t = L_d \sum_{j=1}^{N-1} j = \frac{L_d}{2} (N\text{-}1)N \qquad (3\text{-}7)$$

Em comparação, o endereçamento temporal de sensores na topologia série reflectiva (Fig 2.2) requer $L_t = (N\text{-}1)L_d$. Como exemplo, para N = 8, esta expressão dá $L_t = 7L_d$, enquanto de (3-6) e (3-7) se obtem $L_t = 12L_d$ e $L_t = 28L_d$, respectivamente. Na Fig 3.2 representa-se L_t/L_d, em função de "N", para os casos da topologia em árvore (situação óptima - expressão 3-6) e série reflectiva.

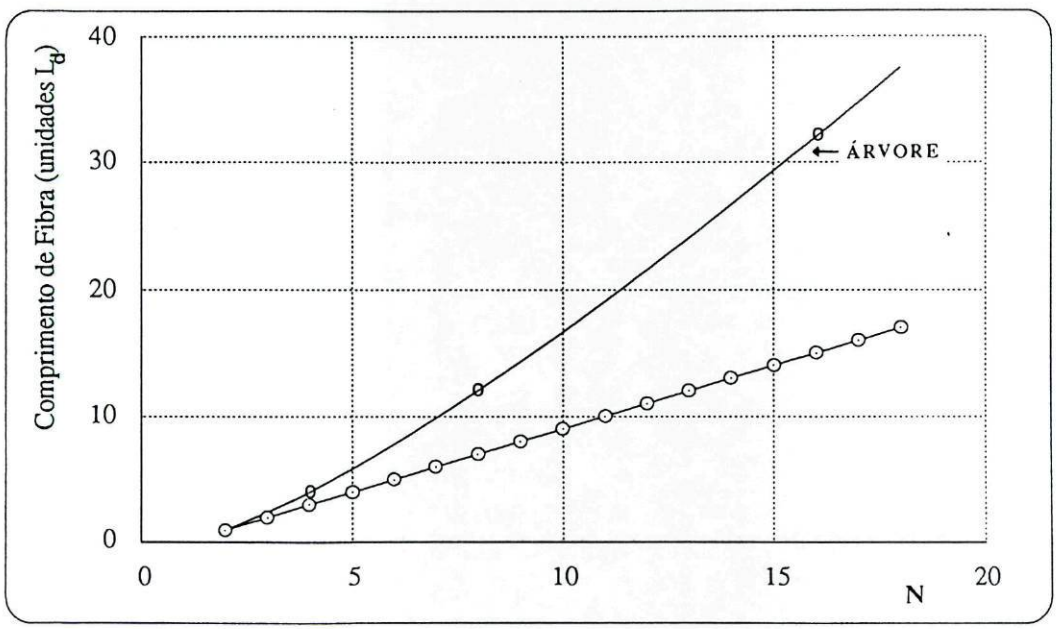

Figura 3.2. Extensão total de fibra (em unidades "L_d") necessária para a implementação do endereçamento temporal de "N" sensores nas topologias árvore e série reflectiva.

Admitindo que o bloco de detecção tem uma largura de banda B_D = 10 MHz, de (3-5) e (3-6) resulta que o comprimento mínimo de fibra óptica necessário para multiplexar 8 sensores é L_t = 840 m.

A potência média de retorno de cada sensor (desprezando perdas na rede devidas a acopladores, juntas, etc.) é

$$I_s = \frac{\mu\alpha}{4N^2T} I_{pico} \qquad (3\text{-}8)$$

onde "α" é a perda de potência que ocorre nos sensores (por exemplo, se estes são do tipo interferómetro de Michelson, o valor máximo teórico de "α" é 1/2).

3.2 IMPLEMENTAÇÃO EXPERIMENTAL DA REDE DE SENSORES

A topologia em árvore da rede de sensores com endereçamento temporal foi implementada para N = 4 (Fig 3.3). Os sensores eram interferométricos, do tipo Michelson.

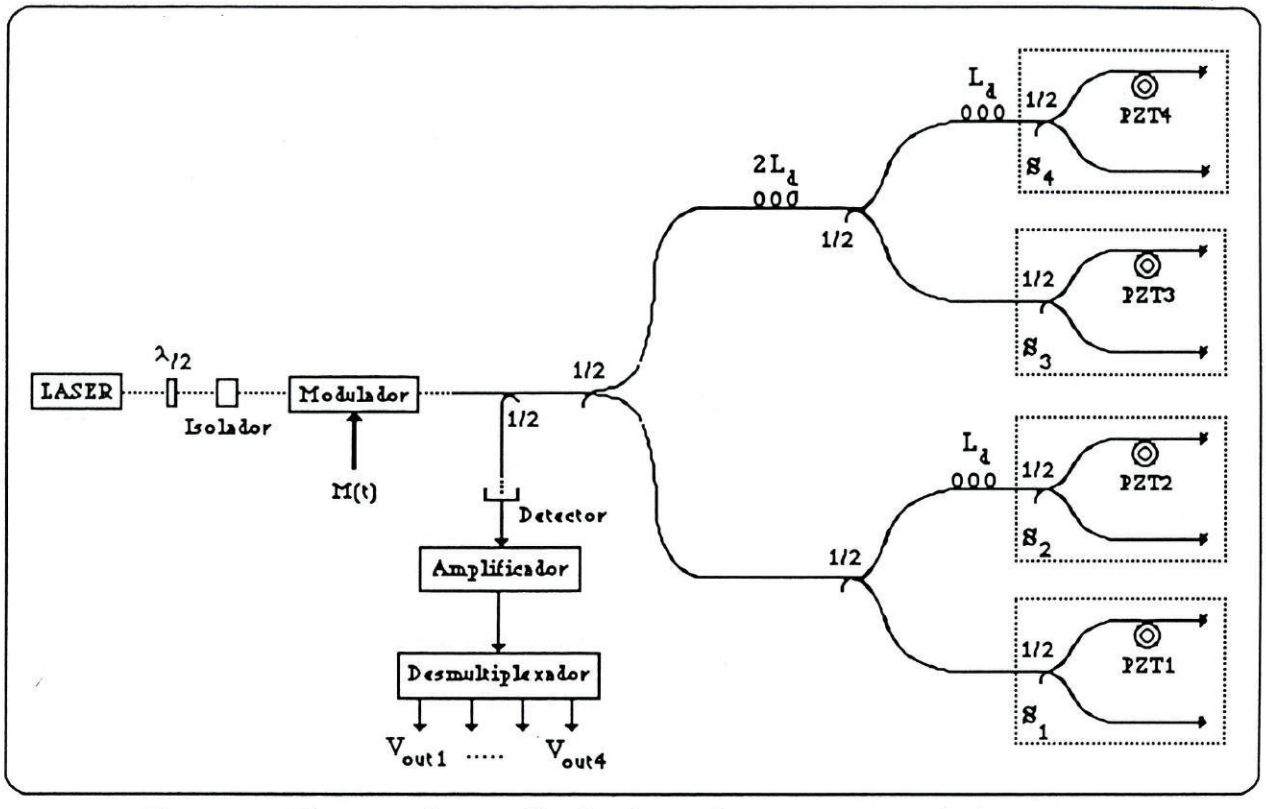

Figura 3.3. Esquema da experiência efectuada para testar a rede de sensores.

A fonte era um laser semicondutor (Sharp LT024), emitindo a 780 nm, tendo uma corrente de limiar de i_{th} = 65 mA, e proporcionando uma potência óptica de 20 mW num único modo longitudinal quando operado a i = 87 mA. Dado que a topologia é do tipo reflectivo, o isolamento óptico da fonte é essencial para se obter resultados consistentes. Para tal, utilizou-se um isolador do tipo Faraday, tendo a lâmina de λ/2 a função de rodar o estado de polarização linear da radiação emitida pela fonte, no sentido de ser maximizada a transmissão de potência óptica pelo isolador. A modulação da potência óptica injectada no sistema foi efectuada por uma célula de Bragg (Coherent Associates, modelo 305D), à qual se aplicou o sinal "M(t)" (Fig 3.2). A eficiência de difracção da potência óptica da ordem zero para a ordem 1 (para a qual a óptica de injecção da radiação na fibra de iluminação dos sensores estava alinhada) foi avaliada como sendo de 80%. O comprimento de fibra "L_d" tinha o valor de 115 m, sendo de 4 μs o período da onda aplicada ao modulador, com um factor de forma, "μ/T", variável entre 1/4 (valor máximo possível) e 1/8. Para o caso N = 4, o conjunto destes valores satisfaz as condições para o endereçamento temporal de sensores expressas na secção anterior.

O não-balanceamento óptico dos interferómetros de Michelson era de 4±0.2 cm. As extremidades das fibras ópticas que constituiam os braços destes interferómetros foram espelhadas por um processo descrito no Apêndice A. A eficiência do espelhamento (definida como o factor de aumento de potência óptica acessível na extremidade livre do acoplador direccional associado a cada um dos

interferómetros, relativamente ao caso em que se tem somente a reflexão de Fresnel na interface vidro/ar - ≈ 3.3%) foi determinada como sendo aproximadamente 23, 27, 29 e 29 para os interferómetros 1,2,3 e 4, respectivamente (o máximo teórico é ≈ 30). Sinais de teste eram induzidos nos interferómetros por intermédio de moduladores piezoeléctricos (PZT's) [46,149] (no Apêndice B, descreve-se uma técnica para a determinação das eficiências de moduladores piezoeléctricos). As eficiências foram avaliadas como sendo 0.37 rad/V, 0.32 rad/V, 0.23 rad/V e 0.37 rad/V (a 1 kHz) para os PZT's 1, 2, 3 e 4, respectivamente.

A Fig 3.4 mostra o bloco de detecção e amplificação que foi implementado. O detector e o preamplificador, integrados numa única pastilha de silício, eram seguidos por dois andares de amplificação, tendo o primeiro um ganho variável. O ganho total do receptor era, assim, ajustável no intervalo [0.34,1.94] V/W, para uma largura de banda de 7 MHz, e um nível de ruído à saída (expresso em termos de uma potência óptica equivalente de ruído ao quadrado - secção 2.7) de $G_{receptor}(f = 20\ Hz) = 4 \times 10^{-23}\ W^2/Hz$, $G_{receptor}(f = 1\ kHz) = 7.9 \times 10^{-24}\ W^2/Hz$.

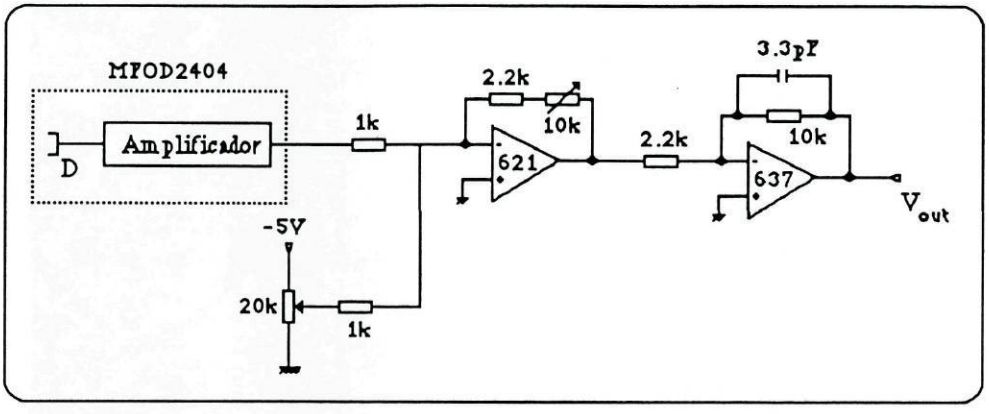

Figura 3.4. Esquema do bloco de detecção e amplificação.

A função do desmultiplexador na Fig 3.3 consiste em transformar a sequência de impulsos, provenientes da rede, em quatro sequências paralelas, cada uma delas com os impulsos modulados somente por um dado sensor da rede. No Apêndice C descreve-se os detalhes da sua implementação.

Devido ao desmultiplexador, o nível de ruído à saída de cada canal aumentou de 4 dB relativamente ao nível de ruído à saída do receptor. Assim, $G_{electron}(f = 20\ Hz) = 1.0 \times 10^{-22}\ W^2/Hz$, $G_{electron}(f = 1\ kHz) = 2.0 \times 10^{-23}\ W^2/Hz$.

3.3 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E SUA AVALIAÇÃO

Na Fig 3.5 mostra-se um trem de impulsos proveniente dos sensores da rede. Como se referiu na secção 3.1, seria de esperar que a potência de retorno de cada um dos sensores da rede fosse idêntica para todos eles. No entanto, outros factores contribuiram para que isso não acontecesse, nomeadamente: as eficiências de espelhamento das extremidades dos interferómetros não eram todas iguais; o factor de divisão de potência dos acopladores - nominalmente 50 % a 780 nm - não era igual para todos eles, mas variava entre 47% e 53%; as juntas por fusão introduziam perdas adicionais que se situavam no intervalo 0.2-0.6 dB por junta; as perdas devidas à atenuação das fibras (3 dB/km).

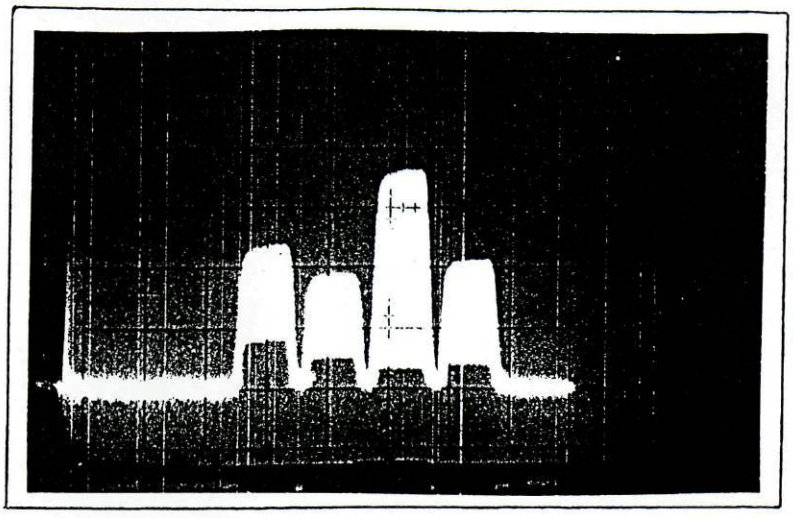

Figura 3.5. Trem de impulsos proveniente dos sensores da rede (1V/div; 1 μs/div).

Na situação da Fig 3.5, os interferómetros estavam a ser modulados de forma a ser varrida toda a sua função de transferência, o que é visualizado pelo facto de cada impulso aparecer "branco" entre certos limites. Isto permite determinar a visibilidade de cada um dos interferómetros, que se situava, tipicamente, no intervalo [30-80]%, apresentando flutuações no tempo. Este fenómeno é devido às flutuações do estado de polarização das ondas que interferem à saída dos interferómetros, flutuações essas induzidas por variações de temperatura, por torção e curvatura das fibras, etc. Obviamente, as flutuações da visibilidade dos sinais dos interferómetros implicam numa correspondente instabilidade da sensibilidade e gama dinâmica dos sensores.

Foi referido na secção 3.1 que a modulação da radiação necessária para a implementação do endereçamento temporal poderia, em princípio, ser efectuada pela modulação directa da corrente de injecção do laser semicondutor pelo sinal "M(t)" (Fig 3.1). A Fig 3.6 ilustra o que acontece quando isso é efectuado.

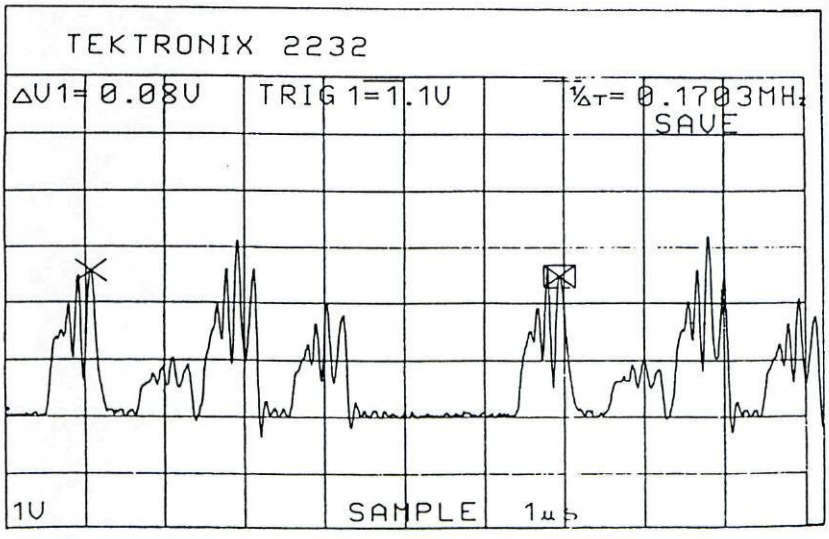

Figura 3.6. Sequência de impulsos à saída do sistema quando a modulação da radiação é efectuada através da modulação da corrente de injecção do laser semicondutor.

Observa-se que, mesmo sem se aplicar qualquer sinal aos interferómetros, aparecem franjas de interferência. Isso é devido ao facto de que, quando o laser é comutado por um dado impulso, a frequência "υ" de emissão óptica do laser variar até se atingir o valor estável "υ_0", o que, em conjunção com o não-balanceamento dos interferómetros, origina variações de fase dadas por (2-11), e assim as correspondentes franjas à saída dos mesmos. A frequência "f" destas franjas não é constante, aumentando de início até se atingir um valor máximo, decrescendo de seguida até se tornar nula quando a frequência óptica do laser estabiliza. Este efeito traz consequências negativas, nomeadamente as seguintes: i) a potência de sinal dos sensores na banda de base é reduzida, já que uma fracção do sinal irá aparecer a frequências mais elevadas, nomeadamente como sub-portadora da frequência "f" das franjas; ii) o aparecimento de flutuações aleatórias da frequência de emissão da fonte óptica, as quais se traduzem num aumento do ruído de fase presente no sistema (equação 2-15). Estes dois efeitos conjugam-se no sentido de diminuir substancialmente a sensibilidade dos sensores da rede, como aliás será evidente a partir de resultados a apresentar no próximo capítulo.

O funcionamento do desmultiplexador descrito no Apêndice C é ilustrado na Fig 3.7.

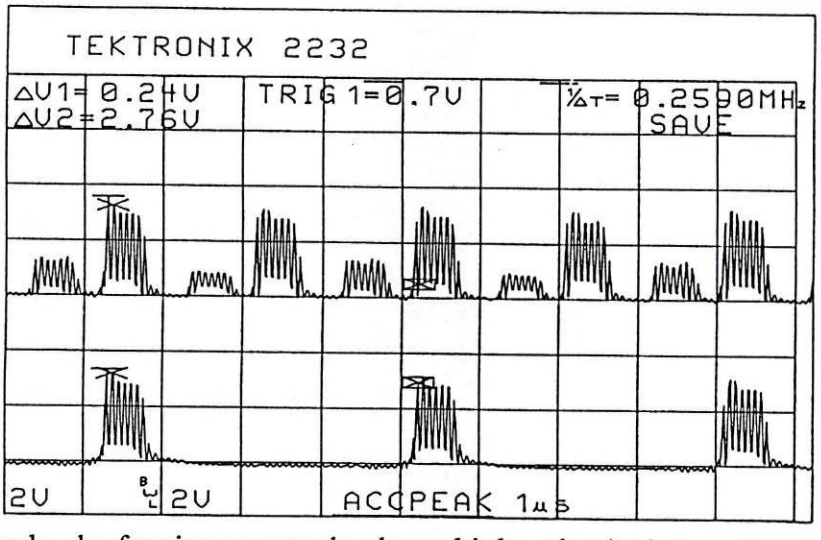

Figura 3.7. Exemplo do funcionamento do desmultiplexador (todos os sensores modulados): em cima - sequência de impulsos à entrada; em baixo - saída associada ao sensor 1.

Resultados relativos à sensibilidade dos sensores e níveis de "crosstalk" entre eles são apresentados na Fig 3.8. Na Fig 3.8-a mostra-se a saída do canal 1, quando um sinal com uma amplitude de pico de 100 mrad a 3 kHz é aplicado ao interferómetro 1 em quadratura; com este sinal aplicado ao sensor 1 e nenhum sinal aplicado ao sensor 3, a Fig 3.8-b mostra a saída do canal 3 (também com o interferómetro 3 em quadratura); as figuras 3.8-c e 3.8-d mostram a situação inversa, isto é, nenhum sinal aplicado ao interferómetro 1, e um sinal a 3 kHz com 100 mrad de amplitude de pico aplicado ao interferómetro 3 (ambos os interferómetros em quadratura). A potência média de retorno para os sensores 1 e 3 foi determinada como sendo aproximadamente 0.7 μW e 1 μW, respectivamente, tendo ambos visibilidades similares (≈ 70 %).

Da fig. 3.8 obtem-se os valores de 46 $\mu rad/\sqrt{Hz}$ e 41 $\mu rad/\sqrt{Hz}$ para as sensibilidades dos sensores 1 e 3, respectivamente. A partir da equação (2-2) e dos gráficos da figura retira-se que o "crosstalk" do

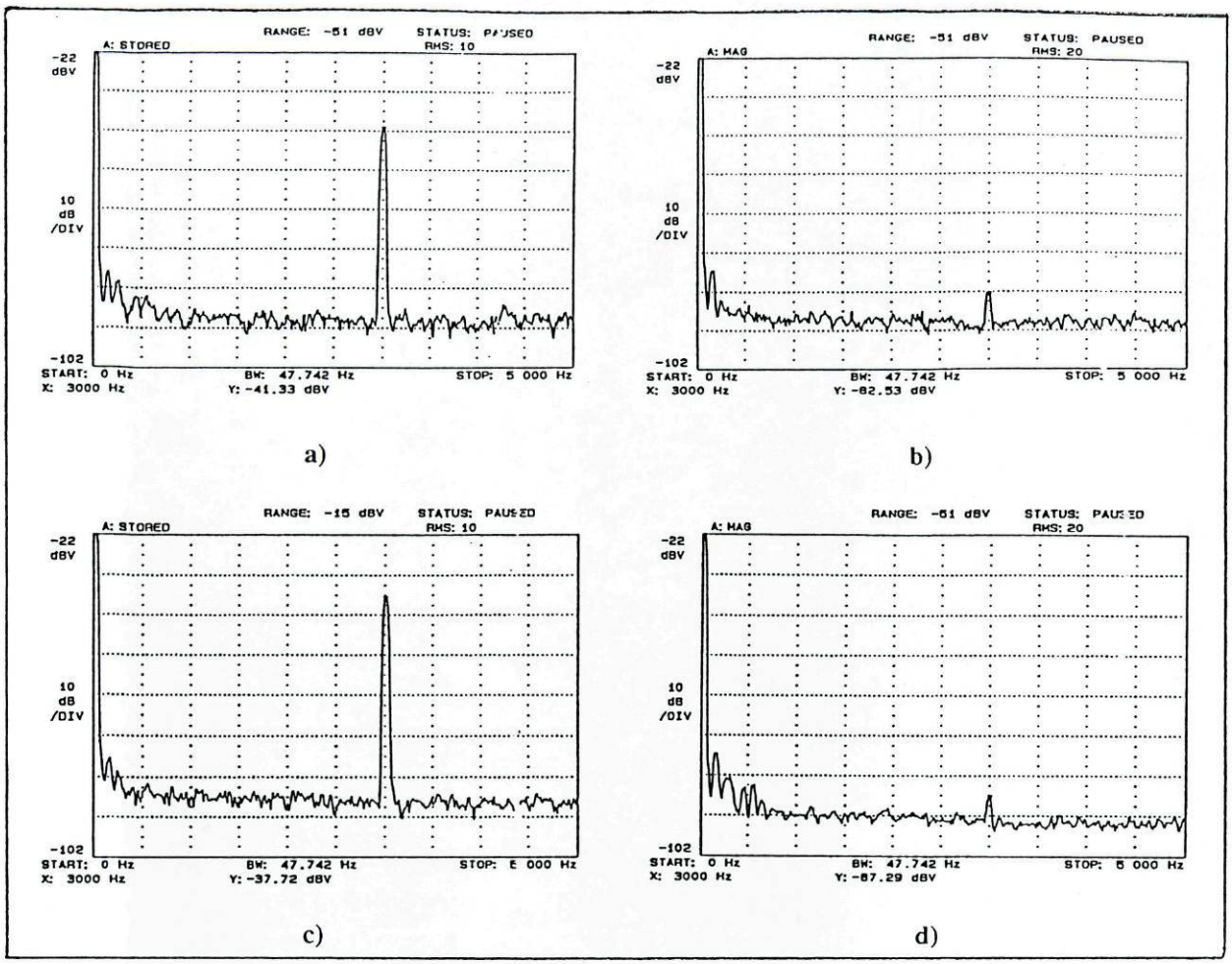

Figura 3.8. **a)** Saída do canal 1 quando um sinal a 3 kHz e com uma amplitude de pico de 100 mrad é aplicado ao interferómetro 1 em quadratura; b) saída do canal 3 com sinal aplicado ao interferómetro 1 e nenhum sinal aplicado ao interferómetro 3 (interferómetros em quadratura); **c)** saída do canal 3 com um sinal a 3 kHz e 100 mrad de amplitude aplicado ao interferómetro 3 em quadratura; **d)** saída do canal 1 com sinal aplicado ao interferómetro 3 e nenhum sinal aplicado ao interferómetro 1.

sensor 1 para o sensor 3 é ≈ - 41 dB, e do sensor 3 para o sensor 1 ≈ - 49 dB. Atendendo a que estes resultados foram obtidos com um factor de forma de 1/8 para a modulação da potência óptica injectada no sistema, isto é, os impulsos de retorno dos diversos sensores estavam bem separados temporalmente, este "crosstalk" é, certamente, electrónico, isto é, tem a sua origem no desmultiplexador da sequência de impulsos provenientes da rede (Apêndice C).

A sensibilidade imposta pelo ruído quântico, pelo ruído de fase e pelo ruído electrónico pode ser calculada e comparada com o respectivo resultado experimental. Se a fonte de ruído "x" tem uma densidade espectral de ruído óptico ao quadrado "G_x", então, a partir de (1-16) e (1-17), obtem-se para o sensor "i", i = 1,2,3 e 4, o correspondente valor mínimo detectável de fase "$\phi_{s_i|x}$" para uma razão sinal/ruído unitária e interferómetro em quadratura:

$$\phi_{s_i|x} = \sqrt{\frac{2B_iG_x}{I_{si}^2V_i^2}} \qquad (3\text{-}9)$$

onde "B_i" é a largura de banda de processamento do sensor "i", o qual tem visibilidade "V_i". A densidade espectral de ruído de fase, "G_{Phase}", à saída de um interferómetro de duas ondas é calculada no Apêndice D. Se o não-balanceamento "ΔL" do interferómetro é muito menor do que o comprimento de coerência "L_c" da fonte óptica, então (expressão D-14, com $I_A = I_B = I_{si}/2$, e $sen\omega_o\tau = 1$ - interferómetro em quadratura):

$$G_{Phase} = \frac{4I_{si}^2 n^2 \Delta L^2}{cL_c} \tag{3-10}$$

O comprimento de coerência de lasers semicondutores de GaAlAs, operando em regime monomodo, pode ser estimado de uma forma expedita aplicando a regra [150]

$$L_c(m) = 1.2\, I_{laser}\,(mW) \tag{3-11}$$

onde se considera propagação no vazio (ou no ar), sendo " I_{laser} " a potência emitida pelo laser (em mW). Assim, no caso presente, para $I_{laser} = 20$ mW, tem-se $L_c = 24$ m.

Desta forma, atendendo aos resultados para o ruído electrónico apresentados na secção anterior, assim como às expressões (2-18) e (3-10), tem-se (fora da região de ruído 1/f):

$$G_{Total} = G_{Shot} + G_{Phase} + G_{Electron} = (4.2 \times 10^{-25} + 4.3 \times 10^{-25} + 2.0 \times 10^{-23})W^2/Hz$$
$$= 2.1 \times 10^{-23}\ W^2/Hz \tag{3-12}$$

donde, de (3-9), tem-se para o sensor 1:

$$\frac{\phi_{si}}{\sqrt{B}} = \left[1.9^2 + 1.9^2 + 13.0^2\right]^{1/2} \mu rad/\sqrt{Hz} \approx 13\ \mu rad/\sqrt{Hz} \tag{3-13}$$

Este resultado mostra que, entre as fontes de ruído consideradas, é o ruído electrónico o que determina a sensibilidade dos sensores da rede. No entanto, o valor experimental encontrado ($46\ \mu rad/\sqrt{Hz}$) é muito superior ao resultado anterior. Obviamente, existe uma outra fonte de ruído claramente mais importante do que o ruído electrónico, o que é evidente a partir da informação que se retira da Fig 3.9.

Foi efectuada uma investigação no sentido de se identificar a origem do excesso substancial de ruído presente no sistema. Encontrou-se que a radiação injectada na fibra de iluminação tinha uma estrutura espectral de ruído similar à que se observa na Fig 3.9. A análise do espectro do ruído da radiação logo após ter sido emitida pela fonte, assim como depois de ter atravessado o isolador óptico e, finalmente, depois de ter sido modulada pela célula de Bragg, permitiu concluir que o excesso de ruído tinha a sua origem no modulador acusto-óptico, quando actuado pelo sinal "M(t)" (Fig 3.3). De facto, a electrónica de modulação da célula de Bragg não estava devidamente dimensionada para suportar as comutações "off-on" e "on-off" induzidas pelo sinal "M(t)", o que resultava em oscilações de amplitude significativas, que eram de seguida convertidas em ruído óptico de intensidade pelo conversor electro-óptico. De notar que, tal como o ruído de fase, a sensibilidade determinada por este ruído de intensidade é independente do nível de potência óptica injectada no sistema. Refira-se, finalmente, que esta fonte de ruído pode ser substancialmente reduzida, utilizando-se moduladores electro-ópticos especialmente concebidos para aplicações em que se torna necessária a comutação da

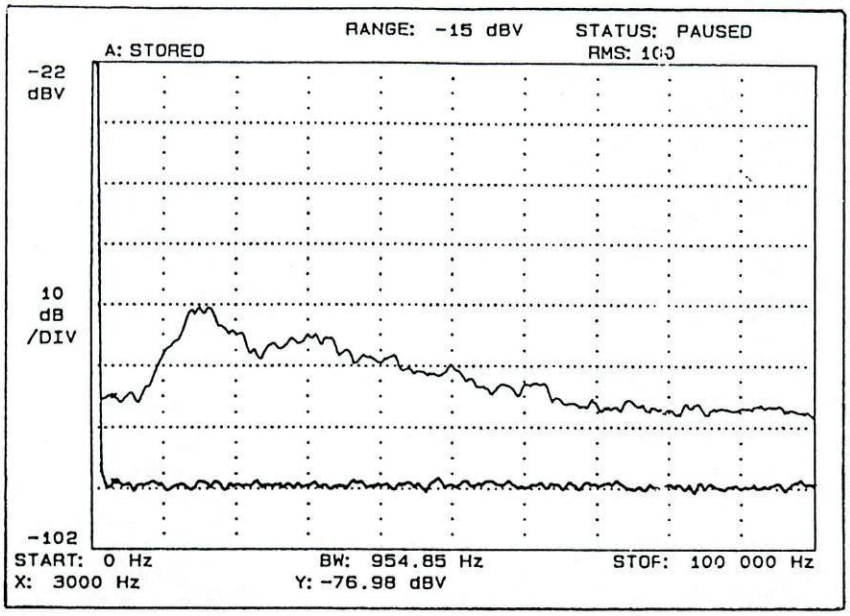

Figura 3.9. Saída do canal 1 com nenhum sinal aplicado ao sensor 1; a curva superior diz respeito ao ruído total do sistema (electrónico + óptico); a curva inferior corresponde à situação em que a radiação é impedida de atingir o detector (nível de ruído determinado pelo ruído electrónico).

radiação da ordem zero para a ordem um, e vice-versa, como é o caso quando se pretende endereçar temporalmente sensores distribuidos numa rede.

3.4 INTEGRAÇÃO DE SENSORES HÍBRIDOS NA REDE

Nesta secção descreve-se a utilização de sensores híbridos, baseados numa combinação de sensores interferométricos e sensores eléctricos convencionais, os quais, integrados na rede de sensores, permitem a medição simultânea das correntes eléctricas das três fases da rede de distribuição de potência.

Durante os últimos quinze anos, uma assinalável actividade de investigação tem sido empreendida no sentido do desenvolvimento de sensores para a medição de correntes eléctricas por intermédio da utilização do efeito de Faraday [36]. Este efeito consiste na variação do ângulo azimutal de radiação linearmente polarizada, na presença de um campo magnético, o qual, neste contexto, é originado por uma corrente eléctrica que circula num condutor. A radiação deve ser guiada em torno do condutor, o que é conseguido utilizando-se fibra óptica. Desta forma, somente as correntes eléctricas que se propagam em condutores envolvidos pela fibra têm um efeito assinalável no estado de polarização da radiação, sendo desprezável o efeito de quaisquer outras correntes.

Este tipo de sensor tem duas vantagens assinaláveis, nomeadamente: i) proporciona um nível elevado de isolamento eléctrico, donde a medição de correntes elevadas pode ser efectuada de uma forma mais segura e com menores custos; ii) possui imunidade a interferências electromagnéticas, as quais são muito intensas nos ambientes a que o sensor se destina. Infelizmente, os esforços até ao

momento desenvolvidos têm tido um sucesso limitado devido a alguns problemas fundamentais [53]. A constante de Verdet da sílica (material constituinte da fibra óptica) é muito pequena, sendo também dependente do comprimento de onda da radiação e da temperatura. Assim, o efeito de Faraday é de amplitude muito reduzida, o que torna necessário ter-se um número elevado de voltas de fibra em torno do condutor para se ter uma sensibilidade razoável. Além disso, como a fibra óptica deve ser enrolada em bobina em torno do condutor, a curvatura correspondente induz birrefringência linear na fibra, a qual afecta a calibração do sensor, com a agravante de que este efeito depende da temperatura. Num sensor de corrente ideal baseado no efeito de Faraday, o sinal de saída não depende da posição do condutor dentro da bobina de fibra, assim como não é afectado por correntes eléctricas que não atravessem a sua secção recta. No entanto, estas características deixam de ocorrer caso a fibra óptica apresente birrefringência linear, mesmo a um nível muito reduzido [151].

O sistema descrito nesta secção para a medição de correntes eléctricas, apesar de não ser baseado no efeito de Faraday, proporciona também isolamento eléctrico e imunidade a interferências electromagnéticas. Além disso, possibilita sensibilidades mais elevadas do que as conseguidas até ao presente em sensores de efeito de Faraday, e permite o ajuste da sensibilidade e da gama dinâmica consoante a aplicação.

O sensor híbrido [152] utiliza um transformador de corrente (TC) para detectar a circulação de corrente pelo condutor eléctrico e, de seguida, converte o sinal respectivo numa variação de fase óptica num interferómetro de fibra (neste caso do tipo Michelson). A leitura desta variação de fase é, então, efectuada pelas técnicas descritas no capítulo 1. A operação do TC é baseada na lei de Ampere: o integral de linha do campo magnético "**H**" ao longo de qualquer percurso fechado é igual à corrente eléctrica total "i" envolvida por esse percurso,

$$\int_{[L]} \mathbf{H}.\mathbf{dl} = i \qquad (3\text{-}14)$$

Assim, a posição do condutor não é importante, desde que seja interna à fronteira definida pelo referido percurso, e a presença de campos magnéticos associados a correntes externas a essa fronteira não afecta a medição. Isto significa que três transformadores de corrente podem ser agrupados para a medição independente das três fases da rede de distribuição de energia eléctrica. A Fig 3.10 mostra um diagrama esquemático de TC convencional. O condutor é envolvido pelo núcleo do TC, de secção recta "S".

A corrente eléctrica que passa no condutor induz uma variação de fluxo magnético "$\Delta\Phi$" no meio constituinte do núcleo, dada por

$$\Delta\Phi = \frac{\mu S i}{L} \qquad (3\text{-}15)$$

onde "L" é o comprimento do núcleo e "μ" é a permeabilidade magnética do meio que o constitui. Um solenóide é enrolado em torno do núcleo (o secundário do TC), donde, se "$\Delta\Phi$" é variável no tempo, uma corrente eléctrica variável no tempo e proporcional a "$\Delta\Phi$" é gerada no solenóide. Esta é convertida, por intermédio de uma resistência, na tensão "V_o", que, por sua vez, é convertida numa variação de fase óptica de um interferómetro por intermédio de um modulador piezoeléctrico (PZT). Uma vantagem assinalável deste esquema reside no facto de que se pode ajustar facilmente a gama

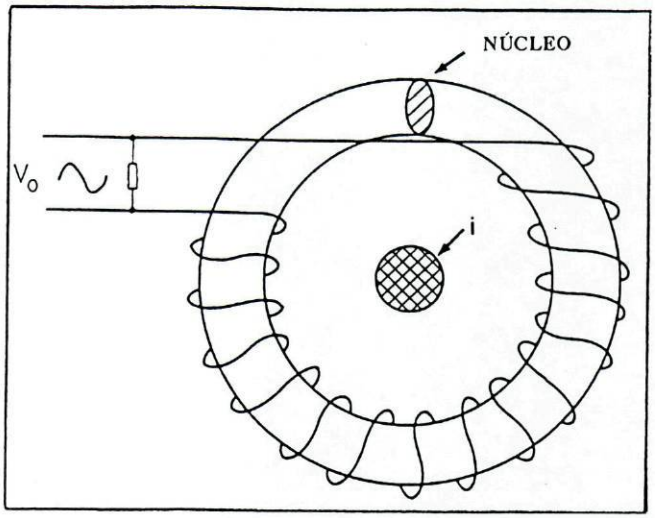

Figura 3.10. Esquema de um transformador de corrente convencional utilizado para a a medição de correntes eléctricas elevadas, circulando através do centro do toróide.

dinâmica de operação do sensor. A gama de tensões a aplicar ao PZT depende do valor da resistência utilizada; por outro lado, a amplitude do sinal de fase induzido no interferómetro é função do número de voltas de fibra enroladas em torno do PZT. Assim, qualquer um destes parâmetros pode ser ajustado em função da aplicação específica em causa.

Quatro sensores são necessários para a medição das correntes das três fases da rede de distribuição de potência eléctrica, dado que um sensor deve ser utilizado como referência para a monitoração de sinais indesejáveis presentes a 50 Hz, atendendo a que esta é a frequência das correntes a medir. Assim, a topologia em árvore com quatro sensores endereçados temporalmente é um esquema adequado para testar este conceito. A Fig 3.11 mostra a configuração implementada*.

A fonte óptica, os componentes ópticos, as condições de multiplexagem, etc., são aspectos que já foram considerados no contexto da Fig 3.3. A fonte de corrente utilizada incluia um transformador variável capaz de fornecer uma potência máxima de 6 kVA. A corrente de saída deste transformador era transportada por um condutor de cobre capaz de suportar 100 A, o qual passava, sequencialmente, através dos três TC. O número de voltas deste condutor em torno de cada TC era diferente, de forma a simular três correntes diferentes, isto com o propósito de se avaliar as propriedades do sistema. Os TC's (Northern Design Ltd., modelo HP30), tinham uma gama de medição de 3000 A, e uma razão de conversão de corrente de 3000:1. A resposta em frequência do instrumento excedia os 10 kHz, e a precisão da medição da corrente era referida como sendo de 1%.

Foram efectuadas medições à saída de cada canal do desmultiplexador, na situação dos interferómetros em quadratura e no regime linear, isto é, com sinais de fase induzidos nos interferómetros com amplitude $\phi_s << 1$. A Fig 3.12 mostra alguns dos resultados obtidos, na situação

* De notar que, num sistema prático, os PZT's devem ser electricamente isolados, de forma a evitar-se a indução, nos interferómetros, de ruído de amplitude considerável, devido aos gradientes eléctricos elevados presentes na região por onde passam os condutores de alta tensão.

em que, através da monitoração do canal de referência, não se observava sinais indesejáveis de amplitude elevada a 50 Hz*.

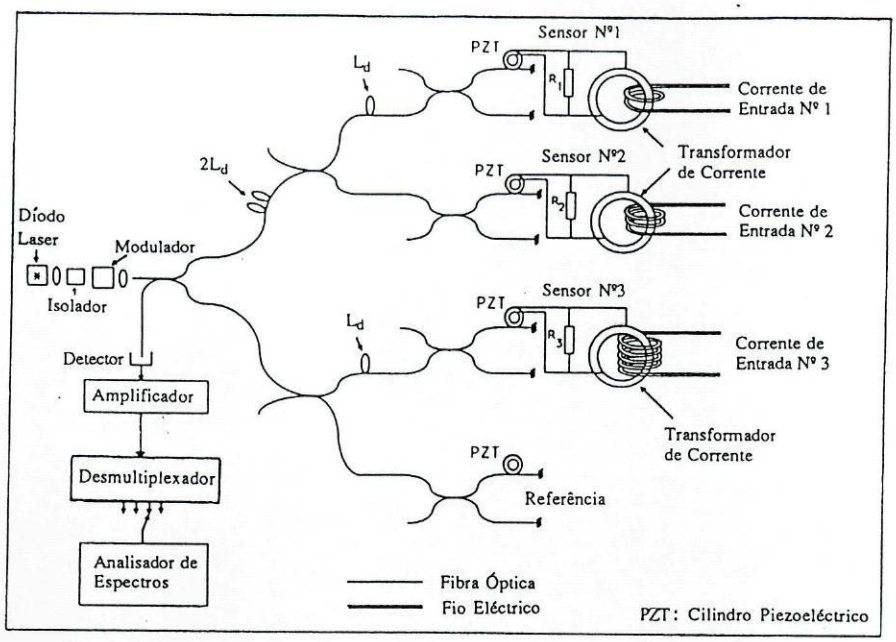

Figura 3.11. Esquema da experiência efectuada.

Na Fig 3.12-a mostra-se a saída do sensor 2 quando a corrente medida pelo correspondente TC correspondia à aplicação de um sinal de fase ao interferómetro 2 com amplitude de 100 mrad a 50 Hz. Desta figura retira-se uma sensibilidade de $\approx 350\ \mu rad/\sqrt{Hz}$. Este valor é muito superior ao obtido a partir da Fig 3.8-c ($41\ \mu rad/\sqrt{Hz}$), e isto devido ao ruído de característica 1/f que é claramente dominante a baixas frequências (de notar que o sensor 2 da Fig 3.11 corresponde ao sensor 3 na Fig 3.3). Para os sensores 1 e 3, as sensibilidades obtidas foram de $425\ \mu rad/\sqrt{Hz}$ e $400\ \mu rad/\sqrt{Hz}$, respectivamente. As diferenças de sensibidade dos sensores são devidas, fundamentalmente, a diferentes níveis de potência de retorno, assim como a diferentes sensibilidades dos interferómetros respectivos.

Na Fig 3.12-b mostra-se a variação da tensão do secundário dos CT's em função da corrente eléctrica. Como seria de esperar, para os CT's operando abaixo do seu limite de saturação, esta tensão está linearmente relacionada com a corrente eficaz da linha.

Na Fig 3.12-c mostra-se a amplitude dos sinais à saída de cada canal do desmultiplexador, em função da corrente aplicada a cada sensor. Os declives das rectas, são para os sensores 1, 2 e 3, 0.023 mV/A, 0.053 mV/A e 0.016 mV/A, respectivamente. Atendendo a estes valores, assim como à visibilidade e potência de retorno de cada sensor, obtem-se 0.83 mrad/A, 0.78 mrad/A e 0.83 mrad/A para o parâmetro $d\phi/di$, a que correspondem as sensibilidades de $0.51\ A/\sqrt{Hz}$, $0.45\ A/\sqrt{Hz}$ e $0.49\ A/\sqrt{Hz}$ para os sensores 1, 2 e 3, respectivamente (isto no regime 0-120 A). Como se referiu atrás, um

* Estes resultados foram obtidos sem nenhum processamento especial. A identificação do ponto de quadratura dos diversos interferómetros foi efectuada a partir da propriedade de que, quando isso acontece, a amplitude dos sinais de saída dos interferómetros é máxima. Assim, colocando os analisadores de espectros a funcionar no regime de "detecção de pico", os níveis de sinal relativos à posição de quadratura foram facilmente obtidos.

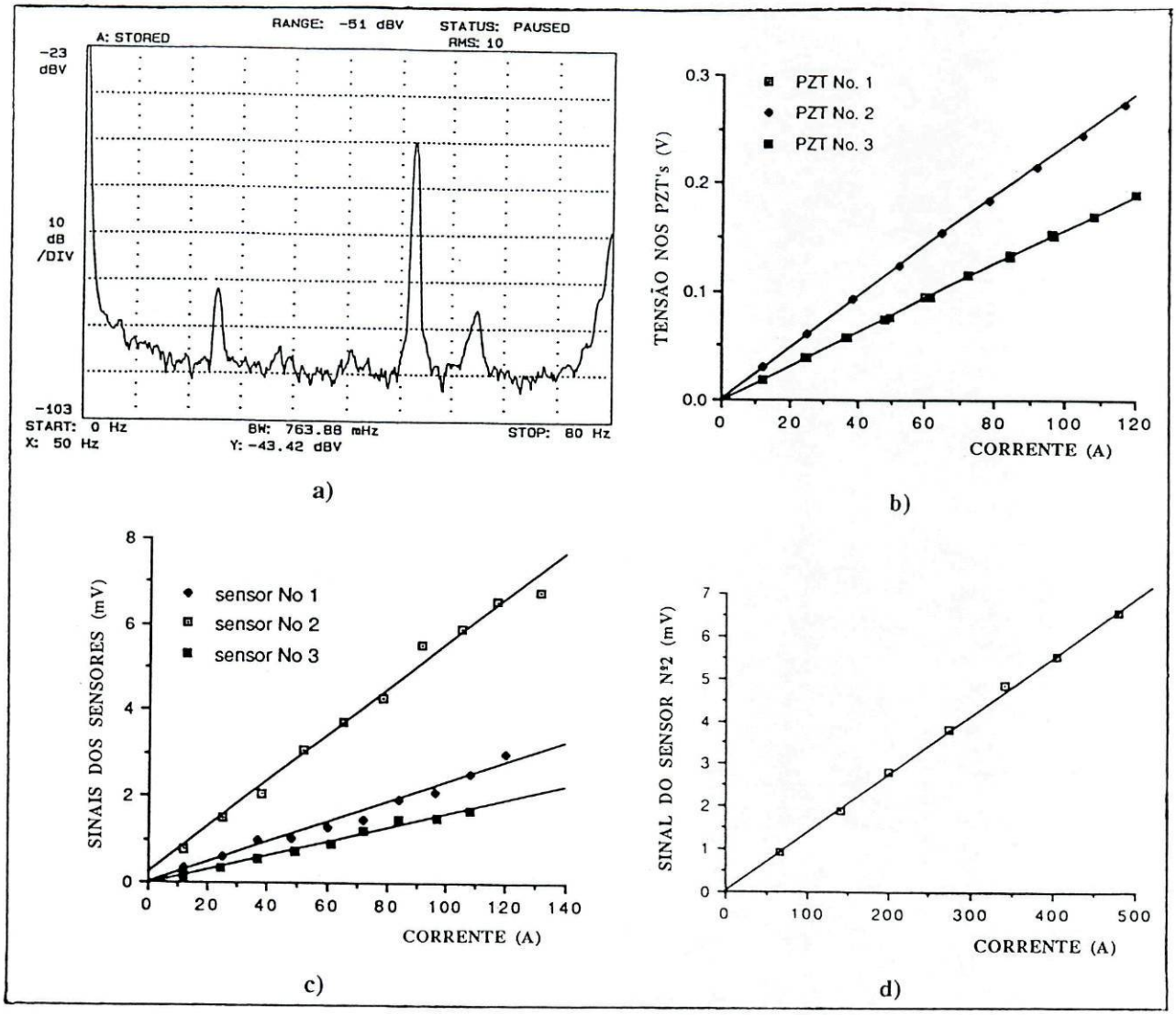

Figura 3.12. **a)** Saída do canal 2 quando é aplicado ao sensor 2 uma corrente eléctrica correspondente à indução de um sinal de fase com amplitude de 100 mrad a 50 Hz; **b)** tensão aplicada a cada um dos PZT's em função da corrente que atravessa o respectivo TC; **c)** amplitude dos sinais à saída de cada um dos canais do desmultiplexador, em função da corrente eléctrica aplicada a cada sensor; **d)** saída do canal 2 com o sensor 2 configurado para a detecção de correntes mais elevadas.

método simples de ajustar a gama de operação de cada sensor individual, consiste em mudar a resistência de carga do secundário do transformador de corrente, de forma a alterar o valor da tensão a aplicar ao respectivo piezoeléctrico. Isto foi feito para o sensor 2 (Fig 3.12-d), resultando numa sensibilidade de 1.6 $A/\sqrt{Hz}$ no regime 0-500 A.

Uma estimativa da qualidade destas medidas é necessária, dado que a frequência dos sinais (50 Hz) é aquela em que é máximo o nível de ruído electrónico. As sensibilidades dos interferómetros foram determinadas com desvios-padrão da ordem de 10 $\mu rad/\sqrt{Hz}$, a que correspondem desvios-padrão nas medições das correntes de 12 $mA/\sqrt{Hz}$. Este valor reflecte a flutuação da fase dos interferómetros

devida à indução de ruído electromagnético nos piezoeléctricos. Atendendo a que os interferómetros constituem a parte mais sensível da estrutura dos sensores, este valor constitui, certamente, um bom indicador da estabilidade das medições (obviamente, torna-se necessário que os interferómetros sejam mantidos em quadratura por um sistema de realimentação com largura de banda adequada, de forma a serem compensados os efeitos das flutuações de temperatura e das vibrações acústicas de baixa frequência; como referido atrás, nesta experiência isso não foi feito, tendo-se registado somente as excursões dos interferómetros pelos seus pontos de quadratura, daí a flutuação dos pontos experimentais, evidente na Fig 3.12-c).

A resolução e a gama dinâmica deste sistema satisfazem plenamente as especificações impostas aos transformadores de corrente convencionais, os quais são largamente utilizados em aplicações industriais. Assim, estes sensores híbridos, conjugados com a transmissão óptica da informação pela rede, oferecem potencial significativo para aplicação em situações onde se requer a medição de correntes elevadas em ambientes hostis (por exemplo, em regiões de alta tensão). Claro está que a utilização efectiva deste sistema depende da resolução de um certo número de problemas que limitam a operacionalidade dos interferómetros de fibra óptica, tais como flutuações no estado de polarização da radiação que se propaga nas fibras, as quais se reflectem em flutuações da visibilidade (ver Capítulo 9), e existência de sensibilidades cruzadas muito elevadas (especialmente devidas a flutuações de temperatura [36]). A resolução destes problemas* impulsionará, certamente, o desenvolvimento do tipo de sensores descrito nesta secção, com vista à sua utilização efectiva.

---

* Por exemplo, o problema da flutuação do estado de polarização da radiação que se propaga nas fibras ópticas pode ser atenuado utilizando-se, entre outros métodos, fibra birrefringente, ou uma despolarização temporal da radiação injectada no sistema [153]. Refira-se que resultados recentes, a descrever sumariamente no Capítulo 9, indicam que este problema pode ser completamente eliminado para os casos em que a configuração de multiplexagem é do tipo reflectivo, como acontece com a configuração investigada neste Capítulo.

4

MULTIPLEXAGEM MISTA DE SENSORES INTERFEROMÉTRICOS

4.1 DESCRIÇÃO DO SISTEMA

4.2 BALANÇO DE POTÊNCIA DA REDE DE SENSORES

4.3 AVALIAÇÃO DA SENSIBILIDADE DOS SENSORES

4.4 INTERFERÊNCIA ENTRE SENSORES DA REDE ("CROSSTALK")

4.5 IMPLEMENTAÇÃO EXPERIMENTAL

4.6 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E RESPECTIVA AVALIAÇÃO

Foi referido, no Capítulo 2 (secção 2.4.1), que o endereçamento temporal de sensores apresenta características globalmente favoráveis; daí a sua utilização frequente em esquemas de multiplexagem. No entanto, esta técnica necessita de ser combinada com métodos de desmodulação adequados, para se obter a informação relativa ao estado dos sensores. Por outro lado, o endereçamento em frequência de sensores interferométricos, em especial por técnicas pseudo-heterodinas (secção 2.4.2.4), proporciona simultaneamente a discriminação dos sinais dos diversos sensores da rede e a respectiva desmodulação. Esta característica, intrinsecamente muito favorável, é, em certo grau, desvalorizada pelas limitações que o endereçamento em frequência impõe, especialmente quanto à sensibilidade atingível para os sensores, assim como aos níveis elevados de "crosstalk" que origina (estes aspectos serão abordados em detalhe no próximo capítulo). É interessante considerar-se a possibilidade de combinar os dois tipos de endereçamento, conjugando as características favoráveis de ambos [154,155]. Este conceito será explorado neste capítulo.

O endereçamento em frequência é efectuado conjugando a modulação em rampa da corrente de injecção de um laser semicondutor (e, assim, a correspondente modulação da sua frequência de emissão) com não-balanceamentos apropriados de interferómetros (do tipo Mach-Zehnder, em fibra) que se distribuem numa topologia escada transmissiva. O endereçamento temporal de grupos de sensores é realizado através da amostragem do sinal de rampa a aplicar ao laser semicondutor, assim como pela inserção de linhas de atraso de fibra óptica, de comprimento adequado, distribuidas ao longo da rede de sensores.

O estudo é iniciado pela descrição do sistema e pela análise dos critérios a impor aos elementos

constituintes da rede, por forma a obter-se potências de retorno semelhantes para todos os sensores. De seguida, a sensibilidade dos sensores é avaliada em função de vários parâmetros, e o "crosstalk" presente no sistema é identificado. Uma implementação experimental é, então, apresentada, e os resultados obtidos comparados com as previsões teóricas. As limitações do esquema descrito são analisadas, e apontadas possíveis soluções alternativas no sentido da optimização do conceito proposto.

4.1 DESCRIÇÃO DO SISTEMA

A estrutura do esquema de multiplexagem estudado encontra-se representada na Fig 4.1.

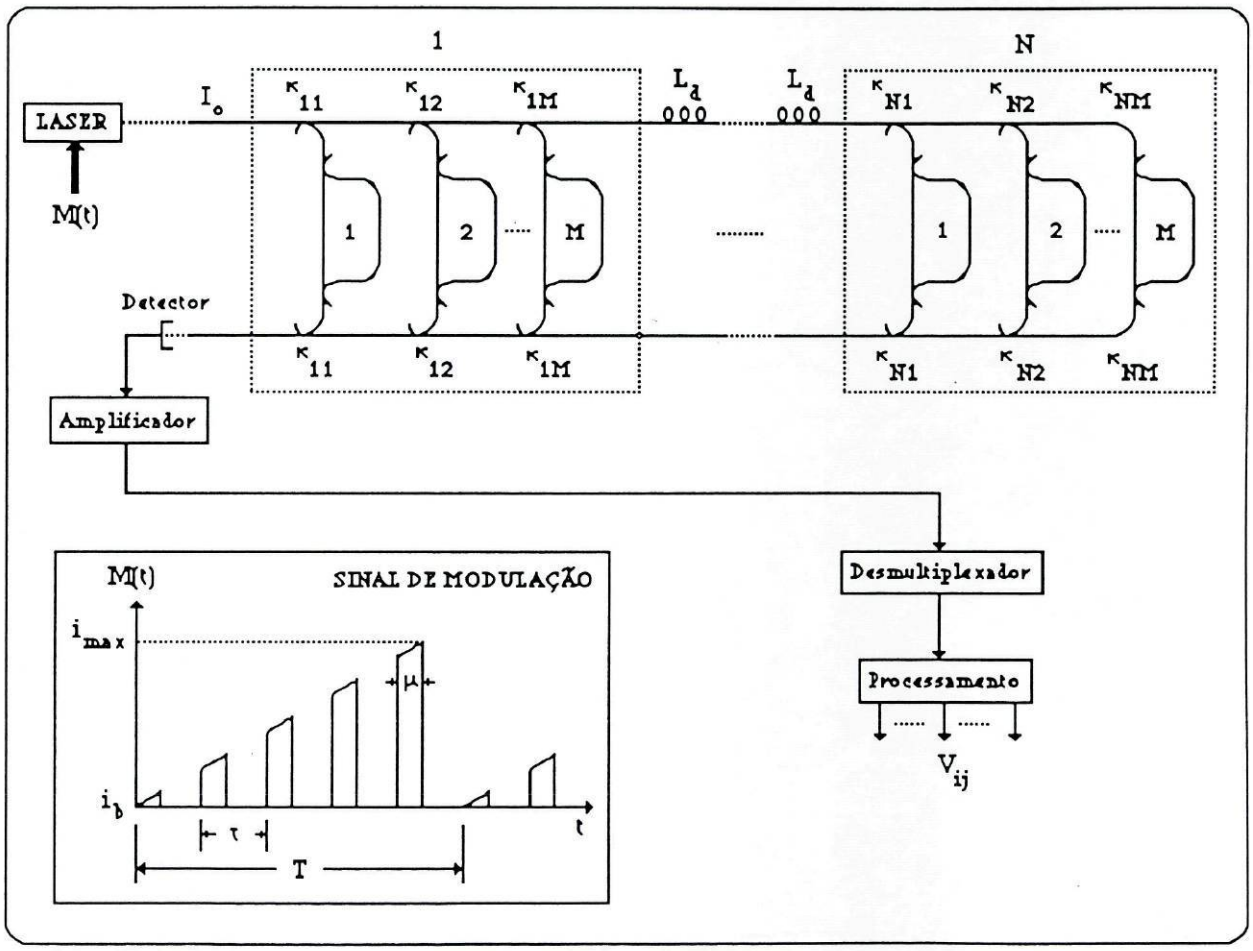

Figura 4.1. Multiplexagem mista de sensores interferométricos (Mach-Zehnder) distribuidos numa topologia escada transmissiva ("i_b", "i_{max}" designam níveis para a corrente de injecção do laser semicondutor, a que correspondem as potências ópticas injectadas no sistema "I_b" e "I_{max}", respectivamente).

Os sensores interferométricos, do tipo Mach-Zehnder em fibra, distribuem-se numa topologia escada transmissiva. Os sensores de cada um dos "N" grupos são discriminados por intermédio do endereçamento em frequência (técnica pseudo-heterodina, secção 2.4.2.4). Para isso, a frequência de emissão do laser é modulada por um sinal em dente-de-serra (via modulação da sua corrente de

injecção), em conjunção com não-balanceamentos apropriados dos "M" interferómetros. Os "N" grupos de sensores são endereçados temporalmente por intermédio da inserção de linhas de atraso, de extensão "L_d", ao longo da rede, e da modulação da onda em dente-de-serra a aplicar à corrente de injecção do laser semicondutor (Fig 4.1). Atendendo à estrutura transmissiva da rede, as condições para o endereçamento temporal dos "N" grupos de sensores são

$$\frac{nL_d}{c} \geq \mu \tag{4-1}$$

$$(N-1)\frac{nL_d}{c} + \mu \leq \tau \tag{4-2}$$

mantendo-se válidas as condições expressas em (3-4) e (3-5), respeitantes ao cumprimento do critério de Nyquist e à largura de banda necessária para o bloco de detecção, respectivamente*.

Admitindo, para simplificar, que o não-balanceamento "ΔL_j" do interferómetro "j" (j = 1, 2,...,M) em cada um dos "N" blocos é idêntico, então a geração de uma portadora para cada sensor exige que a excursão de fase "$\Delta\phi_{ij}$" para o sensor "ij" (i = 1, 2, ...,N) seja dada por

$$\Delta\phi_{ij} = \frac{2\pi n \Delta L_j}{c}\Delta\upsilon = 2\pi q \tag{4-3}$$

onde "$\Delta\upsilon$" é a excursão da frequência da radiação emitida pelo laser em consequência do sinal de rampa aplicado à sua corrente de injecção, e "q" é um inteiro. Caso se considere $\Delta L_j = j\Delta L_1$, e impondo a condição de "$\Delta\upsilon$" ser o menor possível, então

$$\Delta\phi_{ij} = \frac{2\pi n j \Delta L_1}{c}\Delta\upsilon = 2\pi j \tag{4-4}$$

Colocando-se "M" filtros de banda à saída de cada um dos "N" canais do desmultiplexador temporal, em que o filtro "j" se encontra sintonizado para a frequência "$j\omega_r$", onde "ω_r" é a frequência angular da onda em dente de serra ($\omega_r = 2\pi/T$), então o sinal de saída associado ao sensor "ij", "V_{ij}", é dado por

$$V_{ij} = V_{oij}[1 + V_{ij}\cos(\omega_j t + \phi_{ij})] \quad ; \quad \omega_j = j\omega_r \tag{4-5}$$

$$i = 1, 2, ...,N$$

$$j = 1, 2, ...,M$$

onde "V_{oij}" é uma constante (que depende, entre outros factores, da potência óptica média de retorno do sensor "ij"), e "V_{ij}" é a visibilidade das franjas do interferómetro "ij". A partir de "V_{ij}" a

---

* Na multiplexagem temporal, à saída de um canal particular do desmultiplexador associado a um dado sensor da rede, o espectro do sinal proveniente deste repete-se em torno das frequências $\omega = 2\pi m/\tau$, onde "m" é um inteiro (devido à amostragem temporal dos sinais). Mediante filtragem adequada (passa-baixo), somente é recuperado o espectro do sinal na banda de base (m = 0). É importante referir que este espectro é modulado em amplitude pelo factor "$\mathrm{sinc}(\omega\mu/2\pi)$". Atendendo a que, por regra, os sinais provenientes dos sensores são de baixa frequência (tipicamente abaixo dos 10 kHz), este efeito é desprezável. Por exemplo, será descrita, neste capítulo, a multiplexagem temporal de dois sensores em que se tem $\mu \approx 2 \times 10^{-6}$ s. Assim, para $\omega = 2\pi \times 10 \times 10^3$ rad/s, tem-se $\mathrm{sinc}(\omega\mu/2\pi) = 0.99993 \approx 1$.

recuperação da fase "ϕ_{ij}" (que contem termos de sinal e outros) é relativamente trivial (utilizando-se, por exemplo, PLL's - Phase-Locked Loops - ou amplificadores síncronos - Lock-in's).

De referir que a modulação da corrente de injecção do laser semicondutor pela onda em dente-de-serra proporciona não só a excursão da frequência óptica de emissão do laser, mas também da potência óptica emitida. Este efeito é indesejável, já que origina interferência recíproca ("crosstalk") entre sensores. No próximo capítulo este assunto será estudado em detalhe.

4.2 BALANÇO DE POTÊNCIA DA REDE

Na Fig 4.1, os factores de divisão de potência "κ_{ij}" dos acopladores direccionais na fibra de iluminação são idênticos aos factores de divisão de potência dos acopladores correspondentes na fibra de retorno. O objectivo deste arranjo é a maximização da potência óptica de retorno. Um argumento simples mostra que esta é a solução óptima. Na Fig. 4.2 a potência óptica "I_o" é dividida pelos dois sistemas S_A e S_B (supõe-se, para simplificar, que estes têm transmissividade unitária) por intermédio de um acoplador com factor de divisão de potência "κ_1", e é recombinada num segundo acoplador de factor de divisão de potência "κ_2".

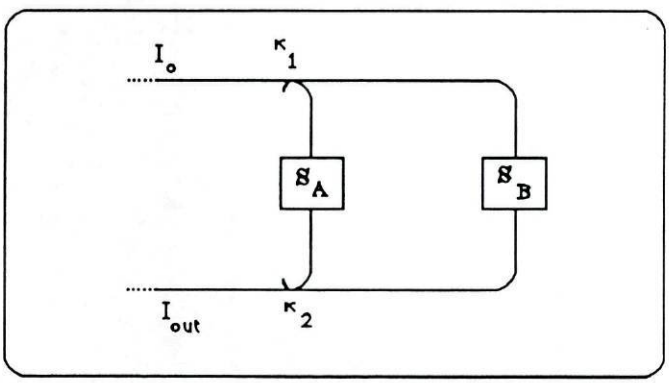

Figura 4.2. Esquema para a determinação da relação óptima entre "κ_1" e "κ_2" (S_A e S_B são sistemas genéricos; por exemplo, S_A pode ser o sensor "11" da Fig 4.1 e S_B o conjunto de todos os outros sensores).

A potência óptica de retorno é (desprezando perdas)

$$I_{out} = [\kappa_1\kappa_2 + (1-\kappa_1)(1-\kappa_2)]I_o \qquad (4\text{-}6)$$

O objectivo é maximizar "I_{out}". No entanto, é necessário adicionar a condição de que a razão das potências que passam pelos sistemas seja constante, isto é:

$$\frac{I_{SA}}{I_{SB}} = \frac{\kappa_1\kappa_2}{(1-\kappa_1)(1-\kappa_2)} = \text{Const.} \qquad (4\text{-}7)$$

Esta condição impede soluções para o problema que signifiquem, por exemplo, que toda a potência óptica passe somente por um dos sistemas. De (4-6) e (4-7) obtem-se

$$I_{out}\ (\text{máximo}) \Rightarrow \kappa_1 = \kappa_2 \qquad (4\text{-}8)$$

Caso em (4-7) se tivesse Const. = 0.5, isso implicava $\kappa_1 = \kappa_2 = 0.5$. Esta é a razão por que nos interferómetros de Mach-Zehnder (e também nos de Michelson), a transmissão de potência óptica é maximizada utilizando-se acopladores direccionais com factores de divisão de potência de 1/2.

Foi referido, no Capítulo 2, a importância de, numa rede de sensores, todos eles proporcionarem uma potência de retorno similar, tendo em vista a uniformização da sensibilidade e da gama dinâmica dos mesmos. Isto significa, para o caso da topologia escada transmissiva da Fig 4.1, que têm que ser impostas condições aos factores de divisão de potência "κ_{ij}" dos acopladores direccionais ao longo da rede. Dois casos serão aqui analisados, nomeadamente a rede sem perdas de potência e a rede com perdas.

Rede sem Perdas de Potência

A potência óptica média de retorno do sensor "p" (coordenadas i, j: p = (i-1)M+j) é

$$I_p = \frac{1}{2} I_o \kappa_p^2 \prod_{n=1}^{p-1} (1-\kappa_n)^2 \qquad (4\text{-}9)$$

onde "I_o" é a potência óptica média injectada no sistema. A potência de retorno do sensor "p+1" é

$$I_{p+1} = \frac{1}{2} I_o \kappa_{p+1}^2 \prod_{n=1}^{p} (1-\kappa_n)^2 \qquad (4\text{-}10)$$

Impondo a condição de $I_p = I_{p+1}$, tem-se

$$\frac{1}{2} I_o \kappa_p^2 (1-\kappa_1)^2 (1-\kappa_2)^2 \ldots\ldots (1-\kappa_{p-1})^2 = \frac{1}{2} I_o \kappa_{p+1}^2 (1-\kappa_1)^2 (1-\kappa_2)^2 \ldots\ldots (1-\kappa_p)^2 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad \kappa_p = \frac{\kappa_{p+1}}{1+\kappa_{p+1}} \qquad (4\text{-}11)$$

Atendendo a que $\kappa_{NM} = 1$, tem-se $\kappa_{NM-1} = \frac{1}{2}$, $\kappa_{NM-2} = \frac{1}{3}$ ....., donde

$$\kappa_{ij} = \frac{1}{MN-(i-1)M-j+1} \qquad (4\text{-}12)$$

Desta expressão decorre que $\kappa_{11} = 1/MN$, donde a potência óptica média de retorno de cada interferómetro é

$$I_{int} = \frac{1}{2} \frac{I_o}{(MN)^2} \qquad (4\text{-}13)$$

Rede com Perdas de Potência

A análise é simplificada caso se considere que as diversas perdas de potência óptica existentes no sistema (perdas nos acopladores, nas juntas, nas fibras, etc.) se encontram concentradas nos acopladores direccionais, os quais têm, assim, um factor de perda de potência de 1-β. Desta forma, a potência de retorno do sensor "p" é:

$$I_p = \frac{1}{2} I_o \kappa_p^2 \beta^{2(p+1)} \prod_{n=1}^{p-1} (1-\kappa_n)^2 \quad ; \qquad p = (i-1)M+j \qquad i = 1, 2, ...,N \qquad j = 1, 2, ...,M \tag{4-14}$$

A potência de retorno do sensor "p+1" é

$$I_{p+1} = \frac{1}{2} I_o \kappa_{p+1}^2 \beta^{2(p+2)} \prod_{n=1}^{p} (1-\kappa_n)^2 \tag{4-15}$$

Impondo novamente a condição de $I_p = I_{p+1}$, encontra-se

$$\kappa_p = \frac{\beta \kappa_{p+1}}{1+\beta \kappa_{p+1}} \tag{4-16}$$

Como $\kappa_{NM-1} = 1/2$, tem-se

$$\kappa_{ij} = \frac{\beta^{MN-[M(i-1)+j+1]}}{\sum_{r=0}^{MN-[M(i-1)+j+1]} (\beta^r+1)} \tag{4-17}$$

Se em (4-16) e (4-17) se considera $\beta = 1$ (ausência de perdas), estas expressões tomam a forma (4-11) e (4-12). A Fig 4.3* mostra a dependência de "κ_{ij}" em função da posição na rede do acoplador direccional correspondente (nas fibras de iluminação e de retorno, o primeiro acoplador é identificado por p = 1, e o último por p = NM-1).

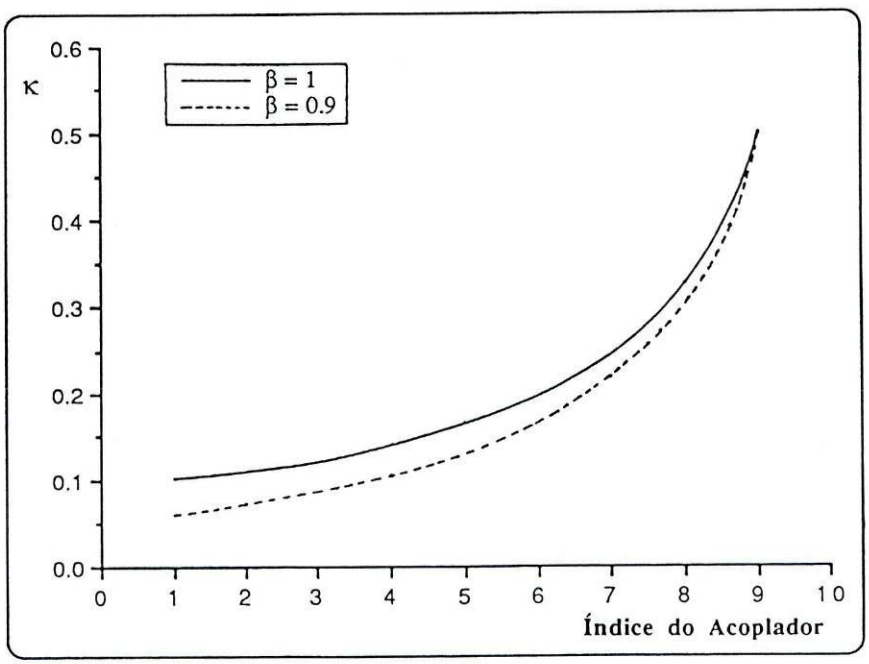

Figura 4.3. Factor de divisão de potência dos acopladores direccionais nas fibras de iluminação e de retorno, em função da sua posição ao longo da rede (considera-se NM = 10); representa-se os casos de ausência de perdas ($\beta = 1$), e perda de 0.45 dB por acoplador ($\beta = 0.9$).

---

* Neste gráfico, assim como em outros a apresentar em que o argumento é discreto (neste caso, o "índice do acoplador"; noutros, por exemplo, o "número de sensores"), não faz sentido ter-se uma linha contínua. No entanto, procede-se deste modo de forma a tornar a apresentação mais agradável. Note-se que este é um procedimento habitual na literatura da especialidade.

Da expressão (4-17)

$$\kappa_{11} = \frac{\beta^{MN-2}}{\sum_{r=0}^{MN-2}(\beta^r+1)} \tag{4-18}$$

Como a potência de retorno do sensor 1 (i = 1, j = 1) é $\frac{1}{2} I_o \beta^4 \kappa_{11}$, tem-se que a potência óptica média de retorno dos diversos sensores da rede é dada por

$$I_{int} = \frac{I_o}{2}\left[\frac{\beta^{MN}}{\sum_{r=0}^{MN-2}(\beta^r+1)}\right]^2 \tag{4-19}$$

Se nesta expressão se considera $\beta = 1$ (ausência de perdas) o resultado é a expressão (4-13). Na Fig 4.4 mostra-se I_{int}/I_o para os casos $\beta = 1$ e $\beta = 0.9$.

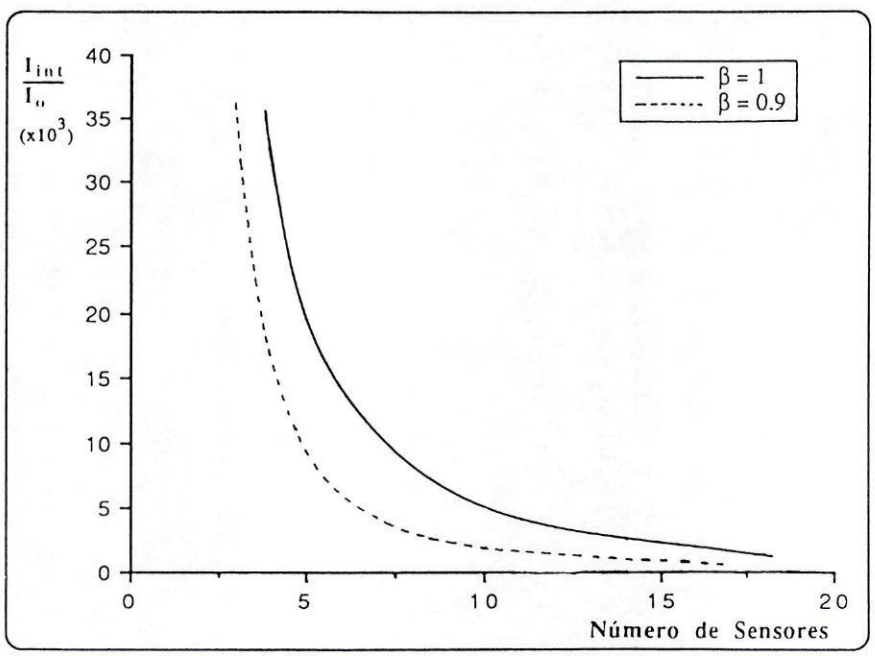

Figura 4.4. Potência óptica média de retorno de cada sensor da rede, normalizada pela potência óptica média injectada no sistema. Considera-se dois casos: ausência de perdas ($\beta = 1$); perda de 0.45 dB por acoplador ($\beta = 0.9$).

Esta figura mostra que o balanço de potência da rede é significativamente determinado pelas perdas básicas de potência óptica presentes no sistema (repare-se que a perda típica numa junta de fusão é da ordem de 0.2 dB, e que acopladores normais têm também perdas entre 0.1 e 0.3 dB; vê-se, assim, que, considerando somente estes dois factores, se tem uma perda conjunta da ordem de 0.4 dB, valor próximo do considerado para a obtenção da curva relativa a $\beta = 0.9$). Como exemplo, para o caso de se ter 10 sensores na rede, se $I_o = 1$ mW, então I_{int} ($\beta = 1$) = 5 μW, I_{int} ($\beta = 0.9$) = 1.2 μW.

Se "I_{max}" e "I_b" são as potências ópticas injectadas no sistema correspondentes às correntes de modulação do laser "i_{max}" e "i_b", respectivamente (Fig 4.1), a potência óptica média injectada na

rede é, assim,

$$I_o = I_b + \frac{I_{max} - I_b}{2} \frac{\mu}{\tau} \tag{4-20}$$

4.3 AVALIAÇÃO DA SENSIBILIDADE DOS SENSORES

Em termos de potência óptica, a expressão (4-5) pode ser reescrita como

$$I_{ij} = I_{int}\{1 + V_{ij}\cos[\omega_j t + \phi_{oij} + \phi_{sij}\mathrm{sen}(\omega_{sij}t)]\} \tag{4-21}$$

onde se considerou $\phi_{ij} = \phi_{oij} + \phi_{sij}\mathrm{sen}(\omega_{sij}t)$, sendo a segunda parcela o termo de sinal aplicado ao sensor "ij", e "ϕ_{oij}" contem as flutuações da fase do interferómetro "ij". Se $\phi_{sij}<<1$,

$$\cos[\omega_j t + \phi_{oij} + \phi_{sij}\mathrm{sen}(\omega_{sij}t)] \approx \cos(\omega_j t + \phi_{oij}) - \frac{1}{2}\phi_{sij}\cos[(\omega_j - \omega_{sij})t + \phi_{oij}] + \frac{1}{2}\phi_{sij}\cos[(\omega_j + \omega_{sij})t + \phi_{oij}] \tag{4-22}$$

O quadrado da potência óptica de sinal presente nas frequências "$\omega_j \pm \omega_{sij}$" é (valor eficaz)

$$S_{ij} = \frac{V_{ij}^2}{8}\left[I_{int} M \phi_{sij}\right]^2 \tag{4-23}$$

onde "M" é o factor de ganho na detecção na eventualidade de se utilizar um APD (para um detector p-i-n, $M = 1$). Se a fonte de ruído "x" tem uma densidade espectral de ruído óptico ao quadrado "G_x", então, para uma razão sinal/ruído unitária, tem-se $S_{ij} = BG_x$, onde "B" é a largura de banda do sistema de detecção. Assim, a fase mínima detectável imposta por esta fonte de ruído é (por simplicidade, elimina-se os índices "ij" - admite-se que todos os interferómetros têm a mesma visibilidade)

$$\phi_{slx} = \frac{\sqrt{8BG_x}}{VMI_{int}} \tag{4-24}$$

Ruído Quântico

A densidade espectral de ruído quântico é dada por (2-18). Assim, considerando (4-13), (4-19) e (4-24), tem-se*

$$\phi_{slshot} = \left[\frac{32BM^3N^3Fh\upsilon_o}{\eta V^2\left[I_b + \frac{I_{max} - I_b}{2N}\right]}\right]^{1/2} \tag{4-25}$$

*Na expressão (2-18) "I_T" é a potência óptica média total incidente no detector. Isto significa que $I_T = NMI_{int}$. De referir que, nos casos relativos ao ruído quântico e electrónico, não são considerados os efeitos da amostragem do ruído efectuada pelo desmultiplexador temporal. O problema é complexo, mas parece razoável admitir que o efeito deste processo é reduzir o nível de ruído na banda de sinal, o que na prática significa que a sensibilidade dos sensores é melhorada relativamente aos resultados da análise que aqui se apresentam. Note-se que este problema não se põe para o caso do ruído de fase, o qual, por definição, só existe nas janelas temporais associadas a cada sensor ou grupo de sensores.

$$\phi_{slshot} = \left[\frac{32BMNFh\upsilon_o}{\eta V^2\left[I_b + \frac{I_{max}-I_b}{2N}\right]}\right]^{1/2} \frac{\sum_{r=0}^{MN-2}(\beta^r+1)}{\beta^{MN}} \qquad (4\text{-}26)$$

para os casos da rede sem perdas e com perdas de potência, respectivamente (considera-se a situação mais favorável em termos de balanço de potência óptica, isto é, $\mu/\tau = 1/N$). Nestas expressões, "F" é o excesso de ruído do detector, o qual tem uma eficiência quântica "η".

Para se obter valores numéricos, considere-se M = 2. Se $\Delta L_1 = 10$ cm, a modulação da fase do interferómetro de 2π rad obriga a que a excursão em rampa da corrente de injecção do laser semicondutor tenha uma amplitude de $\Delta i \approx 0.7$ mA (admitindo-se um coeficiente para a dependência "frequência óptica emitida versus corrente de injecção" de $\gamma \approx 3$ GHz/mA - valor típico para os lasers semicondutores Hitachi 7801 e Mitsubishi 4102, quando modulados abaixo de 20 kHz [46]). Estes lasers, funcionando acima do limiar, têm um coeficiente "potência óptica emitida versus corrente de injecção" de $\alpha \approx 0.38$ mW/mA, donde, para $\Delta i \approx 0.7$ mA, tem-se uma variação de potência óptica $\Delta I \approx 0.25$ mW. Considerando uma eficiência de injecção da potência óptica do laser na fibra de iluminação do sistema de 1/3, tem-se $(I_{max} - I_b)/2 \approx 42\ \mu$W. Para os lasers acima referidos, no limiar $I_{laser} \approx 250\ \mu$W, donde, na situação do laser ser comutado a partir do limiar, $I_b \approx I_{laser}/3 \approx 83\ \mu$W.

Na Fig 4.5* representa-se a sensibilidade de fase (normalizada por $\sqrt{B}$) determinada pelo ruído quântico para três situações, nomeadamente: $I_b = 83\ \mu$W, $\beta = 1$; $I_b = 1$ mW, $\beta = 1$; $I_b = 1$ mW, $\beta = 0.9$ ($F = 1$, $\eta = 0.7$, $V = 0.5$, $\upsilon_o = 3.75 \times 10^{14}$ Hz ($\lambda = 800$ nm)).

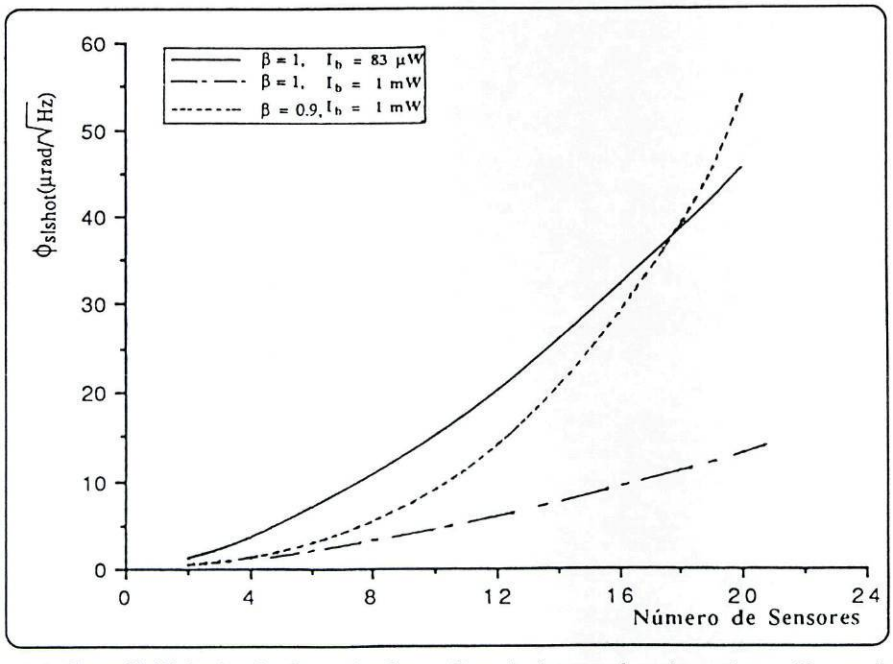

Figura 4.5. Sensibilidade de fase (valor eficaz) determinada pelo ruído quântico, em função do número de sensores da rede (= 2N), para os três casos indicados.

A análise das curvas desta figura mostra a importância de se ter um nível médio de potência óptica

* Nas figuras 4.5, 4.6 e 4.7 são representados valores eficazes para a sensibilidade de fase, isto é, $\phi_s/\sqrt{2}$.

incidente no detector o maior possível, o que por sua vez implica a necessidade de se ter um sistema com perdas de potência reduzidas, isto é, $\beta \approx 1$. Poder-se-ía pensar que "I_o" poderia ser aumentado a partir do aumento de "I_b". No entanto, como se verá mais à frente, a potência óptica "I_b" necessita de ser baixa por forma a não serem degradadas as características do sistema (em termos de "crosstalk"). Assim, o aumento de "I_o" passa pelo aumento de "I_{max}" em (4-20). Isso é viável até certo ponto, isto é, desde que ao longo de toda a excursão do sinal de rampa (não considerando, de momento, as comutações associadas à multiplexagem temporal) o laser semicondutor opere sempre no mesmo modo longitudinal (o aumento de "I_{max}" origina, também, um aumento da amplitude da excursão da frequência óptica emitida; assim, para que neste processo a fase do interferómetro "1" varie do mesmo valor de 2π, torna-se necessário diminuir correspondentemente "ΔL_1", o que por si só até é desejável dado permitir reduzir o nível de ruído de fase presente à saída do interferómetro). Processos alternativos de aumentar "I_o" podem ser, por exemplo, o aumento da eficiência de injecção da potência óptica na fibra de iluminação (o que pode ser conseguido por vários métodos, um dos quais é a redução do astigmatismo do feixe emitido pelo laser), ou então a utilização de lasers mais potentes (por exemplo, o laser Sharp LT024 referenciado no Capítulo 3).

Ruído Electrónico

A densidade espectral de ruído electrónico "$G_{electron}$" é dada por (2-21). Atendendo a (4-13), (4-19) e (4-24), obtem-se

$$\phi_{slelectron} = \frac{\left[32BG_{electron}\right]^{1/2}}{\left[I_b + \frac{I_{max}-I_b}{2}\frac{\mu}{\tau}\right]V}(NM)^2 \qquad (4\text{-}27)$$

$$\phi_{slelectron} = \frac{\left[32BG_{electron}\right]^{1/2}}{\left[I_b + \frac{I_{max}-I_b}{2}\frac{\mu}{\tau}\right]V}\left[\frac{\sum_{r=0}^{MN-2}(\beta^r+1)}{\beta^{MN}}\right]^2 \qquad (4\text{-}28)$$

Para o caso do amplificador bipolar 741, em (2-21) $i_A = 4\ pA/\sqrt{Hz}$. Considerando $R_f = 3$ kHz (o que permite obter uma largura de banda de $\approx$ 1 MHz quando se utiliza este amplificador numa configuração de transimpedância), $M = F = 1$, $\upsilon_o = 3.75 \times 10^{14}$ Hz, $\eta = 0.7$, $i_{dark} = 1$ nA , $V = 0.5$ e $T = 300$ K, tem-se $G_{electron} = 9.5 \times 10^{-23}\ W^2/Hz$. Considerando $M = 2$ e $\mu/\tau = 1/N$, a sensibilidade de fase determinada pelo ruído electrónico é representada na Fig 4.6, novamente para os casos em que se tem $I_b = 83\ \mu W$, $\beta = 1$; $I_b = 1$ mW, $\beta = 1$; $I_b = 1$ mW, $\beta = 0.9$.

As curvas da Fig 4.6 mostram que a sensibilidade depende acentuadamente do nível médio de potência óptica incidente no detector, o qual deve ser o maior possível. No entanto, para uma dada potência óptica de retorno, é possível, ao contrário do que acontece para o caso do ruído quântico, melhorar substancialmente a sensibilidade imposta pelo ruído electrónico mediante a utilização de: ganho na detecção, isto é, utilizando-se um APD a funcionar com ganho óptimo; utilização de

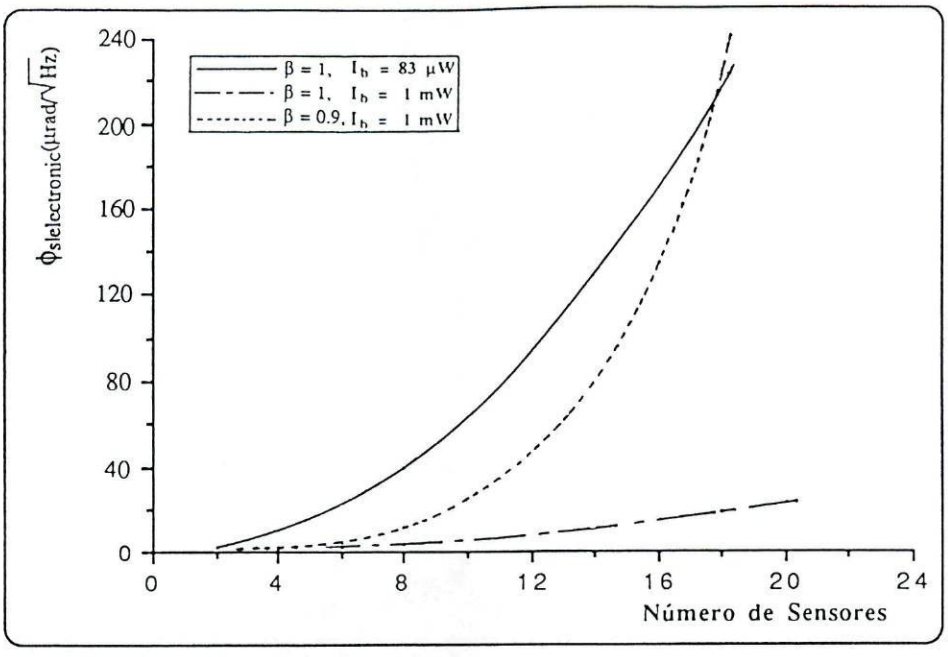

Figura 4.6. Sensibilidade de fase (valor eficaz) determinada pelo ruído electrónico (amplificador bipolar 741), em função do número de sensores (= 2N), para os três casos indicados.

amplificadores com entrada FET (os quais têm uma corrente de ruído "i_A"muito baixa); e de grande largura de banda (por forma a permitir o aumento de "R_f", sem se degradar a largura de banda necessária para a detecção, o que possibilita diminuir o ruído Johnson gerado nessa resistência). Desta forma (para além dos métodos referidos atrás, respeitantes ao aumento da potência óptica média injectada no sistema), o ruído electrónico pode ser significativamente reduzido, permitindo sensibilidades muito mais elevadas para os sensores da rede.

Ruído de Fase

Considere-se dois percursos da fonte óptica até ao detector, identificados por "A" e por "B". A interferência entre a radiação propagando-se em cada um desses caminhos origina um termo de ruído de fase, o qual tem uma densidade de potência espectral dada por (Apêndice D):

$$G_{Phase} \approx 16 I_A I_B \frac{n^2}{c^2 \tau_c} \Delta L_{AB}^2 \, \mathrm{sen}^2\left[\frac{\omega_o n \Delta L_{AB}}{c}\right] \qquad (\Delta L_{AB} << L_c) \qquad (4\text{-}29)$$

$$G_{Phase} \approx 4 I_A I_B \tau_c \qquad (\Delta L_{AB} >> L_c) \qquad (4\text{-}30)$$

onde "ω_o" é a frequência angular óptica da radiação, a qual tem um tempo de coerência "τ_c" (a que se associa um comprimento de coerência em fibra de $L_c = c\tau_c/n$). "I_A" ("I_B") é a potência óptica que atinge o detector proveniente do percurso "A" ("B"), tendo estes dois caminhos um não-balanceamento "ΔL_{AB}". Atendendo ao critério para a escolha dos factores de divisão de potência dos acopladores direccionais da Fig 4.1 (secção 4.2), qualquer percurso da fonte óptica ao detector proporciona a

mesma potência óptica média de retorno, isto é, $I_A = I_B = \kappa_{11}^2 I_o/4 = I_{int}/2$, onde "$I_{int}$" é dado por (4-13) ou (4-19), conforme se considere ou não as perdas do sistema. Assim, "G_{Phase}" é proporcional a "I_{int}^2", donde, por (4-24), a sensibilidade imposta pelo ruído de fase é independente da potência óptica média detectada. Desta forma, por simplicidade, é conveniente utilizar-se a análise descrita na secção 4.2 para o caso da rede sem perdas de potência ($\beta = 1$). Por outro lado, a Fig D.2 (Apêndice D) mostra claramente que, por regra, as contribuições para o ruído de fase associadas a pares de percursos com $\Delta L_{AB} >> L_c$ são muito mais significativas do que as associadas a pares de percursos em que se tem $\Delta L_{AB} << L_c$. Assim, na análise subsequente, considera-se, apenas, as contribuições dos pares de percursos com $\Delta L_{AB} >> L_c$.

Combinando (4-13), (4-20) e (4-30), tem-se

$$G_{Phase_{AB}} = \frac{\tau_c}{4N^4M^4}\left[I_b^2 + (I_{max}-I_b)\frac{\mu}{\tau}I_b + \frac{(I_{max}-I_b)^2}{4}\left[\frac{\mu}{\tau}\right]^2\right] \qquad (4\text{-}31)$$

O número de caminhos da fonte óptica ao receptor é 2NM (o factor "2" é devido aos dois braços de cada interferómetro de Mach-Zehnder). O número de caminhos associados a cada um dos "N" blocos endereçados temporalmente é 2M. Relativamente aos 2NM caminhos, o número de pares de percursos é

$$^{2MN}C_2 = (2MN-1)MN \qquad (4\text{-}32)$$

Existem "MN" pares de caminhos associados aos interferómetros de Mach-Zehnder. Sendo os seus não-balanceamentos muito menores do que "L_c", pelo argumento apresentado atrás, a sua contribuição para o ruído de fase total é desprezável (desde que se tenha M >1). Assim, o número de pares relevantes é

$$(2MN-1)MN - MN = 2MN(MN-1) \qquad (4\text{-}33)$$

Por outro lado, o número de pares de caminhos relevantes associados a cada um dos "N" blocos é

$$^{2M}C_2 - M = 2M(M-1) \qquad (4\text{-}34)$$

Para se obter a densidade espectral total de ruído de fase presente à saída do sistema, as duas primeiras parcelas de (4-31) devem ser multiplicadas pelo número de pares de caminhos dado por (4-33), isto porque a potência óptica "I_b" existe em todas as janelas temporais associados ao endereçamento temporal; por outro lado, a última parcela deve vir multiplicada pelo número de pares de percursos relevantes associados a cada um dos "N" grupos de sensores, isto é, por "2M(M-1)" (expressão (4-34)). Assim,

$$G_{Phase\ (total)} \approx \frac{\tau_c}{2N^3M^3}\left\{\left[I_b^2 + (I_{max}-I_b)\frac{\mu}{\tau}I_b\right](MN-1) + \frac{(I_{max}-I_b)^2}{4N}(M-1)\right\} \qquad (4\text{-}35)$$

Esta expressão é obtida somando-se simplesmente as densidades de potência espectral associadas a

cada par de percursos da fonte óptica ao detector com não-balanceamentos muito superiores a "L_c". Isto significa que possíveis correlações entre estas densidades espectrais não são tomadas em conta. A sua inclusão complica consideravelmente a obtenção de formas explícitas para a sensibilidade determinada pelo ruído de fase. Estas correlações entre pares de percursos são desprezáveis, em face dos termos de ruído associados a cada par, caso estes tenham um não-balanceamento único (na escala do comprimento de coerência da fonte), ou tenham um tempo de percurso médio entre a fonte e o detector único na escala do tempo de coerência da fonte óptica. Desta forma, para o caso da arquitectura representada na Fig 4.1, muitas destas correlações podem ser simplesmente eliminadas, fazendo com que as sucessivas linhas de atraso entre grupos de sensores tenham comprimentos distintos entre si de, pelo menos, "L_c". No entanto, esta medida não influencia as possíveis correlações entre pares de caminhos, em que estes são somente distintos dentro de cada grupo de sensores. Para simplificar, este efeito não será aqui considerado (a correlação entre termos de ruído de fase será abordada, em maior detalhe, no Capítulo 5 e, principalmente, no Capítulo 7).

Considerando $M = 2$ e $\mu/\tau = 1/N$, de (4-24) e (4-35) tem-se

$$\phi_{slphase} \approx \left\{ \frac{32B\tau_c}{V^2} \left[I_b + \frac{(I_{max}-I_b)}{2N} \right]^{-2} \left[\left(I_b + \frac{(I_{max}-I_b)}{N} \right) (2N-1)NI_b + \frac{(I_{max}-I_b)^2}{4N^2} \right] \right\}^{1/2} \qquad (4\text{-}36)$$

Dois casos serão aqui considerados:

a) $I_b = 83\ \mu W$

Pelo argumento apresentado aquando da análise do ruído quântico, este caso corresponde a uma potência emitida "DC" de 250 μW (potência óptica de limiar dos lasers Hitachi 7801 e Mitsubishi 4102), e a uma potência de pico de 375 μW. Nestes níveis de potência óptica emitida estes lasers operam num regime acentuadamente multimodo, donde a regra associada à relação (3-12) não pode ser aplicada. No entanto, para se obter valores numéricos, considere-se válida esta relação, donde $L_c(vazio) \approx 0.5$ m.

b) $I_b = 1$ mW

Isto corresponde a uma potência óptica emitida pelo laser de ≈ 3 mW, donde este funciona em regime já muito apreciavelmente monomodo*. Assim, aplicando a relação (3-12), deduz-se $L_c(vazio) \approx 3.6$ m. Considere-se $L_c = 4$ m.

A Fig 4.7 mostra, para estes dois casos, a sensibilidade para os sensores determinada pelo ruído de fase, na situação em que se tem $V = 0.5$ (resultados normalizados por $\sqrt{B}$).

---

* A comutação da potência óptica emitida pelo laser semicondutor de "I_b" para "I_{pico}" pelos impulsos associados à implementação da multiplexagem temporal não altera substancialmente a forma do espectro óptico emitido, relativamente à situação em que o laser funciona em contínuo na potência óptica "I_{pico}", desde que a largura "τ" dos impulsos (Fig 4.1) seja muito superior aos tempos de relaxação da cavidade laser [156-158]. Devido a fenómenos de aquecimento da cavidade, o efeito destes impulsos consiste, essencialmente, em alterar a frequência média da radiação emitida.

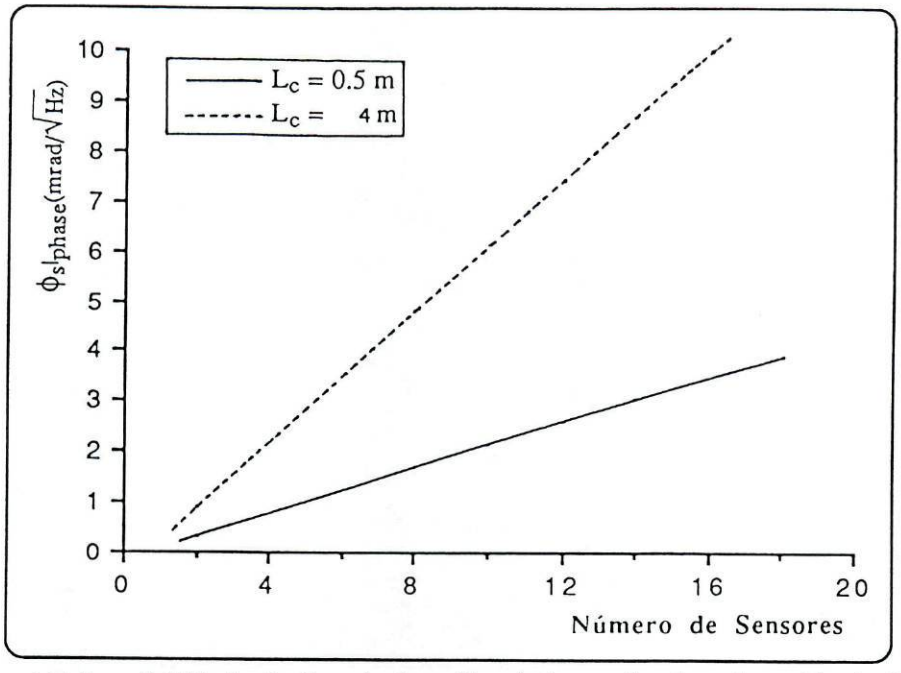

Figura 4.7. Sensibilidade de fase (valor eficaz) determinada pelo ruído de fase, em função do número de sensores (= 2N), para os dois casos indicados.

As curvas da Fig 4.7, quando comparadas com as curvas das Fig 4.5 e 4.6, ilustram algo que é frequente acontecer quando, numa rede de sensores, fracções da potência óptica injectada no sistema atingem o detector com tempos diferenciais de percurso muito superiores ao tempo de coerência da fonte óptica, isto é, a sensibilidade ser determinada, fundamentalmente, pelo ruído de fase. Um processo óbvio de reduzir o efeito desta fonte de ruído consistiria em se utilizar fontes ópticas com comprimento de coerência pequeno, por exemplo, díodos superluminescentes. No entanto, estas fontes não são adequadas para a implementação do endereçamento em frequência, dado que têm um espectro largo, relativamente insensível às variações da corrente de injecção [159]. Uma outra possibilidade consistiria em reduzir "I_b" (por exemplo, colocar o nível base de funcionamento do laser abaixo do limiar). Independentemente disto, a contribuição essencial para os níveis de ruído de fase que condicionam as curvas da Fig 4.7 vem dos pares de caminhos, em que estes só são distintos dentro de cada um dos "N" blocos, com não-balanceamentos muito superiores a "L_c". No caso representado na Fig 4.7 (M = 2), existem 4 destes pares de percursos. Caso se considerasse M = 1 (endereçamento estritamente temporal), não existiria nenhum destes pares, sendo o único par de caminhos presente o associado aos dois braços do interferómetro de Mach-Zehnder. É ilustrativo avaliar a sensibilidade que se obteria neste caso (considerando somente o ruído de fase). Se o não-balanceamento dos "N" interferómetros fosse 10 cm, tendo-se L_c = 4 m e V = 0.5, das expressões (4-24) e (4-29) obtem-se (interferómetros em quadratura) $\phi_{slphase}$ = 25 μrad/$\sqrt{Hz}$, valor independente de "N". Estes valores numéricos ilustram uma das limitações básicas do endereçamento em frequência, nomeadamente a sensibilidade reduzida que proporciona para os sensores (no caso presente, o isolamento dos "N" blocos de sensores pelo endereçamento temporal atenua, em certa medida, esta característica do endereçamento estritamente em frequência). Em certas situações é possível melhorar

substancialmente a sensibilidade de fase de sensores endereçados em frequência. Este assunto será estudado em detalhe no próximo Capítulo.

As fontes de ruído consideradas atrás são fontes de ruído primárias, as quais determinam a sensibilidade básica atingível pelos sensores que se distribuem numa rede. Outras existem, as quais, sem serem fundamentais, deterioram as propriedades do sistema. É o caso do excesso de ruído electrónico originado pelas comutações digitais necessárias para a implementação da multiplexagem temporal. No entanto, o conceito da multiplexagem mista dos sensores baseado na modulação da corrente de injecção do laser semicondutor pela forma de onda representada na Fig 4.1, origina um efeito muito mais importante, o qual degrada substancialmente a sensibilidade dos sensores da rede. Trata-se da instabilidade da frequência óptica de emissão do laser originada pela comutação da potência óptica emitida de "I_b" para "I_{pico}". Este efeito (já referido na secção 3.3), não sendo de abordagem analítica directa, tem, no entanto, duas consequências óbvias, nomeadamente, a redução do nível de sinal na banda de base, e o aumento da amplitude das flutuações de fase do laser. O resultado é, naturalmente, a degradação da sensibilidade dos sensores. Este efeito pode ser eliminado não recorrendo à modulação da corrente de injecção do laser para a geração dos impulsos ópticos. Este assunto será abordado mais adiante.

4.4 INTERFERÊNCIA ENTRE SENSORES DA REDE ("CROSSTALK")

O esquema descrito neste capítulo combina os endereçamentos no tempo e em frequência de sensores interferométricos. Cada um deles origina um certo tipo de "crosstalk" entre sensores. No endereçamento temporal, uma separação temporal nítida dos impulsos de retorno provenientes de sensores adjacentes é, em princípio, condição suficiente para se evitar "crosstalk" óptico entre eles. No entanto, a condição de maximização da potência óptica média de retorno, isto é, $\mu/\tau = 1/N$, significa que algum grau de sobreposição entre estes impulsos é inevitável, resultando daí "crosstalk". Este pode ser minimizado utilizando-se moduladores e receptores de largura de banda elevada, segundo critérios definidos na secção 3.1. Por outro lado, é evidente que uma fonte de "crosstalk" óptico entre sensores pertencentes a blocos distintos é a potência óptica "I_b", dado que esta não é multiplexada temporalmente (Fig 4.1). Assim, do ponto de vista do "crosstalk" entre sensores, é conveniente ter-se $I_b \approx 0$. No entanto, esta solução não é globalmente favorável, dado que a comutação da potência óptica emitida pelo laser a partir de um nível DC muito baixo aumenta a instabilidade de fase da radiação emitida [157]. Conjugando estes factores, uma boa solução consiste em polarizar o laser imediatamente abaixo do seu limiar (para os lasers considerados na secção anterior, isto corresponde a ter-se para "I_b" um valor da ordem de algumas dezenas de μW). Deve referir-se que, no endereçamento temporal, mesmo que o "crosstalk" óptico seja nulo, o desmultiplexador electrónico tem sempre um grau de isolamento limitado entre os seus canais de saída, com a consequente introdução de interferências entre os sinais detectados provenientes dos diversos sensores da rede (tipicamente da ordem de 50 dB eléctricos - Apêndice C).

Os "M" sensores existentes em cada um dos "N" blocos são endereçados em frequência. Daí

resultam vários factores que introduzem "crosstalk" entre os sensores. A análise quantitativa dos níveis de "crosstalk" originados por este tipo de endereçamento (mais concretamente, endereçamento em frequência por técnicas pseudo-heterodinas) será considerada no próximo capítulo.

4.5 IMPLEMENTAÇÃO EXPERIMENTAL

O esquema da experiência implementada encontra-se na Fig 4.8.

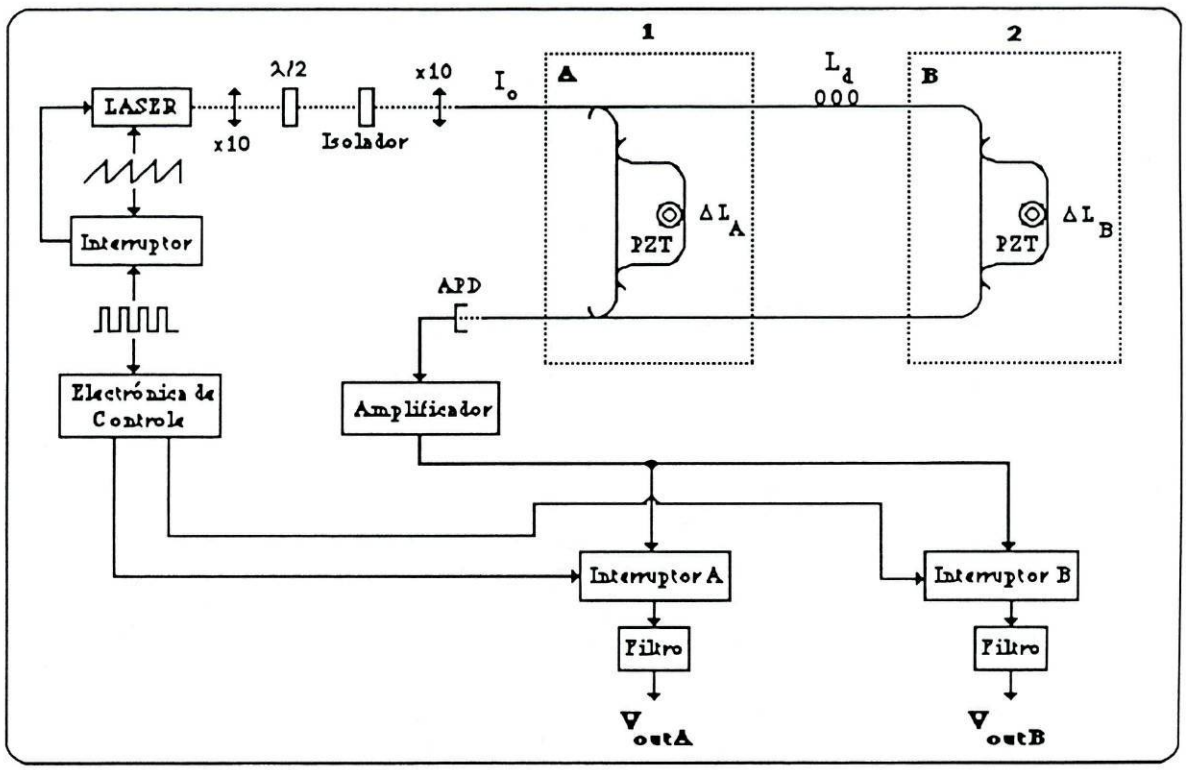

Figura 4.8. Esquema da experiência efectuada.

Trata-se de uma configuração com N = 2 e M = 1. Assim, em rigor, o endereçamento é estritamente temporal. No entanto, como se verá mais adiante, para cada sensor (interferómetro de Mach-Zehnder) é gerada uma portadora pseudo-heterodina pelas técnicas utilizadas para a implementação do endereçamento em frequência descrito neste capítulo.

O díodo laser (Hitachi 7801E, emitindo 3 mW de potência óptica a $\lambda = 780$ nm quando operado 10 mA acima do limiar) tinha uma corrente de limiar de $i_{th} = 48$ mA, tendo sido polarizado ligeiramente abaixo deste valor. A sua corrente de injecção foi modulada por uma onda em dente-de-serra (frequência: 5 kHz), a qual era amostrada por uma onda rectangular de frequência $1/\tau = 200$ kHz e factor de forma $\mu/\tau \approx 1/3$. Um isolador de Faraday foi utilizado no sentido de se eliminar instabilidades no funcionamento do laser, originadas pelo reacoplamento para a cavidade laser de radiação retro-reflectida proveniente do sistema. Os interferómetros "A" e "B" estavam separados por uma linha de atraso de fibra óptica com uma extensão $L_d \approx 500$ m, e tinham não-balanceamentos $\Delta L_A = 17 \pm 0.2$ cm e $\Delta L_B = 8.5 \pm 0.2$ cm, respectivamente. A amplitude da onda em dente-de-serra foi ajustada por forma a obter-se, em cada período, a modulação da fase dos interferómetros "A" e "B" aproximadamente por 4π e 2π rad, respectivamente. Desta forma, foram geradas portadoras para os

interferómetros com frequências de 10 kHz e 5 kHz, respectivamente. Sinais de teste podiam ser induzidos nos interferómetros por intermédio de moduladores piezoeléctricos (PZT's) com eficiências de ≈ 1 rad/V (Apêndice B). A potência óptica de saída era detectada por um APD (Mitsubishi, PD1005, com tensão de avalanche de 136.6 V, e com uma responsividade efectiva de ≈ 50 A/W quando polarizado a 130 V). Após amplificação, o sinal eléctrico foi aplicado a um desmultiplexador temporal de dois canais (Apêndice C). Os sinais nas saídas "A" e "B" deste desmultiplexador passavam de seguida por filtros de banda, com frequências centrais sintonizadas para 10 kHz e 5 kHz, respectivamente, por forma a obterem-se as portadoras correspondentes para os sensores "A" e "B".

Note-se que a implementação da rede de fibra óptica não foi efectuada nas condições ideais. De facto, por limitações de ocasião, utilizou-se não só acopladores direccionais com um factor de divisão de potência de 50% a 780 nm (como deveria ser), mas também acopladores com esse mesmo factor projectado para 633 nm. Resultados posteriores mostraram que a 780 nm estes acopladores tinham um factor de divisão de potência de 1/8, e uma perda de inserção de 2.5 dB (que é, tipicamente, da ordem de 0.2 - 0.3 dB para acopladores utilizados no comprimento de onda correcto). Esta circunstância implicou numa degradação significativa das características da rede estudada, como se depreenderá dos resultados a apresentar na próxima secção.

4.6 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E RESPECTIVA AVALIAÇÃO

A Fig 4.9 mostra a forma de onda que modula a corrente de injecção do laser semicondutor e a correspondente forma de onda óptica emitida (detectada pelo receptor utilizado na experiência). Esta figura mostra claramente que a largura de banda dos sistemas de modulação e de detecção é adequada para os objectivos da experiência.

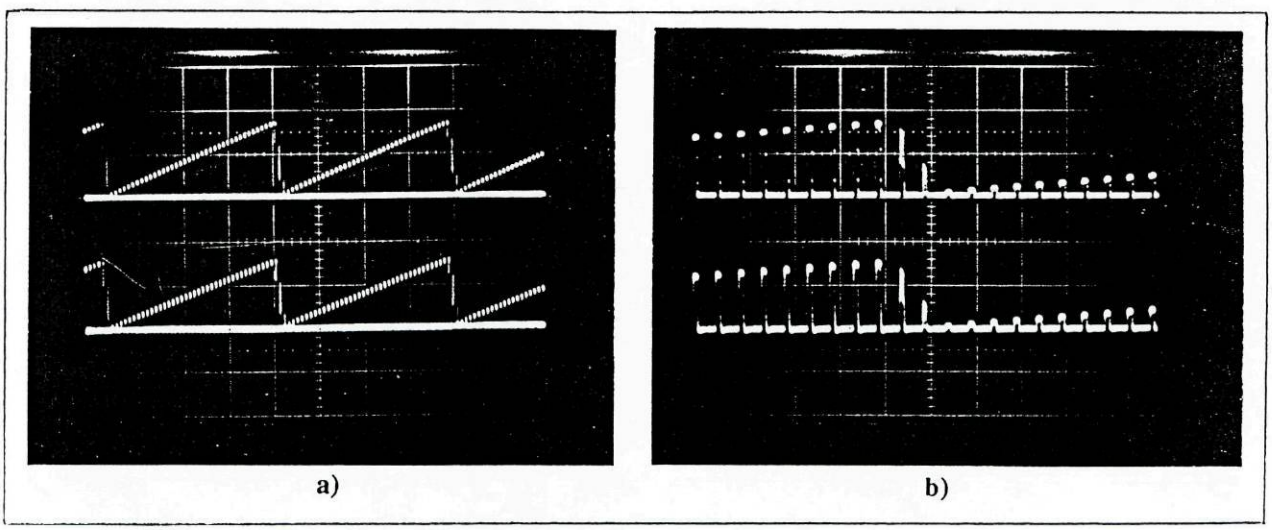

Figura 4.9. **a)** *cima*: sinal de modulação da corrente de injecção do laser semicondutor; *baixo*: sinal óptico emitido pelo laser (50 μs/div). **b)** versão expandida de a) (10 μs/div).

A Fig. 410-a mostra a sequência de impulsos à saída do amplificador. Da Fig 4.8 é fácil concluir-se

que, para componentes iguais, a potência média de retorno de cada interferómetro deveria ser a mesma (desprezando a atenuação da fibra - ≈ 3 dB/km - na linha de atraso). Não é isso o que se observa. De facto, a potência óptica média de retorno do sensor "A" é cerca de 10 dB inferior à proveniente do sensor "B" (que é da ordem de 1 μW). A razão para tal reside na circunstância de não se ter utilizado o mesmo tipo de acopladores ao longo de toda a rede de fibra óptica, conforme foi já referido na secção anterior. Obviamente, é sempre possível fazer com que os dois canais tenham potências ópticas de retorno similares (Fig 4.10-b) mediante a redução da potência óptica de retorno do canal "B" (por exemplo, curvando suficientemente a fibra de iluminação do interferómetro "B", é radiada potência óptica para o exterior).

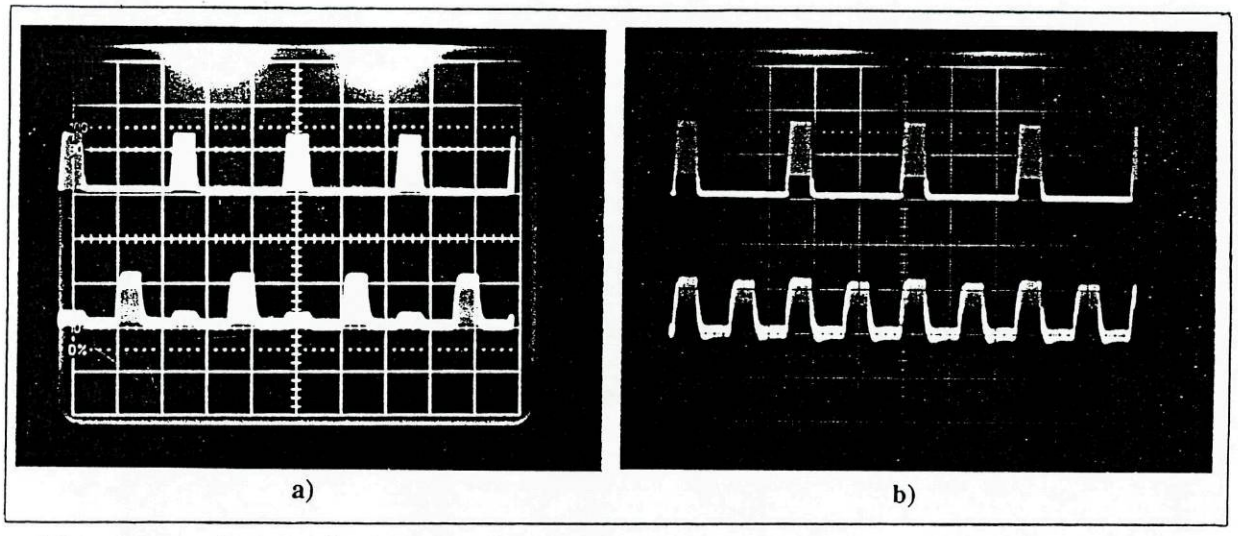

Figura 4.10. **a)** *cima*: sinal de modulação do díodo laser; *baixo*: sequência de impulsos à saída do amplificador (2 μs/div); **b)** *cima*: sinal de modulação do díodo laser; *baixo*: sequência de impulsos à saída do amplificador quando a potência óptica de retorno do canal "B" é atenuada ≈ 10 dB (2 μs/div).

A Fig 4-11-a ilustra o funcionamento do desmultiplexador. A Fig 4-11-b mostra o sinal à saída do canal "B" (saída do interruptor "B" na Fig 4.8), onde é visível a modulação da fase do interferómetro "B" por uma franja pela onda em dente-de-serra (a qualidade deficiente da imagem deve-se à amostragem lenta do sinal pelo osciloscópio digital, na escala de tempo utilizada).

A Fig 4.12 mostra as portadoras geradas para os dois interferómetros pela técnica descrita anteriormente.

Verificou-se que a visibilidade das franjas à saída dos interferómetros não era constante, apresentando variações significativas no decurso do tempo. Como já foi referido em capítulos anteriores, isso deve-se fundamentalmente a flutuações do estado de polarização da radiação que se propaga nos braços dos interferómetros. Na altura em que os resultados que a seguir se apresentam foram obtidos, a visibilidade das franjas de cada interferómetro situava-se aproximadamente nos 70%.

A Fig 4.13 mostra o espectro de saída dos dois canais quando um sinal de teste de 50 mrad de amplitude de pico a 750 Hz foi aplicado, alternadamente, a cada um dos interferómetros.

Esta figura mostra que os sinais de interesse aparecem de cada lado da portadora correspondente.

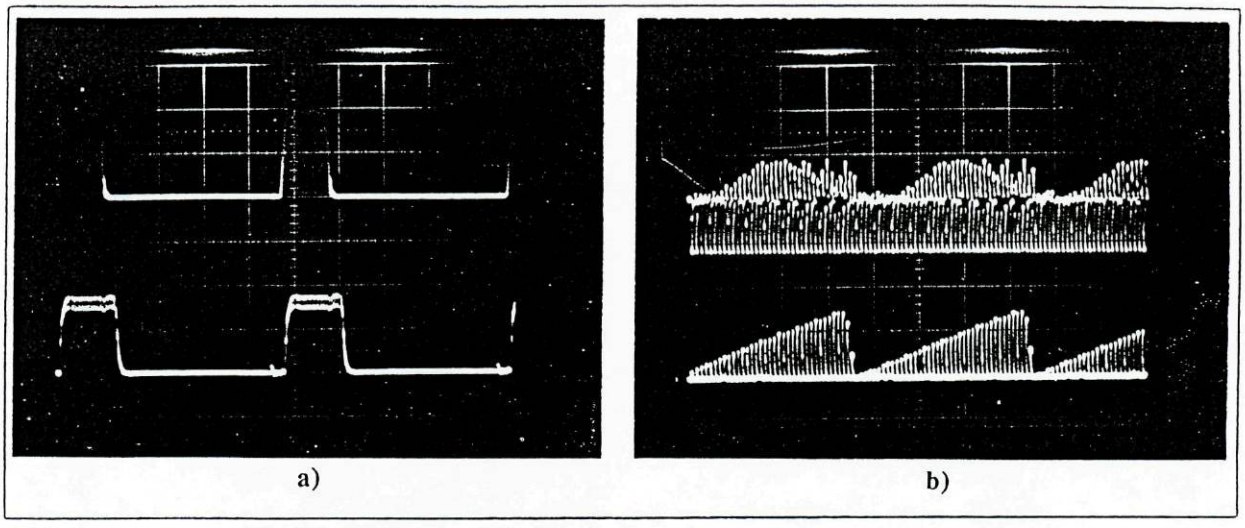

Figura 4.11. **a)** *cima*: sinal de modulação do díodo laser; *baixo*: saída do canal "A" do desmultiplexador (1 μs/div); **b)** *cima*: saída do canal "B" do desmultiplexador; *baixo*: sinal de modulação do díodo laser (0.2 ms/div).

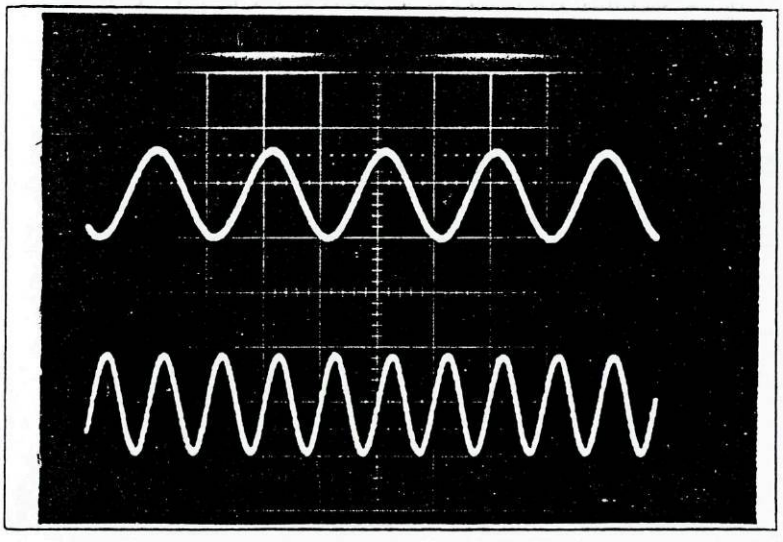

Figura 4.12. Portadoras geradas pela técnica pseudo-heterodina (0.1 ms/div; 0.2 V/div): *cima*: portadora do interferómetro "B" (5 kHz); *baixo*: portadora do interferómetro "A" (10 kHz); relativamente ao de cima este sinal tem um ganho adicional de ≈ 20 dB.

As sensibilidades que se obtêm para os sensores "A" e "B" têm o valor de 900 $\mu rad/\sqrt{Hz}$ e 340 $\mu rad/\sqrt{Hz}$, respectivamente. Claramente, estes valores são muito superiores aos obtidos na análise da secção 4.3 para o caso N = 2, M = 1. É razoável atribuir-se esta acentuada discrepância ao efeito já referido do varrimento da frequência de emissão do laser originada pelos impulsos aplicados à sua corrente de injecção. Para além deste efeito, a baixa sensibilidade obtida para o sensor "A" tem a ver também com o baixo nível da sua potência óptica média de retorno, o que degrada substancialmente a sensibilidade imposta pelo ruído quântico (dependência proporcional a $1/\sqrt{I_{int}}$) e, fundamentalmente, a sensibilidade determinada pelo ruído electrónico (dependência proporcional a $1/I_{int}$).

Da Fig 4.13 deduz-se também que o nível de interferência ("crosstalk") entre os sensores está

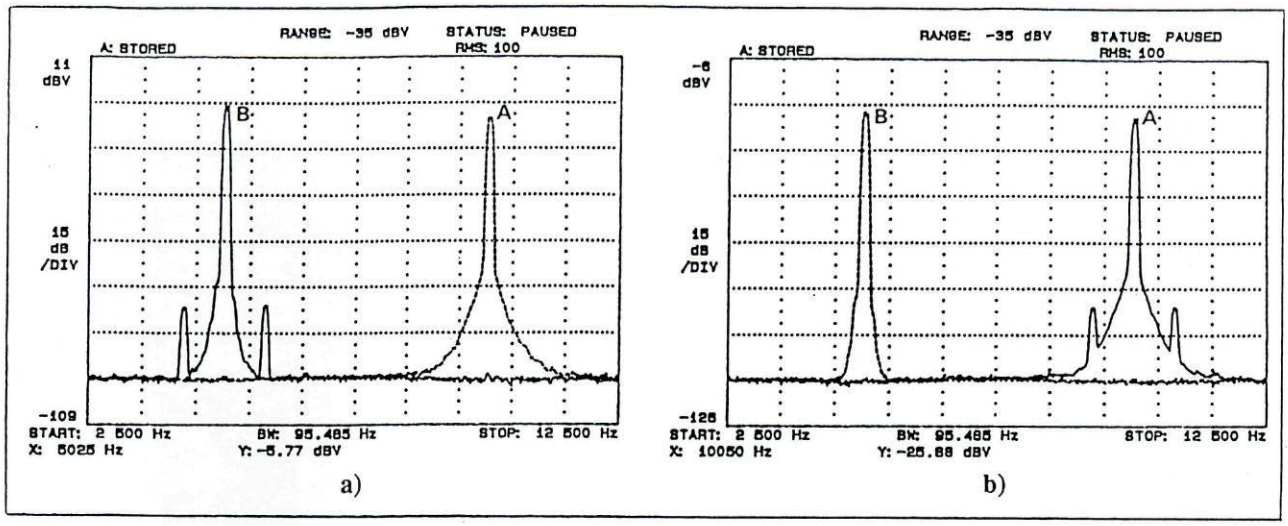

Figura 4.13. Saída dos dois canais (na situação da Fig 4.10-a) quando sinais de teste de 50 mrad de amplitude a 750 Hz foram aplicados alternadamente a cada um dos interferómetros: **a)** canais "A" e "B" - sinal aplicado ao interferómetro "B"; **b)** canais "A" e "B" - sinal aplicado ao interferómetro "A".

abaixo do patamar de ruído. Isto não é de estranhar, atendendo ao baixo valor de "I_b" com que os resultados da Fig 4.13 foram obtidos, o que significa que a multiplexagem temporal isola convenientemente os dois sensores. Em contraste, a Fig. 4.14 mostra os resultados obtidos na situação em que $i_b = 54$ mA, isto é, $I_b \approx 0.8$ mW (para o caso em que a potência óptica média de retorno dos dois sensores é similar - Fig 4.10-b).

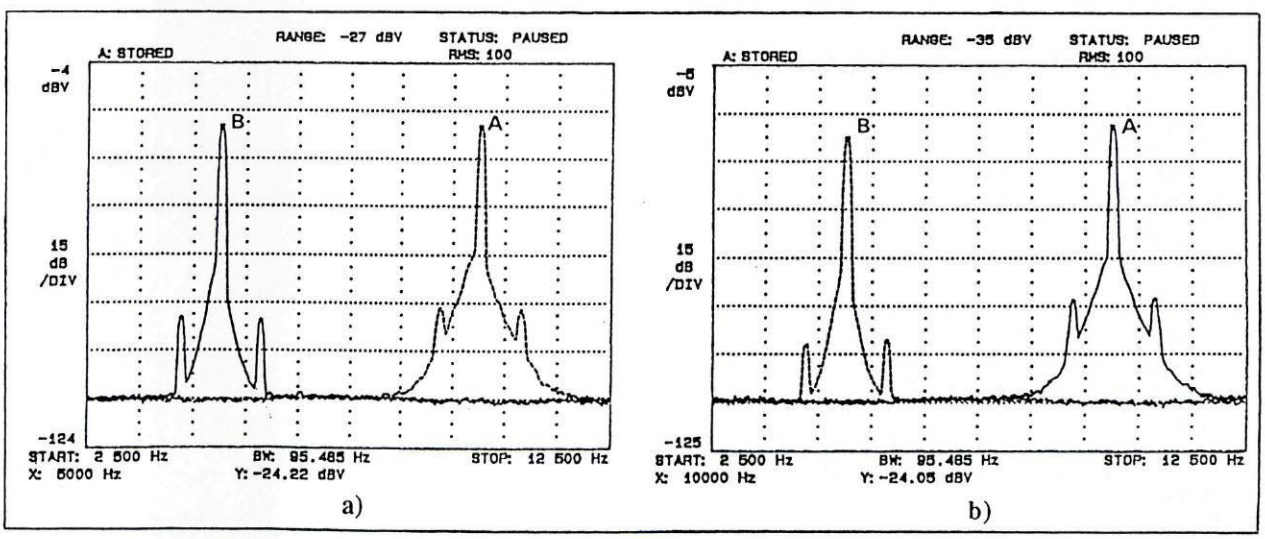

Figura 4.14. Saída dos dois canais (na situação da Fig 4.10-b) quando sinais de teste de 50 mrad de amplitude a 750 Hz foram aplicados alternadamente a cada um dos interferómetros: **a)** canais "A" e "B" - sinal aplicado ao interferómetro "B"; **b)** canais "A" e "B" - sinal aplicado ao interferómetro "A".

Como se observa, o nível de interferência recíproca entre os sensores é muito elevado, o que está de acordo com o referido na secção 4.4. A sua origem está na técnica utilizada para a geração das

portadoras do processamento pseudo-heterodino, que é idêntica à descrita na secção 4.1 para a implementação do endereçamento em frequência dos sensores de cada um dos "N" blocos. Esta fonte de interferência entre sensores será estudada em detalhe no próximo capítulo.

A extensão da fibra de atraso ($L_d \approx 500$ m) é demasiado longa do ponto de vista das aplicações práticas. De referir que isto não é propriamente uma limitação, pois as expressões (4-1) e (4-2) indicam que, para $L_d = 50$ m e $N = 10$, $\mu < 0.25 \times 10^{-6}$ s, o que implica tempos de subida e de descida inferiores a 100 ns, facilmente acessíveis com electrónica corrente. Por outro lado, se a largura dos impulsos de amostragem se torna demasiado pequena, os efeitos que eles originam em termos do varrimento da frequência óptica de emissão do laser semicondutor tornam-se mais severos. Como se referiu na secção 4.3, este problema é uma limitação importante do esquema de multiplexagem descrito neste capítulo. No entanto, ele pode ser ultrapassado utilizando-se um modulador acusto-óptico para gerar os impulsos ópticos a injectar na fibra de iluminação da rede, mantendo-se a modulação em rampa da corrente de injecção do laser para se implementar o endereçamento em frequência. Esta combinação, que necessita de ser estudada experimentalmente em maior detalhe, permitirá, em princípio, potenciar consideravelmente a técnica de multiplexagem mista de sensores interferométricos descrita neste capítulo.

Em resumo, as características mais importantes da técnica de multiplexagem mista de sensores estudada neste capítulo são:

- Para um dado número de sensores distribuidos na rede, melhor balanço de potência relativamente ao endereçamento estritamente temporal;
- Relativamente ao endereçamento estritamente em frequência, para um dado número de sensores, os níveis de ruído de fase presente no sistema são menos significativos;
- Em princípio, sensibilidade intermédia relativamente às situações em que se tem endereçamentos estritamente no tempo e em frequência; o mesmo sucede relativamente ao nível de "crosstalk" entre sensores;
- Simplicidade na desmodulação dos sinais provenientes dos sensores da rede;
- Maior complexidade global de implementação.

Note-se que, independentemente do tipo de endereçamento, a topologia utilizada (escada transmissiva) implica a utilização de acopladores dedicados, isto é, os acopladores direccionais ao longo da rede necessitam de ter factores de divisão de potência bem definidos. Esta característica não é, certamente, muito favorável, podendo, no entanto, ser ultrapassada utilizando-se topologias alternativas (secção 2.3).

5

MULTIPLEXAGEM EM FREQUÊNCIA DE SENSORES INTERFEROMÉTRICOS

5.1 DESCRIÇÃO DO SISTEMA

5.2 BALANÇO DE POTÊNCIA DA REDE DE SENSORES

5.3 AVALIAÇÃO DA SENSIBILIDADE DOS SENSORES

5.4 INTERFERÊNCIA ENTRE SENSORES DA REDE ("CROSSTALK")

5.5 INSENSIBILIDADE A PERTURBAÇÕES NAS FIBRAS DE LIGAÇÃO

5.6 IMPLEMENTAÇÃO EXPERIMENTAL

5.7 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E RESPECTIVA AVALIAÇÃO

No Capítulo 2 foram descritos vários esquemas para o endereçamento em frequência de sensores de fibra óptica. Para o caso em que estes são do tipo interferométrico, o esquema pseudo-heterodino (secção 2.4.2.4) é particularmente atractivo, atendendo a que proporciona, simultaneamente, a discriminação dos sinais provenientes dos diversos sensores da rede e a respectiva desmodulação. Neste capítulo, este esquema de endereçamento é estudado em detalhe, de forma a identificar as suas vantagens e desvantagens relativas. Esta análise será efectuada no âmbito de uma arquitectura para a rede de sensores em que estes são interferómetros do tipo Michelson, com a característica de os braços de sinal e de referência serem suportados por fibras distintas. Note-se, no entanto, que vários dos resultados a apresentar são independentes da topologia de suporte dos sensores.

5.1 DESCRIÇÃO DO SISTEMA

A configuração estudada encontra-se representada esquematicamente na Fig 5.1. O acoplador de entrada, de factor de divisão de potência "κ_0", suporta as fibras de ligação que são, simultaneamente, fibras de ligação e de retorno dos braços de sinal e de referência dos interferómetros de Michelson. Estes braços podem estar ambos localizados remotamente, ou, alternativamente, somente os braços de sinal o estão, situando-se os braços de referência num

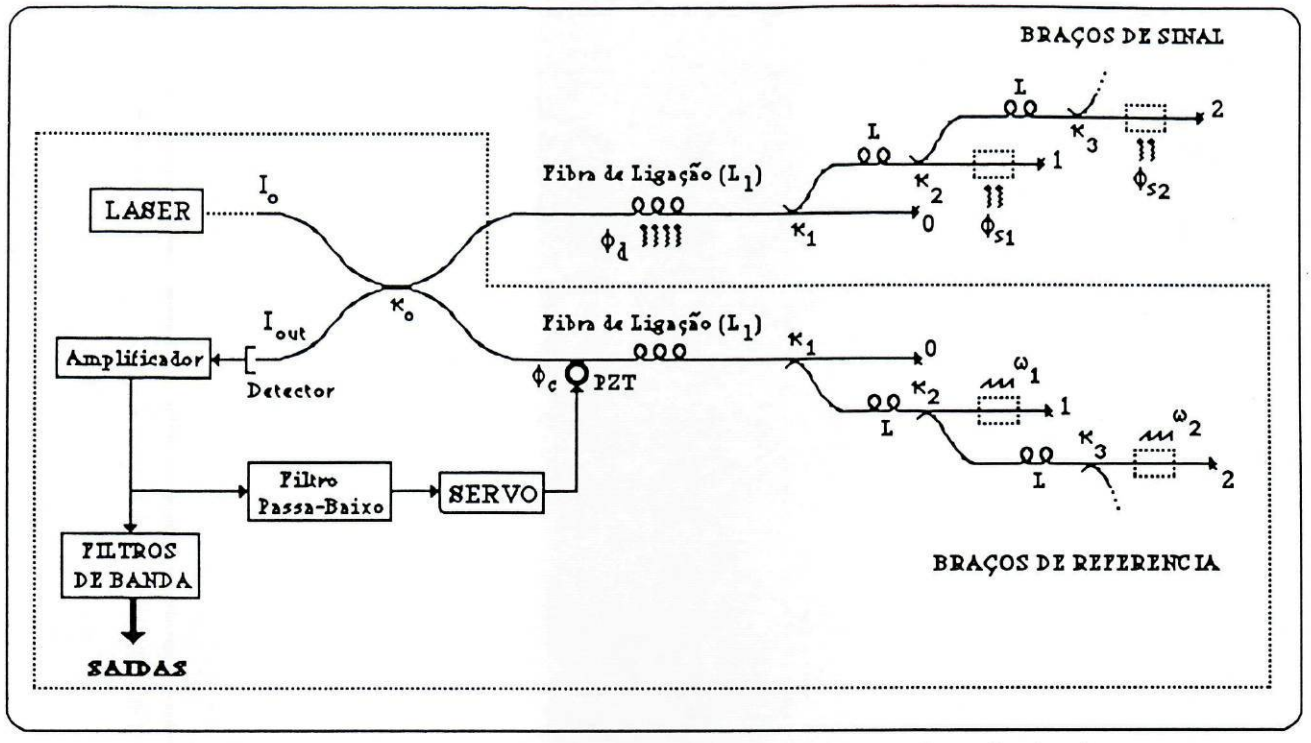

Figura 5.1. Representação do conceito de multiplexagem em frequência de sensores interferométricos (interferómetros de Michelson) com insensibilidade a perturbações induzidas nas fibras de ligação.

ambiente controlado na região em que se encontram a fonte óptica, o detector e toda a electrónica de processamento (região delimitada a pontilhado na Fig 5.1). Esta topologia implica que a qualidade dos sinais a recuperar é dependente das perturbações induzidas nas fibras de ligação pelas mais variadas grandezas físicas (temperatura, pressão, etc.). Várias técnicas têm sido descritas na literatura no sentido de eliminar ou atenuar este tipo de dependência, especialmente no contexto do processamento de sinal de sensores individuais [160-162]. Aqui, o problema é resolvido introduzindo-se um interferómetro adicional, cujos braços são constituidos pelas duas fibras de ligação, sendo a sua fase diferencial mantida constante por intermédio de um sistema de realimentação. A radiação proveniente de um interferómetro particular da rede é tornada incoerente, relativamente à radiação proveniente de qualquer outro interferómetro, pela inserção, em localizações adequadas, de secções de fibra óptica de comprimento "L", sendo $L>>L_c$, onde "L_c" é o comprimento de coerência da radiação emitida pela fonte óptica. No endereçamento em frequência pela técnica pseudo-heterodina, a recuperação dos sinais induzidos nos sensores é conseguida por intermédio da geração de uma portadora para o interferómetro "i" ($i = 1, 2, ..., N$), com frequência angular "ω_i". Isso é conseguido através da implementação de um de dois métodos possíveis: no caso da fonte óptica ser um laser semicondutor, procede-se à modulação da sua frequência óptica de emissão por variação da corrente de injecção segundo uma onda em dente-de-serra, em conjunção com a existência de um não-balanceamento único para cada um dos interferómetros do sistema; ou pela aplicação de uma onda em dente-de-serra, com amplitude adequada, a moduladores piezoeléctricos localizados nos braços de referência de "N" interferómetros sensores. Em qualquer um dos métodos, as "N" portadoras são discriminadas na saída, utilizando um conjunto de "N" filtros de banda.

O estudo do esquema representado na Fig 5.1 inicia-se pela especificação das condições a impor ao sistema no sentido da optimização do balanço de potência da rede de sensores. De seguida, a sensibilidade de fase é determinada, considerando as fontes primárias de ruído. Uma técnica é, então, descrita e analisada, tendo como objectivo a redução do nível de ruído de fase presente no sistema. No contexto do endereçamento pseudo-heterodino, as causas mais importantes de interferência entre sensores ("crosstalk") serão identificadas, e os seus efeitos quantificados. Finalmente, resultados experimentais serão apresentados e comparados com as previsões dos modelos teóricos desenvolvidos.

5.2 BALANÇO DE POTÊNCIA DA REDE

Como foi já referido em capítulos anteriores, o critério para a especificação dos factores de divisão de potência dos acopladores direccionais distribuidos pela rede é o de assegurar que cada sensor proporciona a mesma potência óptica média de retorno. No caso presente, esta condição implica imediatamente que os factores de divisão de potência dos acopladores correspondentes nos ramos de sinal e de referência, na Fig 5.1, têm que ser iguais. Relativamente à especificação destes factores, dois casos serão considerados a seguir.

Rede Sem Perdas de Potência

A potência óptica média de retorno do interferómetro "i" é

$$I_{int_i} = 2I_o\kappa_o(1-\kappa_o)(1-\kappa_{i+1})^2\prod_{j=1}^{i}\kappa_j^2 \quad ; \qquad (i = 1,2,...,N) \tag{5-1}$$

A potência óptica de retorno do interferómetro "i-1" é

$$I_{int_{i-1}} = 2I_o\kappa_o(1-\kappa_o)(1-\kappa_i)^2\prod_{j=1}^{i-1}\kappa_j^2 \tag{5-2}$$

onde "I_o" é a potência óptica média injectada no sistema. A potência óptica média de retorno do interferómetro "0" (interferómetro de compensação) é $2I_o\kappa_o(1-\kappa_o)(1-\kappa_1)^2$. Impondo a condição de $I_{int_i} = I_{int_{i-1}}$, tem-se

$$\kappa_{i+1} = 2 - \frac{1}{\kappa_i} \tag{5-3}$$

Como $\kappa_{i+1} = 0$, tem-se $\kappa_N = 1/2$, $\kappa_{N-1} = 2/3$, $\kappa_{N-2} = 3/4$,..., isto é

$$\kappa_i = \frac{N+1-i}{N+2-i} \qquad (i = 1,2,...,N) \tag{5-4}$$

Com os factores de divisão de potência dos acopladores especificados desta maneira, tem-se que a potência óptica média de retorno de cada interferómetro é

$$I_{int} = \frac{2I_o\kappa_o(1-\kappa_o)}{(N+1)^2} \tag{5-5}$$

sendo a potência óptica média total incidente no detector expressa por (note-se que o número de interferómetros é N+1)

$$I_T = \frac{2I_o\kappa_o(1-\kappa_o)}{N+1} \tag{5-6}$$

Rede Com Perdas de Potência

Conforme já referido na secção 4.2, considera-se que as perdas de potência presentes no sistema se encontram concentradas nos acopladores, os quais têm, assim, um factor de perda de potência de 1-β (da Fig 5.1 decorre que "1-β" é aproximadamente igual à perda total de potência óptica no conjunto constituido por uma extensão "L" de fibra óptica, um acoplador e três juntas por fusão).

A potência óptica média de retorno do interferómetro "i" é

$$I_{int_i} = 2I_o\kappa_o(1-\kappa_o)(1-\kappa_{i+1})^2\beta^{2(i+2)}\prod_{j=1}^{i}\kappa_j^2 \quad ; \quad (i = 1,2,...,N-1) \tag{5-7}$$

A potência óptica de retorno do interferómetro "i-1" é

$$I_{int_{i-1}} = 2I_o\kappa_o(1-\kappa_o)(1-\kappa_i)^2\beta^{2(i+1)}\prod_{j=1}^{i-1}\kappa_j^2 \tag{5-8}$$

Impondo a condição de $I_{int_i} = I_{int_{i-1}}$, tem-se

$$\kappa_{i+1} = 1 - \frac{1-\kappa_i}{\beta\kappa_i}; \quad (i = 1,2,..., N-1) \tag{5-9}$$

Atendendo a que se deve ter $\kappa_N = 1/2$ (como $\kappa_{N+1} = 0$, daqui decorre imediatamente que $I_{int_N} = I_{int_{N-1}}$) tem-se

$$\kappa_i = \frac{\sum_{j=i}^{N-1}\beta^{(N-1)-j}+1}{\sum_{j=i}^{N}\beta^{(N-j)}+1} \quad ; \quad (i = 1,2,3...,N-1) \tag{5-10}$$

Com os factores de divisão de potência dos acopladores condicionados desta forma, a potência óptica média de retorno de cada interferómetro (incluindo o interferómetro "0") é dada por

$$I_{int} = 2I_o\kappa_o(1-\kappa_o)\frac{\beta^{2(N+1)}}{\left[\sum_{j=1}^{N}\beta^{(N-j)}+1\right]^2} \tag{5-11}$$

$$I_T = (N+1)I_{int} \tag{5-12}$$

Se em (5-10) e (5-11) se considera $\beta = 1$ (sistema sem perdas), obtem-se as expressões (5-4) e (5-5),

respectivamente. Por simetria, e também atendendo à condição de maximização da potência óptica que atinge o detector, "κ_0" deve ser igual a 1/2. A Fig 5.2 mostra a dependência de "κ_i" em função do índice do acoplador direccional correspondente; a Fig 5.3 representa I_{int}/I_o. Em ambas as figuras considera-se N = 10, e dois casos são ilustrados, nomeadamente: $\beta = 1$ e $\beta = 0.9$ (perda por acoplador de 0.45 dB). Como exemplo, para o caso em que N = 10, se I_o = 1 mW, então $I_{int}(\beta = 1) = 4.2\ \mu W$, $I_{int}(\beta = 0.9) = 1.1\ \mu W$.

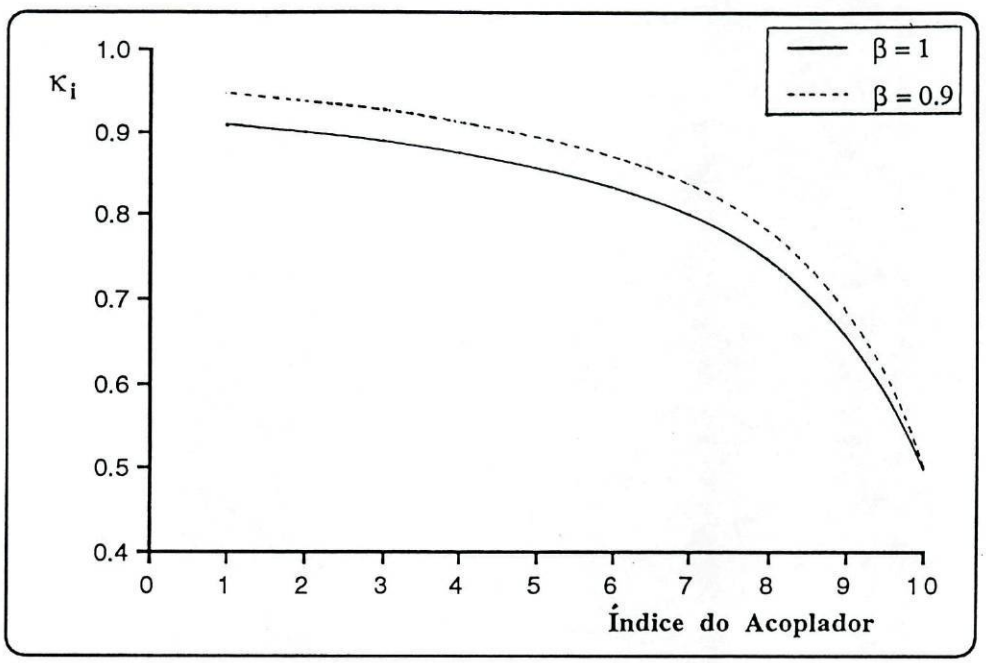

Figura 5.2. Factor de divisão de potência dos acopladores direccionais nos ramos de sinal e de referência, em função da sua posição ao longo destes. Considera-se N = 10, e representa-se os casos de ausência de perdas ($\beta = 1$) e de perda perda de 0.45 dB por acoplador ($\beta = 0.9$).

5.3 AVALIAÇÃO DA SENSIBILIDADE DOS SENSORES

O esquema de multiplexagem em frequência pela técnica pseudo-heterodina permite obter, para o interferómetro "j", um sinal da forma (secção 2.4.2.4)

$$I_j = I_{int}\{1 + V_j \cos[\omega_j t + \phi_{oj} + \phi_{sj}\,\mathrm{sen}(\omega_{sj} t)]\} \tag{5-13}$$

onde "ϕ_{oj}" contem as flutuações de fase do interferómetro "j", ao qual se aplica o sinal "$\phi_{sj}\mathrm{sen}(\omega_{sj}t)$". Seguindo a análise efectuada na secção 4.3, encontra-se que a sensibilidade de fase "ϕ_{slx}", imposta pela fonte de ruído "x" com densidade espectral de ruído óptico ao quadrado "G_x", é dada por

$$\phi_{slx} = \frac{\sqrt{8BG_x}}{VMI_{int}} \tag{5-14}$$

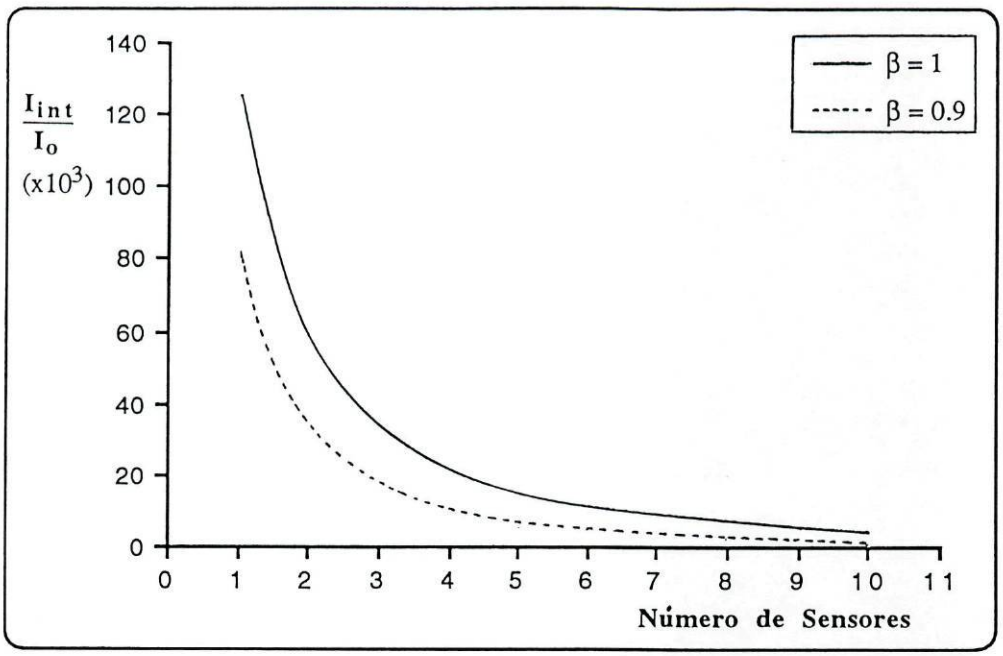

Figura 5.3. Potência óptica média de retorno de cada interferómetro, normalizada pela potência óptica média injectada no sistema. Considera-se os casos $\beta = 1$ e $\beta = 0.9$.

onde "M" é o factor de ganho na detecção na eventualidade de se utilizar um APD (por simplicidade elimina-se o índice "j" - admite-se que todos os interferómetros têm a mesma visibilidade).

Ruído Quântico

A densidade espectral de ruído quântico é dada por (2-18). Assim, considerando (5-5), (5-11), (5-12) e (5-14), tem-se

$$\phi_{slshot} = \left[\frac{8B(N+1)^3 F h\upsilon_o}{V^2 \eta I_o \kappa_o (1-\kappa_o)}\right]^{1/2} \tag{5-15}$$

$$\phi_{slshot} = \left[\frac{8B(N+1) F h\upsilon_o}{V^2 \eta I_o \kappa_o (1-\kappa_o)}\right]^{1/2} \frac{\sum_{j=1}^{N} \beta^{(N-j)} + 1}{\beta^{N+1}} \tag{5-16}$$

para os casos da rede sem perdas e com perdas de potência, respectivamente. A Fig 5.4 ilustra a dependência de "$\phi_{slshot}/\sqrt{B}$" em função do número de sensores, para os casos $\beta = 1$ e $\beta = 0.9$ ($I_o = 1$ mW, $F = 1$, $\eta = 0.7$, $V = 0.5$, $\upsilon_o = 3.75 \times 10^{14}$ Hz ($\lambda = 800$ nm), $\kappa_o = 1/2$). Esta figura mostra que o ruído quântico não limita significativamente a sensibilidade de fase dos interferómetros, ilustrando igualmente a importância das perdas de potência ao longo da rede*. De (5-15) e (5-16) é interessante constatar que a sensibilidade é independente da existência ou não de ganho na detecção, o que

* Admitindo uma eficiência de injecção da potência óptica na fibra de iluminação do sistema de 1/3, isto significa que, para $I_o = 1$ mW, a potência emitida pelo laser semicondutor é de 3 mW; potências muito mais elevadas podem ser conseguidas utilizando-se certos tipos de lasers, por exemplo, o laser Sharp LT024.

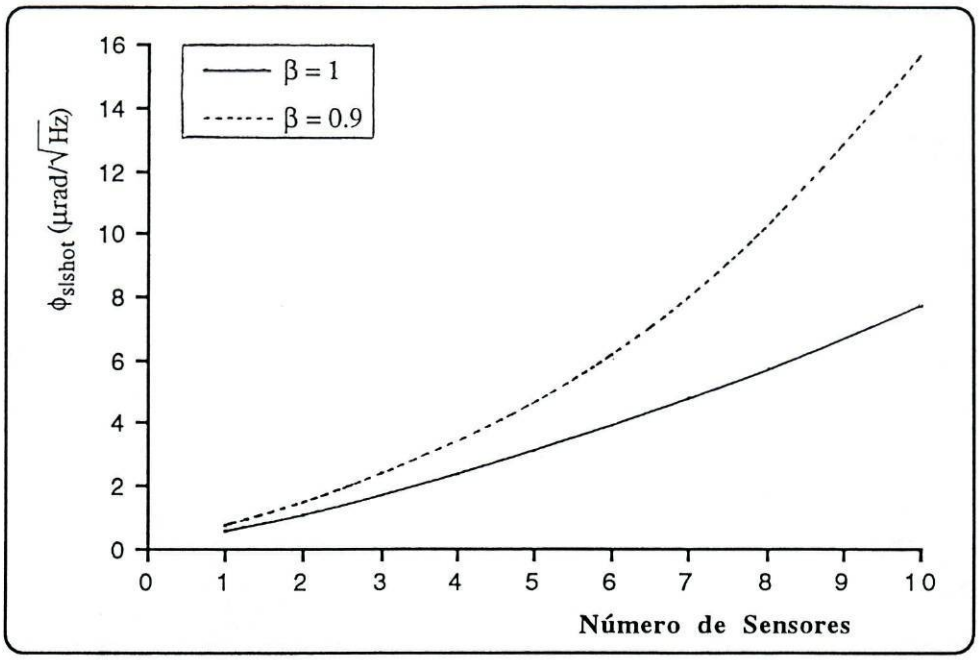

Figura 5.4. Sensibilidade de fase determinada pelo ruído quântico, em função do número de sensores da rede. Considera-se os casos $\beta = 1$ e $\beta = 0.9$.

significa, quando se considera o ruído quântico, que é, em princípio, indiferente utilizar-se um fotodetector p-i-n ou um APD*.

Ruído Electrónico

A densidade espectral de ruído electrónico "$G_{electron}$" é dada por (2-21). Atendendo a (5-5), (5-11) e (5-14), tem-se

$$\phi_{slelectron} = \frac{h\upsilon_o(N+1)^2}{2eVM\eta I_o\kappa_o(1-\kappa_o)} \left[8B\left(2ei_{dark}M^2F + \frac{4k\theta}{R_f} + i_A^2\right)\right]^{1/2} \tag{5-17}$$

$$\phi_{slelectron} = \frac{h\upsilon_o}{2eVM\eta I_o\kappa_o(1-\kappa_o)} \left[8B\left(2ei_{dark}M^2F + \frac{4k\theta}{R_f} + i_A^2\right)\right]^{1/2} \left[\frac{\sum_{j=1}^{N}\beta^{(N-j)}+1}{\beta^{N+1}}\right]^2 \tag{5-18}$$

para os casos da rede sem perdas e com perdas de potência, respectivamente ("θ" é a temperatura absoluta). A Fig 5.5 mostra a dependência de "$\phi_{slelectron}/\sqrt{B}$ em função do número de sensores, para os casos $\beta = 1$ e $\beta = 0.9$ (I_o = 1 mW, F = M = 1, η = 0.7, V = 0.5, $\upsilon_o = 3.75 \times 10^{14}$ Hz (λ = 800 nm), κ_o = 1/2, i_{dark} = 1 nA, θ = 300 K, R_f = 100 kΩ, $i_A = 7 \times 10^{-13}$ A/√Hz - para o amplificador bipolar de baixo ruído 5534). Esta figura mostra que a sensibilidade de fase não é substancialmente degradada pelo ruído electrónico. Isso deve-se, por um lado, ao facto de os níveis de potência óptica incidentes no detector serem razoavelmente elevados; por outro, à circunstância de o amplificador ser de baixo ruído,

* Na prática, torna-se mais vantajoso utilizar um fotodetector p-i-n, atendendo a que, em geral, $F_{pin} < F_{APD}$.

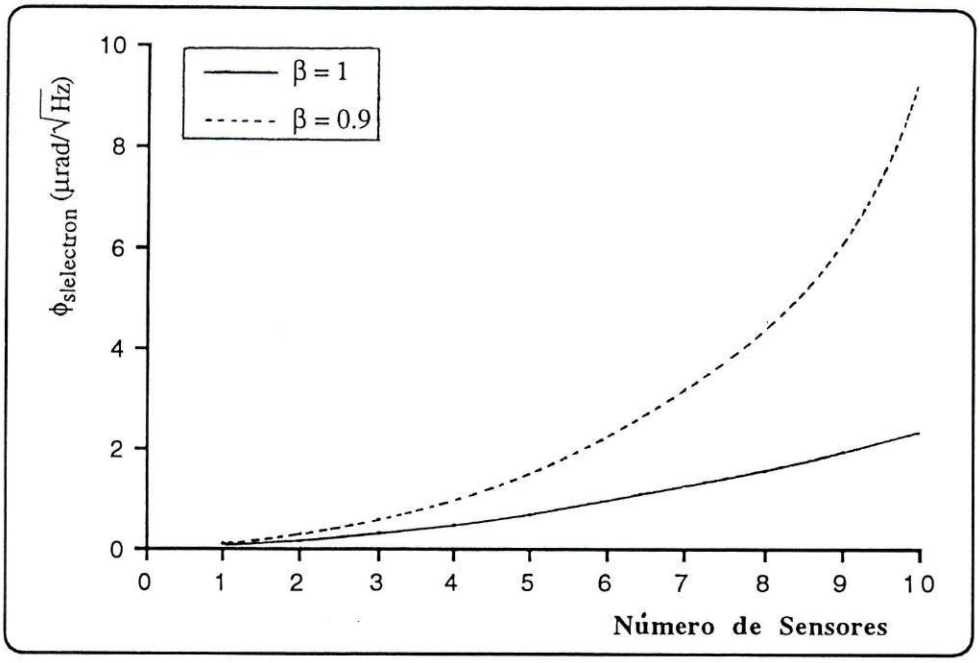

Figura 5.5. Sensibilidade de fase determinada pelo ruído electrónico, em função do número de sensores da rede. Considera-se os casos $\beta = 1$ e $\beta = 0.9$.

em conjunção com o ter-se considerado uma configuração de transimpedância com um ganho grande (R_f=100 kΩ)*. Comparando as figuras 5.4 e 5.5, verifica-se que o efeito das perdas de potência óptica na rede é bem mais significativo para o caso da sensibilidade determinada pelo ruído electrónico. A razão para tal reside no facto de $\phi_{slelectron} \propto 1/I_{int}$, enquanto que $\phi_{slshot} \propto 1/\sqrt{I_{int}}$.

Ruído de Fase

Como foi já referido na secção 4.3, a interferência da radiação que se propaga ao longo de quaisquer dois percursos "A" e "B" da fonte óptica até ao detector origina um termo de ruído de fase, o qual tem uma densidade de potência espectral dada por (Apêndice D)

$$G_{Phase} \approx 16 I_A I_B M^2 \frac{\tau^2}{\tau_c} \operatorname{sen}^2(\omega_o \tau) \quad ; \qquad \tau << \tau_c \qquad (5\text{-}19)$$

$$G_{Phase} \approx 4 I_A I_B M^2 \tau_c \quad ; \qquad \tau >> \tau_c \qquad (5\text{-}20)$$

onde "ω_o" é a frequência angular da radiação óptica, a qual tem um tempo de coerência "τ_c" (a que se associa um comprimento de coerência no vazio $L_c = c\tau_c$). "I_A" ("I_B") é a potência óptica que atinge o detector proveniente do percurso "A" ("B"), tendo estes dois caminhos um não-balanceamento "ΔL_{AB}" (correspondente a uma diferença "τ" de tempos de percurso).

A análise da topologia representada na Fig 5.1 mostra que o número de percursos da fonte óptica

* Um ganho de transimpedância elevado implica, em princípio, uma largura de banda mais reduzida para o bloco de detecção. No entanto, no endereçamento em frequência não é necessário ter-se um bloco de detecção com uma largura de banda elevada, contrariamente ao que acontece quando se considera o endereçamento temporal.

ao detector é 2(N+1). O número de pares de caminhos é

$$^{2(N+1)}C_2 = (2N+1)(N+1) \tag{5-21}$$

Para "N+1" destes pares, a condição $\tau << \tau_c$ é satisfeita, donde é válida a relação (5-20). Para o par de percursos que constitui o interferómetro "j" (j = 1, 2, ..., N), tem-se

$$\text{sen}(\omega_0\tau) = \text{sen}[\omega_j t + \phi_{oj} + \phi_{sj}\text{sen}(\omega_{sj}t)] \tag{5-22}$$

sendo $\phi_{oj} = 2\pi n \upsilon_o \Delta L_j/c$ a diferença de fase quase-estática do interferómetro "j", o qual tem um não-balanceamento "ΔL_j". Se a amplitude do sinal aplicado ao interferómetro é tal que se tem $\phi_{sj} << 1$, este par contribui para o nível de ruído de fase nas frequências $\omega_j \pm \omega_{sj}$ com a quantidade $4I_AI_B(M\tau\phi_{sj})^2/\tau_c$, que é desprezável. Por outro lado, os "N" pares de percursos associados aos restantes "N" interferómetros sensores não introduzem ruído de fase nas frequências $\omega_j \pm \omega_{sj}$, atendendo a que cada interferómetro tem associada uma portadora com frequência única. Assim sendo, o nível de ruído de fase é determinado, essencialmente, pelos $^{2(N+1)}C_2$ - (N+1) pares de caminhos com $\tau >> \tau_c$, isto é,

$$G_{Phase} \approx 4[(2N+1)(N+1) - (N+1)]I_AI_BM^2\tau_c = 8N(N+1)I_AI_BM^2\tau_c \tag{5-23}$$

Esta expressão foi obtida adicionando as potências espectrais de ruído de fase de interferómetros que satisfazem a condição $\tau >> \tau_c$. Desta forma, possíveis correlações de potências espectrais de ruído associadas a dois ou mais interferómetros não foram consideradas. Se o não-balanceamento de cada par de caminhos fosse único na escala do comprimento de coerência da fonte óptica, ou se o tempo médio de percurso de cada par fosse único na escala do tempo de coerência da fonte, então estas correlações seriam desprezáveis, implicando que a densidade espectral total de ruído de fase seria, simplesmente, a soma das densidades espectrais de cada par de percursos. Para o caso da configuração representada na Fig 5.1, se o comprimento de fibra "L" entre braços de interferómetros adjacentes é constante, então existem pares de caminhos com tempos médios de percurso e não-balanceamentos similares na escala do tempo de coerência, ou do comprimento de coerência da fonte óptica, respectivamente. Assim, podem existir correlações entre as densidades espectrais de ruído de fase de interferómetros distintos, as quais são proporcionais a "$\cos(\phi_{r2} - \phi_{r1} + \phi_{s2} - \phi_{s1})$", onde "$\phi_{r1}$", "$\phi_{r2}$" e "$\phi_{s1}$", "$\phi_{s2}$" são as fases totais (estáticas e variáveis) da radiação que se propaga nos braços de referência e de sinal de dois interferómetros que satisfazem as condições para correlação mútua de ruído [163]. Aceitando que as flutuações de fase, assim como as fases de sinal e de referência aplicadas a um dado interferómetro, são independentes das aplicadas a qualquer um dos restantes interferómetros, na gama de frequências de interesse para cada sensor o termo de correlação será pequeno, donde a densidade espectral total de ruído de fase será dada aproximadamente por (5-23).

Conjugando (5-14) com (5-23), tem-se ($I_A = I_B = I_{int}/2$)

$$\phi_{s|phase} = \frac{4}{V}\sqrt{N(N+1)B\tau_c} \tag{5-24}$$

Como seria de esperar, a sensibilidade determinada pelo ruído de fase não depende de "M". Assim, os mesmos resultados são obtidos caso se utilize um fotodetector p-i-n ou um APD. A Fig 5.6 mostra a dependência de "$\phi_{sIphase}/\sqrt{B}$" em função do número de sensores. Considera-se V = 0.5 e $\tau_c = 1.2 \times 10^{-8}$s ($L_c = 3.6$ m; pela regra definida pela relação (3-11), isto corresponde a uma potência óptica emitida por um laser semicondutor monomodo de 3 mW).

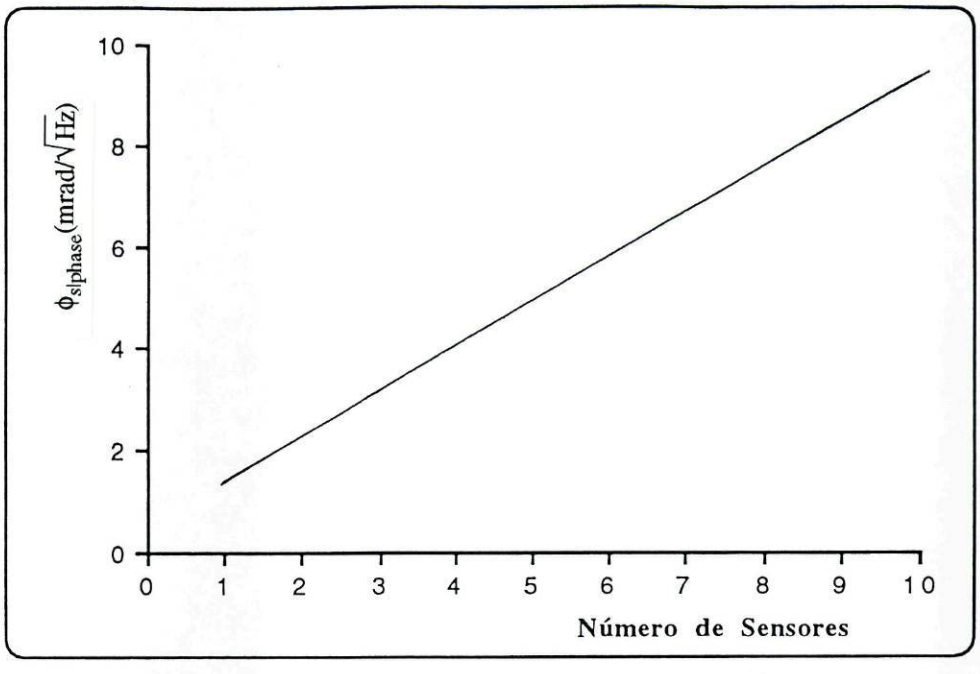

Figura 5.6. Sensibilidade determinada pelo ruído de fase, em função do número de sensores da rede.

Comparando as figuras 5.4, 5.5 e 5.6, conclui-se que a sensibilidade dos interferómetros é determinada, na prática, pelo ruído de fase. Este resultado é típico de redes de sensores em que estes são endereçados em frequência. Mais à frente será descrita uma técnica que permite, em certos casos, a redução substancial do nível de ruído de fase presente no sistema.

Ruído Total

Assumindo que não existe nenhuma correlação entre as fontes de ruído consideradas anteriormente, a fase mínima detectável (SNR = 1) é dada por

$$\phi_s = \left[(\phi_{sIphase})^2 + (\phi_{sIshot})^2 + (\phi_{sIelectron})^2\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (5\text{-}25)$$

É interessante averiguar a dependência de "ϕ_s" em "M". Apesar de "$\phi_{sIphase}$" não depender de "M", o mesmo não acontece com "$\phi_{sIelectron}$" (expressões (5-17) e (5-18)). Por outro lado, para detectores de silício, o excesso de ruído "F" é dado muito aproximadamente por

$$F \approx M^x \qquad (5\text{-}26)$$

sendo $x = 0$ ou $x \approx 0.25$, quando se considera um detector p-i-n ou um APD, respectivamente. Assim,

de (5-15) e (5-16) resulta que, de uma forma indirecta, "ϕ_{slshot}" depende, também, de "M".

A Fig 5.7 mostra, em função de "M", a sensibilidade de fase quando se considera somente o ruído electrónico e o ruído quântico, para o caso em que se tem x = 0.25, e se supõe a rede sem perdas ($\beta = 1$). Assume-se N = 10, tendo os outros parâmetros os mesmos valores considerados anteriormente.

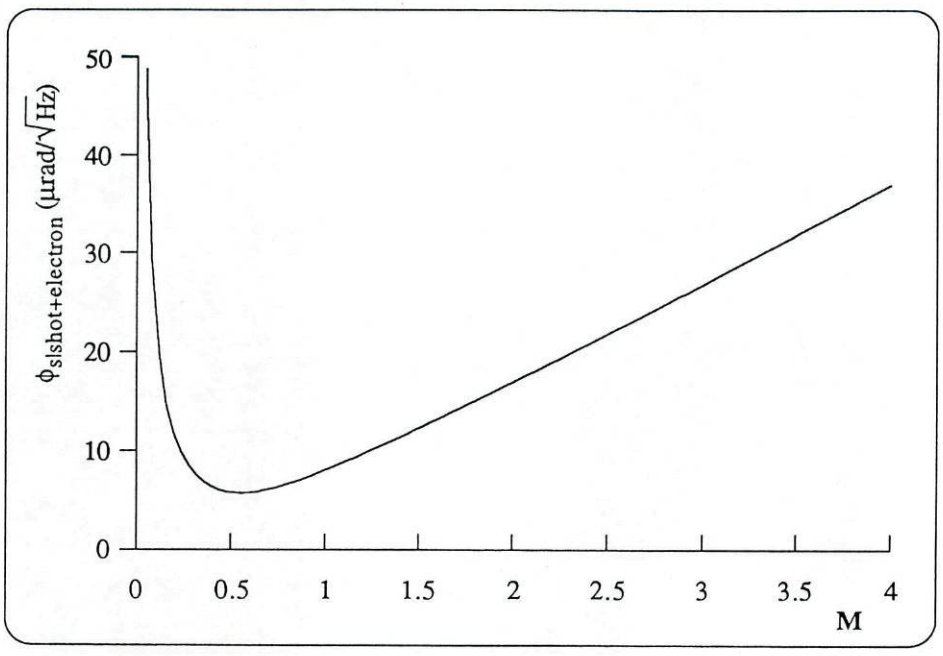

Figura 5.7. Sensibilidade de fase, em função de "M", quando se considera somente o ruído quântico e o ruído electrónico ($\beta = 1$, N = 10).

O gráfico anterior ilustra algo de importante, nomeadamente o facto de existir um valor de "M", "M_{opt}", que optimiza a sensibilidade de fase determinada pelo conjunto "ruído quântico + ruído electrónico" (e, assim, a sensibilidade global, atendendo a que o ruído de fase - e eventualmente outros - não dependem de "M"). Para os valores numéricos considerados, $M_{opt} = 0.56$, resultando em $\phi_{slshot+electron} = 5.8\ \mu rad\sqrt{Hz}$. Isto significa, dado que na prática "M" não pode ser inferior a 1, que no caso presente não existe vantagem em se utilizar um APD em vez de um detector p-i-n (para M = 1, $\phi_{slshot+electron} = 8.1\ \mu rad\sqrt{Hz}$). A razão para tal está na circunstância de $\phi_{slshot} > \phi_{slelectron}$; quando se tem $\phi_{slshot} < \phi_{slelectron}$, a importância de se ter ganho na detecção torna-se bem significativa.

De uma forma geral, o valor óptimo de "M" é dado por (rede sem perdas de potência)

$$M_{opt} = \left[\frac{4h\upsilon_o(N+1)}{2e^2\eta I_o\kappa_o(1-\kappa_o) + i_{dark}h\upsilon_o e(N+1)} \left[\frac{4k\theta}{R_f} + i_A^2\right]\right]^{\frac{1}{2+x}} \qquad (5\text{-}27)$$

$$M_{opt} \geq 1$$

Redução do Nível do Ruído de Fase

Na configuração representada na Fig 5.1, a existência de pares de percursos com

não-balanceamentos muito superiores ao comprimento de coerência da fonte óptica origina níveis elevados de ruído de fase, o que, por sua vez, implica valores modestos para a sensibilidade dos interferómetros. O ruído de fase pode ser reduzido, numa dada gama de frequências, utilizando-se uma cavidade de Fabry-Pérot para estabilizar a frequência de emissão do laser semicondutor [165]. Um outro processo possível envolve a utilização de um interferómetro de referência, que gera o mesmo nível de ruído de fase, permitindo, por subtracção (electrónica), reduzir o nível de ruído do sistema. No entanto, para esta técnica ser efectiva, torna-se necessário que este interferómetro de referência tenha as mesmas características dos interferómetros sensores (não-balanceamento, nível de potência óptica, etc.). Isto não é possível na configuração presente, dado que existem no sistema muitos interferómetros com não-balanceamentos distintos.

Caso seja viável os interferómetros sensores terem não-balanceamentos próximos de zero (o que implica a utilização de moduladores piezoeléctricos nos braços de referência dos interferómetros para a geração das portadoras pseudo-heterodinas), então é possível reduzir substancialmente o nível de ruído de fase do sistema utilizando a técnica que se descreve a seguir [166]. Note-se que este processo de gerar as portadoras não viola a condição essencial de a rede de fibra óptica ser electricamente passiva na região, eventualmente remota, onde actuam as grandezas de influência (sobre os braços de sinal dos interferómetros). De facto, como já mencionado na secção 5.1, os braços de referência dos interferómetros (com os PZT's respectivos) podem ser localizados num ambiente controlado, na região de processamento electrónico, onde se encontram também a fonte óptica e o detector.

Considere-se que a corrente de injecção do laser semicondutor é modulada por uma forma de onda sinusoidal de frequência angular "ω_m". Isto resulta na modulação da frequência óptica emitida. A potência óptica de retorno do interferómetro "j" torna-se, assim

$$I_j = I_{int}[1+V\cos(\phi_{ms}\,\mathrm{sen}\,\omega_m t + \phi_{rj} + \phi_{sj})] \tag{5-28}$$

onde $\phi_{rj} = \omega_j t$, $\omega_m >> \omega_j$, e "ϕ_{sj}" é o sinal de fase aplicado ao interferómetro (termos constantes de fase não são considerados). Sendo "$\Delta\upsilon_m$" a amplitude da modulação da frequência da radiação emitida, e "ΔL_j" o não-balanceamento do interferómetro, tem-se

$$\phi_{ms} = \frac{2\pi n \Delta L_j \Delta\upsilon_m}{c} \tag{5-29}$$

A expansão de (5-28) em funções de Bessel permite obter

$$I_{j|_{banda\text{-}de\text{-}base}} = I_{int} V J_o(\phi_{ms})\cos(\omega_j t+\phi_{sj}) \tag{5-30}$$

onde "$J_o(\phi)$" é a função de Bessel de ordem zero. Esta expressão mostra que o efeito da modulação sinusoidal aplicada à corrente de injecção do laser é o de reduzir a amplitude do sinal pelo factor "$J_o(\phi_{ms})$". Se "ϕ_{ms}" for pequeno, esta redução não será significativa ($J_o(\phi_{ms}) \approx 1$).

É importante averiguar agora o efeito da modulação sobre o nível de ruído de fase do sistema. Um modelo simples irá permitir compreender o mecanismo básico. Seja "ΔL_{inc}" o não-balanceamento de

quaisquer dois percursos da fonte óptica ao detector que não pertencem ao mesmo interferómetro sensor, isto é, $\Delta L_{inc} >> L_c$. A interferência da radiação que se propaga nestes caminhos origina

$$I_{noise} = I_{int}[1 + V_{inc}\cos(\phi_{mn}\text{sen}\omega_m t + \phi_n)] \tag{5-31}$$

$$\phi_{mn} = \frac{2\pi n \Delta L_{inc} \Delta \upsilon_m}{c} \quad ; \quad \phi_n = \frac{2\pi n \Delta L_{inc} \delta \upsilon}{c} \tag{5-32}$$

onde "ϕ_n" é o ruído de fase associado às flutuações "$\delta\upsilon$" da fonte óptica. O seu valor eficaz pode ser importante dado que "ΔL_{inc}" é, normalmente, elevado. Em (5-31) "V_{inc}" é a visibilidade das franjas relativa à interferência de duas ondas "incoerentes". O seu valor médio é zero, mas o seu valor eficaz, em princípio, não o será. A razão para tal tem a ver com as flutuações do comprimento de coerência da fonte óptica (as quais são, naturalmente, consequência das flutuações de frequência da radiação emitida). Assim, $\langle I_{noise} \rangle = 0$, mas $[\langle I^2_{noise} \rangle]^{0.5}$ contribui para o nível de ruído do sistema.

A expansão de (5-31) em funções de Bessel permite obter

$$I_{noise|_{banda\text{-}de\text{-}base}} = I_{int} V_{inc} J_o(\phi_{mn}) \cos\phi_n \tag{5-33}$$

$$I_{noise|_{1º\text{-}harmónico}} = I_{int} V_{inc} J_1(\phi_{mn}) \cos[\omega_m t + \phi_n] \tag{5-34}$$

onde "$J_1(\phi_{mn})$" é a função de Bessel de ordem um. A expressão (5-34) mostra que as flutuações da intensidade óptica associadas às flutuações de "ϕ_n" estão distribuidas em torno de "ω_m" (ou $p\omega_m$, $p = 2, 3, ...$, para harmónicos de ordem mais elevada). Se "f_m" ($\omega_m = 2\pi f_m$) for uma frequência elevada (alguns MHz), atendendo a que as flutuações de fase seguem uma dependência do tipo 1/f, a potência espectral de ruído de fase na gama de frequências de interesse para aplicações em sensores será muito inferior. Mais importante, no entanto, é o factor de atenuação "$J_1(\phi_{mn})$", o qual é pequeno quando "ϕ_{mn}" é grande. Assim, o único termo de ruído de fase que necessita de ser considerado é o dado por (5-33). Comparando com a situação em que não existe modulação ($\phi_{mn} = 0$, $J_o(\phi_{mn}) = 1$), conclui-se que o nível de ruído de fase é reduzido pelo factor

$$F = \frac{1}{J_o(\phi_{mn})} \tag{5-35}$$

No caso em estudo, em que o ruído de fase é dominante, o factor de redução do patamar de ruído do sistema é também dado por (5-35). No entanto, o nível de ruído do sistema não pode ser reduzido sem limites devido à presença de outras fontes de ruído (por exemplo, o ruído quântico e o ruído electrónico). Assim, é de prever que quando "ϕ_{mn}" aumenta, o factor de redução de ruído aproximar-se-á de um valor limite.

5.4 INTERFERÊNCIA ENTRE SENSORES DA REDE ("CROSSTALK")

Nesta secção, várias fontes de "crosstalk" serão investigadas, nomeadamente:

- Coerência residual da radiação que provem de interferómetros distintos;

- Modulação da intensidade da radiação emitida pelo laser semicondutor quando as portadoras dos interferómetros são geradas através da modulação em rampa da corrente de injecção do laser;

- O tempo não-nulo de retorno do flanco descendente da onda em dente-de-serra ("fly-back time") aplicada à corrente de injecção do laser semicondutor, ou a moduladores piezoeléctricos, para a geração das portadoras pseudo-heterodinas;

- Modulação da fase do interferómetros por um número não-inteiro de franjas no processo de geração das portadoras.

A primeira fonte de "crosstalk" é intrínseca à topologia estudada. As outras três estão associadas à implementação prática do método de endereçamento pseudo-heterodino. Na análise que se segue, não serão considerados efeitos combinados entre os mecanismos de interferência acima considerados.

5.4.1 Interferência Devido à Coerência da Fonte Óptica

Uma fonte de interferência óbvia entre sensores reside no facto de que a radiação proveniente de um dado percurso nunca é completamente incoerente relativamente à radiação que se propaga no percurso adjacente (que é a situação menos favorável). Por exemplo, a interferência da radiação proveniente do braço de referência "1" e do braço de sinal "1" origina a saída do interferómetro respectivo

$$I_1 = I_{int}[1+V\cos\omega_1 t] \tag{5-36}$$

onde, por simplicidade, não são explicitados os sinais aplicados ao interferómetro. Por outro lado, a interferência da radiação proveniente do braço de referência "1" e do braço de sinal "2" dá o termo de "crosstalk"

$$I_{cross} = I_{int}[1+V_{cross}\cos\omega_1 t] \tag{5-37}$$

onde

$$V_{cross} = V\exp\left[-\frac{2Ln}{L_c}\right] \tag{5-38}$$

onde se assume que a fonte óptica emite um espectro Lorentziano, e o factor "2" é devido ao carácter reflectivo da topologia. O "crosstalk" entre sensores adjacentes, devido a este efeito, pode ser definido como

$$A_{int} \equiv 10\log\left[\frac{V_{cross}}{V}\right] = 10\log\left[\exp(-\frac{2Ln}{L_c})\right] \tag{5-39}$$

Considerando $L_c = 4$ m e $L = 15$ m, tem-se $A_{int} = -49$ dB.

5.4.2 Interferência Devido à Modulação da Intensidade da Radiação Emitida

A Fig 5.8-a mostra a forma de onda de corrente aplicada ao laser semicondutor. A sua expansão em série de Fourier dá

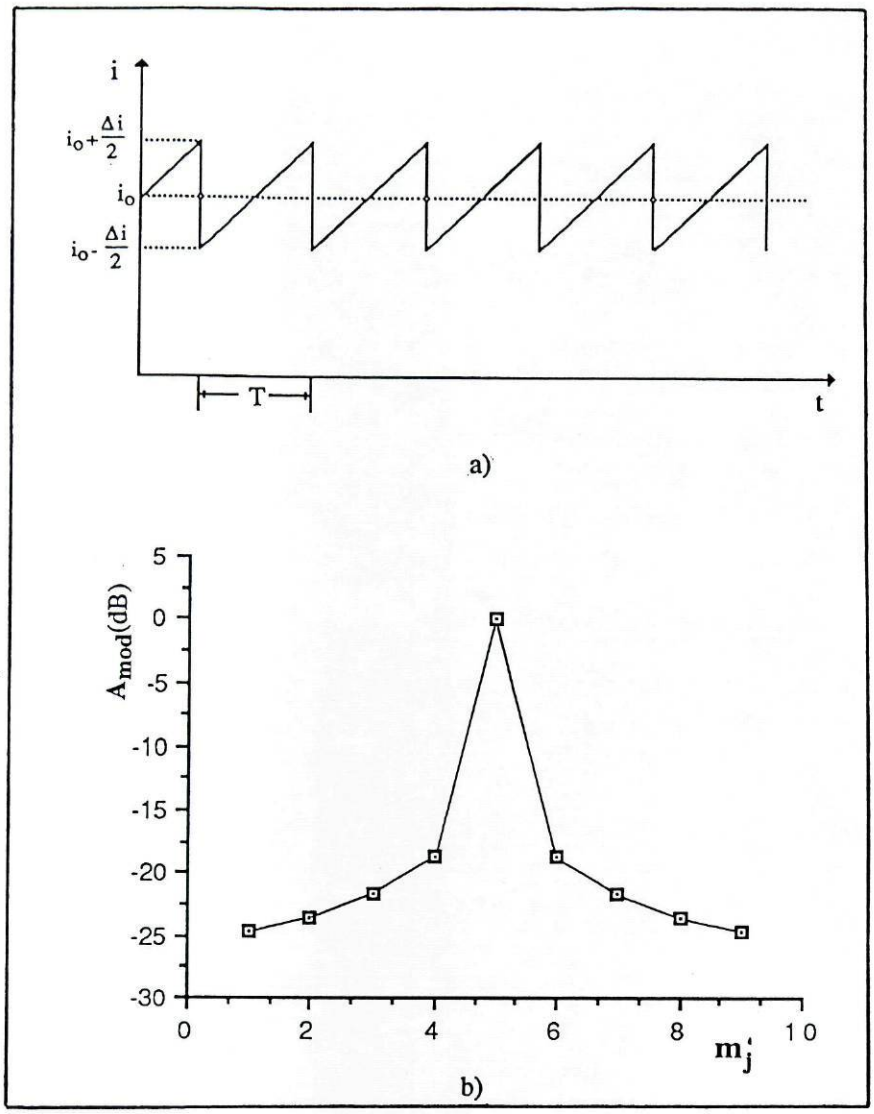

Figura 5.8. **a)** Forma de onda de corrente aplicada ao laser semicondutor; **b)** "crosstalk" do sensor "j" (com $\omega_j = 5\omega_r$) para outros harmónicos devido à modulação da radiação emitida ($p = |m_j - m_j'|$).

$$i(t) = i_o + \frac{\Delta i}{\pi}\sum_{p=1}^{\infty}\frac{(-1)^{p+1}}{p}\,\mathrm{sen}(p\omega_r t) \qquad (5\text{-}40)$$

onde $\omega_r = 2\pi/T$. Considere-se que o não-balanceamento do interferómetro "j", "ΔL_j", é "$m_j \Delta L_{min}$", onde "m_j" é um inteiro maior do que zero e "ΔL_{min}" é o não-balanceamento mínimo existente no conjunto dos "N" interferómetros sensores. A amplitude do sinal de corrente em dente-de-serra que possibilita, para o interferómetro com não-balanceamento "ΔL_{min}", a modulação de 2π rad da sua fase (uma franja) é

$$\Delta i = \frac{c}{n\gamma\Delta L_{min}} \qquad (5\text{-}41)$$

onde "γ" é o declive da curva "frequência óptica emitida versus corrente de injecção". A variação "Δi" da corrente de injecção aplicada ao laser origina uma variação "$\alpha\Delta i$" da potência óptica emitida, onde

"α" é o declive da curva "potência óptica emitida versus corrente de injecção" na região acima do limiar. Supondo que o tempo de retorno ("fly-back") da forma de onda em dente-de-serra é nulo, então, para o interferómetro "j", tem-se

$$I_j = u[I_o + \alpha i(t)][1+V\cos(m_j\omega_r t)] \tag{5-42}$$

onde $u = I_{int}/I_o$ (não é explicitado o sinal aplicado ao braço de sinal do interferómetro). Nesta expressão, o termo importante é

$$uV\alpha i(t)\cos(m_j\omega_r t) = \frac{u\alpha V\Delta i}{2\pi}\left[\sum_{p=1}^{\infty}\frac{(-1)^{p+1}}{p}\left[\text{sen}(p-m_j)\omega_r t + \text{sen}(p+m_j)\omega_r t\right]\right] \tag{5-43}$$

É agora possível explicitar a interferência devida a este efeito, "A_{mod}", do interferómetro "j" para o interferómetro "j'" com portadora $\omega_{j'} = (m+p)\omega_r$ (ou $(m-p)\omega_r$). De (5-42) e (5-43) tem-se

$$I_{j'}[\omega_{j'} = (m_j+p)\omega_r] \approx uI_oV \tag{5-44}$$

$$I_j[\omega = \omega_{j'} = (m_j+p)\omega_r] \approx \frac{u\alpha V\Delta i}{2\pi p} \tag{5-45}$$

donde

$$A_{mod_{|j->j'}} \equiv 10\log\left[\frac{I_j(\omega=\omega_{j'})}{I_{j'}}\right] = 10\log\left[\frac{\alpha\Delta i}{2\pi I_o p}\right] = 10\log\left[\frac{\alpha c}{2\pi p n\gamma I_o\Delta L_{min}}\right] \tag{5-46}$$

Destas expressões decorre que o "crosstalk" é máximo quando $p = 1$ ($|\omega_j - \omega_{j'}| = \omega_r$). Na Fig 5.8-b representa-se "A_{mod}" quando $m_j = 5$ (isto é, $\omega_j = 5\omega_r$; esta é uma frequência conveniente para a portadora "j" porque permite visualizar a dispersão de energia para harmónicos de frequência inferior, assim como para harmónicos de frequência superior) e: $\gamma = 3$ GHz/mA, $\alpha = 0.13$ mW/mA (valores típicos para o laser semicondutor Hitachi HL7801; em relação a "α" assume-se uma eficiência de injecção da potência óptica na fibra de iluminação do sistema de 1/3), $I_o = 1$ mW e $\Delta L_{min} = 10$ cm.

Esta fonte de interferência entre sensores pode ser consideravelmente atenuada mediante a utilização de técnicas raciométricas para reduzir a amplitude da modulação da potência óptica (Apêndice E).

5.4.3 Interferência Devido ao Tempo Finito de Retorno da Onda em Dente-de-Serra

Este efeito é ilustrado na Fig. 5.9 para o caso $m_j = 2$. Da figura

$$T_r = \mu T$$
$$T_f = (1-\mu)T \quad ; \quad 0 < \mu \leq 1 \tag{5-47}$$

Em geral, a saída do interferómetro "j" é (componente AC)

$$I_{j|AC} = I_{int}V\cos\left[\frac{2\pi m_j}{\mu T}\,t\right] \quad ; \quad 0 \leq t < \mu T$$

$$= I_{int}V\cos\left[\frac{2\pi m_j}{(1-\mu)T}\right](T-t) \quad ; \quad \mu T \leq t \leq T \tag{5-48}$$

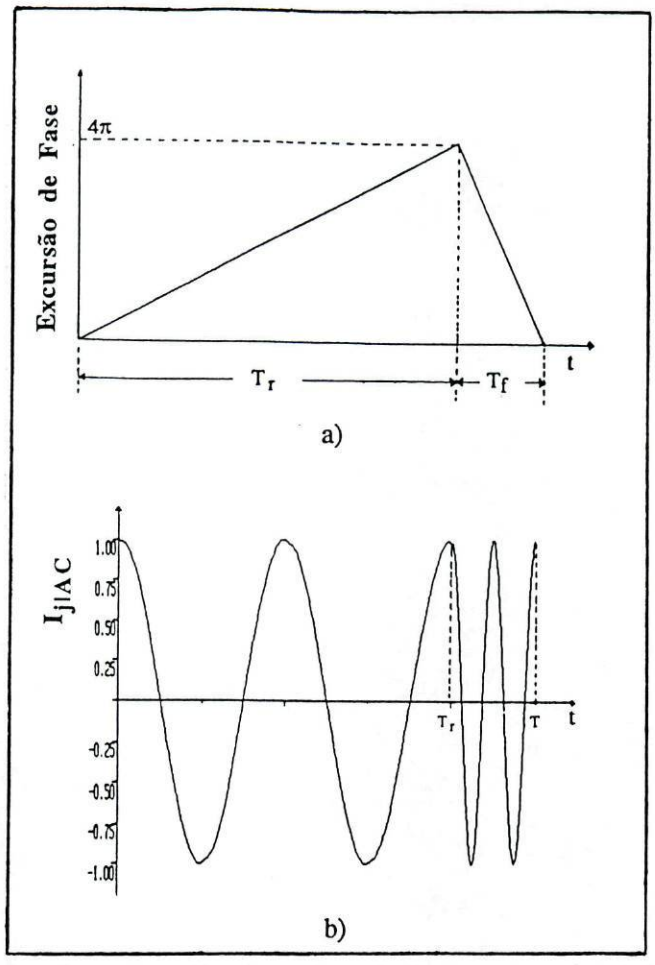

Figura 5.9. **a)** Forma de onda aplicada ao interferómetro para modulação da fase de 4π rad; **b)** sinal à saída do interferómetro (componente AC; $I_{int}V = 1$).

Como esta função é periódica com período "T", pode ser expandida em série de Fourier

$$I_{jIAC} = I_{int}V \sum_{p=1}^{\infty} \left[A_p \cos(p\omega_r t) + B_p \operatorname{sen}(p\omega_r t)\right] = I_{int}V \sum_{p=1}^{\infty} S_p \cos(p\omega_r t + \alpha_p) \tag{5-49}$$

onde $\omega_r = 2\pi/T$, e

$$S_p = \left[A_p^2 + B_p^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{5-50}$$

Os coeficientes são dados por

$$A_p = \frac{1}{T}\left\{ \frac{\operatorname{sen}[(a-p\omega_r)\mu T]}{a-p\omega_r} + \frac{\operatorname{sen}[(a+p\omega_r)\mu T]}{a+p\omega_r} + \frac{1}{p\omega_r - b}\left[\operatorname{sen}[d+(p\omega_r-b)T] - \operatorname{sen}[d+(p\omega_r-b)\mu T]\right] + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{p\omega_r+b}\left[\operatorname{sen}[(p\omega_r+b)T - d] - \operatorname{sen}[(p\omega_r+b)\mu T - d]\right] \right\}; \qquad p = 0,1,2,... \tag{5-51}$$

$$B_p = \frac{1}{T}\left\{ \frac{1}{p\omega_r - a}\left[1-\cos[(p\omega_r-a)\mu T]\right] + \frac{1}{p\omega_r+a}\left[1-\cos[(p\omega_r+a)\mu T]\right] + \frac{1}{p\omega_r-b}\left[\cos[d+(p\omega_r-b)\mu T] - \right.\right.$$
$$\left.\left. - \cos[d+(p\omega_r-b)T]\right] + \frac{1}{p\omega_r+b}\left[\cos[(p\omega_r+b)\mu T - d] - \cos[(p\omega_r+b)T-d]\right] \right\}; \qquad p = 1,2,3,... \tag{5-52}$$

onde

$$a = \frac{2\pi m_j}{\mu T} \quad ; \qquad b = \frac{2\pi m_j}{(1-\mu)T} \quad ; \qquad d = \frac{2\pi m_j}{1-\mu} \tag{5-53}$$

Quando $\mu = 1$ (tempo de descida nulo), $B_p = 0$, para qualquer "p", e $A_p = 0$, excepto quando $p = m_j$, sendo $A_{m_j} = 1$; isto significa que toda a energia óptica está concentrada na frequência $\omega_j = m_j\omega_r$. Quando $\mu < 1$, $A_{m_j} < 1$, a energia é dispersada para outros harmónicos, o que origina interferência do sensor "j" para outros sensores com portadoras $\omega_{j'}$, $m_{j'} \neq m_j$. Esta interferência pode ser quantificada pelo parâmetro "A_{fly}", definido como

$$A_{fly|j->j'} \equiv 10\log\left[\frac{I_j(\omega=\omega_{j'})}{I_{j'}}\right] = 10\log[S_p] \tag{5-54}$$

onde $I_j(\omega = \omega_{j'})$ é a potência óptica do interferómetro "j" presente na frequência "$\omega_{j'}$" (portadora do interferómetro "j'"), "$I_{j'}$" é a potência óptica do interferómetro "j'" na frequência "$\omega_{j'}$", e $p = m_{j'}$. Na Fig 5.10 representa-se "A_{fly}" para o caso $1/T = 1$ kHz e $\mu = 0.98$ (o que corresponde a um tempo de descida de 20 μs).

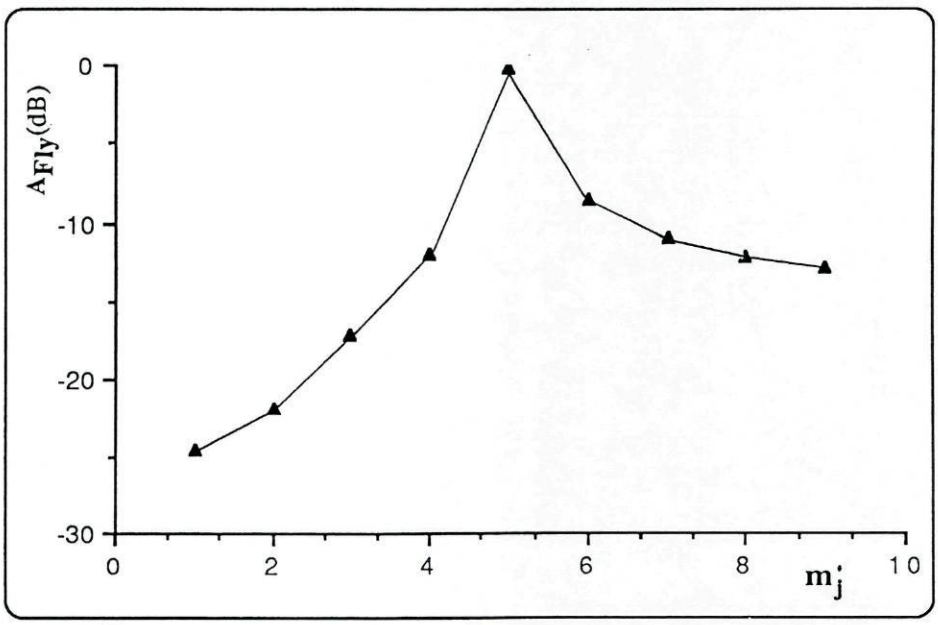

Figura 5.10. "Crosstalk" do sensor "j" (com $m_j = 5$) para outros harmónicos devido ao tempo de descida da onda em dente-de-serra ($\mu = 0.98$; $p = m_{j'}$).

Como seria de prever, a energia de "crosstalk" aparece, essencialmente, nos harmónicos de frequência superior a "ω_j".

5.4.4 Interferência Devido à Modulação por um Número Não-inteiro de Franjas

Este efeito é ilustrado na Fig 5.11. A saída do interferómetro é (componente AC)

$$I_{j|AC} = I_{int}V\cos\left[\frac{2\pi m_j \varepsilon}{T}\, t\right] \quad ; \qquad 0 \le t \le T \tag{5-55}$$

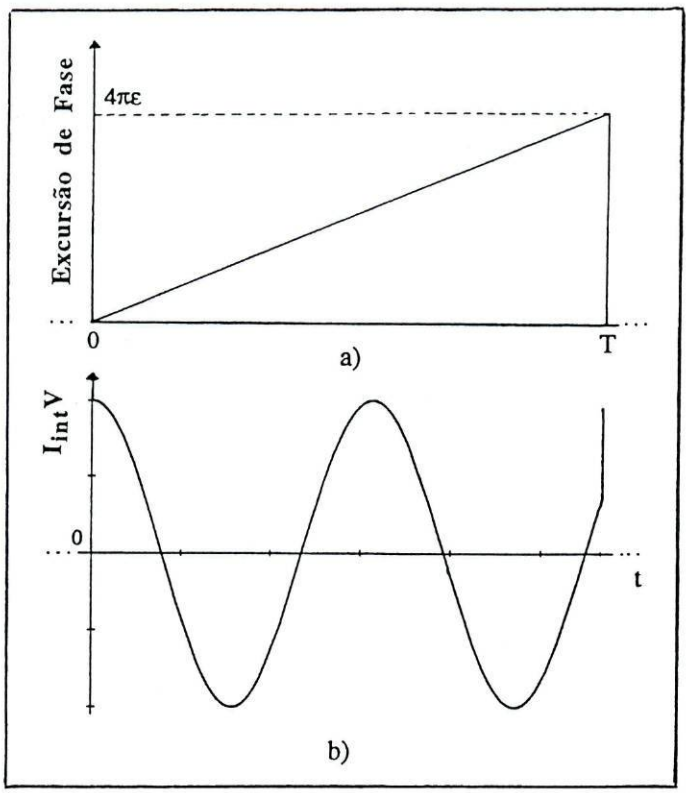

Figura 5.11. **a)** Forma de onda de fase aplicada ao interferómetro para uma modulação de "2ε" franjas (ε = 0.9); **b)** saída do interferómetro (componente AC).

onde o parâmetro "ε" traduz o facto de a fase do interferómetro não ser modulada por um número inteiro (m_j) de franjas. Atendendo a que esta função se repete com período "T", pode ser expandida em série de Fourier (expressão (5-49)) com coeficientes

$$A_p' = \frac{1}{2\pi}\left[\frac{\text{sen}[2\pi(m_j\varepsilon-p)]}{m_j\varepsilon-p} + \frac{\text{sen}[2\pi(m_j\varepsilon+p)]}{m_j\varepsilon+p}\right] \quad ; \quad p = 0,1,2,... \tag{5-56}$$

$$B_p' = \frac{1}{2\pi}\left[\frac{\cos[2\pi(m_j\varepsilon-p)]}{m_j\varepsilon-p} - \frac{\cos[2\pi(m_j\varepsilon+p)]}{m_j\varepsilon+p} - \frac{1}{m_j\varepsilon-p} + \frac{1}{m_j\varepsilon+p}\right] \quad ; \quad p = 1,2,3,... \tag{5-57}$$

Quando ε = 1 (fase modulada por um número inteiro de franjas), $B_p' = 0$, para qualquer "p", e $A_p' = 0$, excepto quando $m = m_j$, situação em que $A_{m_j}' = 1$; assim, toda a potência óptica encontra-se concentrada na frequência $\omega_j = m_j'\omega_r$. Quando $\varepsilon \neq 1$, a energia é dispersada para outros harmónicos, o que origina interferência do sensor "j" para outros sensores com portadoras "ω_j'", $m_j' \neq m_j$. Esta interferência pode ser quantificada pelo parâmetro "A_{nint}" definido como

$$A_{nint_{lj->j'}} \equiv 10\log\left[\frac{I_j(\omega=\omega_j')}{I_j'}\right] = 10\log[S_p'] \tag{5-58}$$

onde $p = m_j'$, e

$$S_p' = \left[A_p'^2 + B_p'^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{5-59}$$

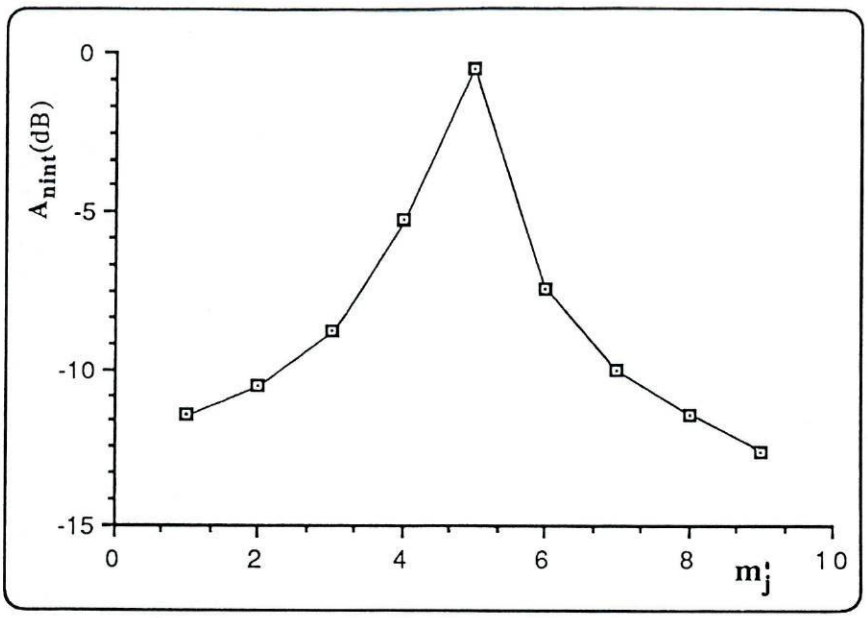

Figura 5.12. "Crosstalk" do sensor "j" ($m_j = 5$) para outros harmónicos devido à modulação da fase do interferómetro "j" por um número não-inteiro de franjas ($\varepsilon = 0.95$, $p = m_j'$).

Na Fig 5.12 mostra-se "A_{nint}" para o caso $m_j = 5$ e $\varepsilon = 0.95$ (o que significa que falta 1/4 de franja para completar a modulação com uma amplitude de 5 franjas).

5.4.5 Comentário

Com a excepção do "crosstalk" induzido pela coerência da fonte óptica, os outros mecanismos de "crosstalk" originam efeitos significativos. Duas situações devem ser consideradas.

5.4.5.1 Geração das Portadoras Via Modulação da Corrente de Injecção do Laser Semicondutor

Neste caso, o efeito associado ao tempo de descida da onda em dente-de-serra não será, provavelmente, muito significativo, atendendo a que se pode utilizar geradores electrónicos que possibilitam estas formas de onda com tempos de descida muito curtos, por um lado, e por outro tendo em conta que os lasers semicondutores têm uma largura de banda de modulação muito elevada.

A conjunção do método de endereçamento dos sensores com a topologia da rede, descrita neste capítulo, implica que o não-balanceamento dos interferómetros sensores pode ser elevado sem um acréscimo significativo do nível de ruído de fase presente no sistema (isto é consequência da existência de pares de caminhos com não-balanceamentos muito superiores ao comprimento de coerência da fonte óptica - secção 5.3). Assim, a amplitude da modulação da corrente de injecção do laser semicondutor não necessita de ser elevada, donde o nível de interferência induzido pela modulação correspondente da potência óptica emitida também não será muito significativo (se necessário, a utilização de técnicas raciométricas - Apêndice E - permite uma redução adicional deste efeito).

A situação resultante da modulação da fase dos interferómetros de um número não-inteiro de franjas é diferente. A implementação do endereçamento pseudo-heterodino, via modulação da frequência óptica emitida pelo laser exige que os não-balanceamentos dos interferómetros sensores sejam múltiplos de um não-balanceamento mínimo, "ΔL_{min}". Na prática, esta condição é difícil de satisfazer exactamente, e se a fase do interferómetro com não-balanceamento "ΔL_{min}" é, de facto, modulada por um número inteiro de franjas (tipicamente, uma franja), os outros interferómetros não serão, provavelmente, modulados na situação ideal. Como tal, quando as portadoras dos interferómetros são geradas via modulação da corrente de injecção do laser, este efeito será, por regra, a fonte principal de "crosstalk".

5.4.5.2 Geração das Portadoras Utilizando Moduladores Piezo-eléctricos

Neste caso, dado que a portadora de cada interferómetro é gerada pela aplicação de um sinal adequado ao seu próprio modulador piezo-eléctrico (PZT), é possível ter-se portadoras com frequências todas distintas, donde a interferência entre elas não é possível. No entanto, este esquema significa que o intervalo de frequências na região de interesse para aplicação em sensores será ocupado por harmónicos destas portadoras, tornando-se difícil, eventualmente, atribuir espaço neste intervalo para a inserção de novos sensores. No limite, se as frequências das portadoras são múltiplas umas das outras, então estarão presentes as mesmas fontes de "crosstalk" consideradas anteriormente (com excepção da relativa à modulação da potência óptica injectada no sistema). No entanto, dado que é possível sintonizar individualmente a amplitude da onda em dente-de-serra aplicada a cada interferómetro, é fácil modular a fase de cada um deles de um número inteiro de franjas. Assim, esta fonte de "crosstalk" pode ser minimizada. Mais importante é o facto de, em geral, os PZT's terem tempos de retorno lentos em resposta ao flanco descendente da onda em dente-de-serra que lhes é aplicada. Isto é uma consequência de os PZT's actuarem como filtros passa-baixo, com frequências de corte relativamente baixas (de alguns kHz a algumas dezenas de kHz, dependendo do seu tamanho). Assim, estes tempos de descida longos serão a principal fonte de interferência entre os interferómetros.

5.5 INSENSIBILIDADE A PERTURBAÇÕES NAS FIBRAS DE LIGAÇÃO

Uma das características mais interessantes da configuração representada na Fig 5.1 consiste no facto de ser possível evitar os efeitos indesejáveis das perturbações induzidas nas fibras de ligação pelas mais variadas grandezas físicas (temperatura, pressão, etc.). Ignorando termos de fase constantes, a saída associada ao interferómetro "j" pode ser escrita (ver Fig 5.1)

$$I_j = I_{int}[1+V\cos(\phi_{rj}- \phi_{sj}+ \phi_c- \phi_d] \qquad (5\text{-}60)$$

onde $\phi_{rj} = \omega_j t$, "ϕ_{sj}" é o sinal de fase aplicado ao interferómetro, "ϕ_d" é a fase diferencial induzida nas fibras de ligação pelas perturbações ambientais, e "ϕ_c" é a fase de compensação derivada do sistema

de realimentação. Quando este está a actuar, "$\phi_c - \phi_d$" é constante dentro da sua largura de banda, o que significa que o efeito das perturbações ambientais é eliminado*. Se "ϕ_d" varia com uma constante de tempo inferior à constante de tempo do servo, o seu efeito far-se-á sentir no espectro relativo ao interferómetro "j". Como exemplo, se $\phi_d(t) = \phi_d \text{sen}(\omega_d t)$ e $\phi_c = 0$, no limite de $\phi_d, \phi_{sj} \ll 1$, de (5-60) obtem-se

$$I_j = I_{int}[1+V\cos(\omega_j t - \phi_{sj}\text{sen}\omega_{sj}t - \phi_d \text{sen}\omega_d t)] \approx$$

$$\approx I_{int}\left[1+V\left[\cos\omega_j t - \frac{\phi_d}{2}\cos(\omega_j+\omega_d)t + \frac{\phi_d}{2}\cos(\omega_j-\omega_d)t + \frac{\phi_{sj}}{2}\cos(\omega_j+\omega_{sj})t - \frac{\phi_{sj}}{2}\cos(\omega_j-\omega_{sj})t\right]\right] \qquad (5\text{-}61)$$

A Fig 5.13 mostra o espectro de "I_j" em torno de $\omega = \omega_j$.

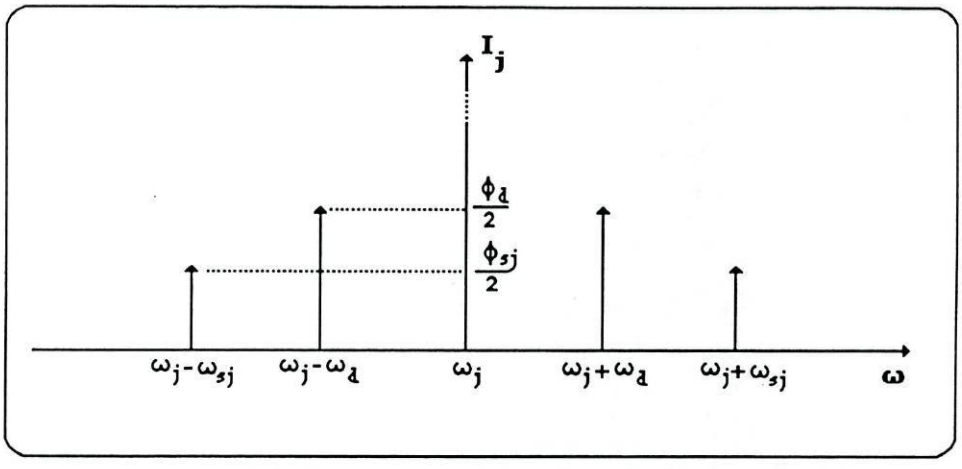

Figura 5.13. Espectro de "I_j" em torno da portadora de frequência "ω_j" ($\phi_d, \phi_{sj} \ll 1$).

5.6 IMPLEMENTAÇÃO EXPERIMENTAL

O conceito descrito neste capítulo foi testado para N = 2. Na Fig 5.14 mostra-se o esquema da experiência efectuada. Radiação proveniente de um laser semicondutor (Hitachi 7801E; i_{th} = 39 mA; λ_o = 780 nm) foi colimada, tendo atravessado de seguida uma lâmina de $\lambda/2$, um polarizador e um compensador de Soleil-Babinet (que em conjunto constituem um isolador óptico). Todos os acopladores direccionais têm um factor de divisão de potência de 1/2. As extremidades das fibras constituintes de cada um dos três interferómetros foram espelhadas utilizando-se a técnica descrita no Apêndice A. Os interferómetros estavam separados por extensões "L" de fibra óptica, cada uma delas com o comprimento de 19 m. Sinais de fase podiam ser induzidos nos interferómetros utilizando-se PZT's (interferómetro "0": PZT A, B; interferómetro "1": PZT C, D; interferómetro "2": PZT F, H). Os detectores eram do tipo p-i-n. Foi implementada detecção dual, utilizando-se as saídas "A" e "B" (o sinal electrónico da saída "B" tinha um ganho adicional, por forma a que a sua amplitude fosse igual à

* Dado que o sinal de entrada do servo é obtido a partir do sinal detectado mediante filtragem passa-baixo, se a largura de banda do servo for "ω_c", então é necessário que $\omega_j > \omega_c$, para j = 1, 2, ... , N; no entanto, note-se que nenhuma condição necessita de ser imposta à frequência dos sinais aplicados aos interferómetros.

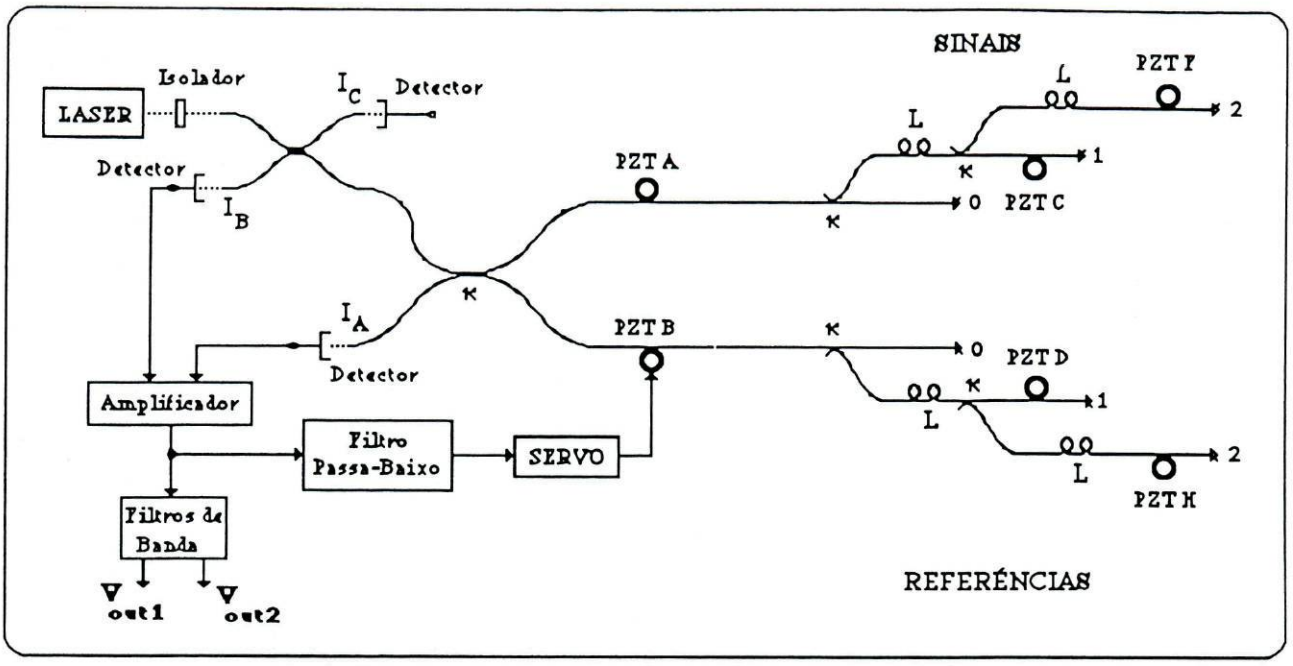

Figura 5.14. Esquema da experiência efectuada.

amplitude do sinal derivado da saída "A"). A saída do amplificador diferencial actua sobre dois filtros de banda, por forma a obter-se as portadoras para os interferómetros "1" e "2"; essa saída, após filtragem passa-baixo, actua também no servo, gerando-se um sinal de erro que, aplicado ao PZT B, mantem o interferómetro "0" em quadratura.

O nível de ruído presente no sistema depende, de uma forma crítica, da fracção da radiação que é reinjectada na cavidade laser. Os parâmetros do isolador foram ajustados por forma a reduzir ao mínimo este efeito. Um acoplamento não-óptimo da radiação à fibra de iluminação do sistema permite uma redução adicional do ruído gerado por este processo. Para uma potência óptica emitida de 2.5 mW (corrente de injecção: 45 mA), a potência injectada na fibra era de 0.25 mW (com alinhamento cuidado dos diversos componentes ópticos, para a mesma potência emitida, a potência injectada no sistema podia ser aumentada para 0.5 mW sem um acréscimo significativo dos efeitos relacionados com o "feedback" para a cavidade laser).

As perdas nas juntas, nos acopladores e em outros elementos do sistema determinam para "β" um valor estimado em 0.8. A potência óptica "p_o" na saída "A", proveniente de cada um dos braços do interferómetro "0", era de 2.3 μW, enquanto que a proveniente dos braços dos interferómetros "1" e "2" era de $p_1 \approx p_2 \approx 0.4$ μW. As eficiências dos PZT's eram (Apêndice B): PZT A: 0.63 rad/V, PZT B: 1.74 rad/V; PZT C: 0.31 rad/V; PZT D: 0.75 rad/V; PZT F: 0.28 rad/V; PZT H: 0.9 rad/V (valores avaliados a 1kHz). A gama dinâmica do servo era de 163 rad, tendo este uma frequência de corte de $\approx$ 400 Hz.

A visibilidade de cada um dos três interferómetros não é directamente acessível a partir das saídas "A" e "B", isto porque nestas se sobrepõem as potências ópticas provenientes de todos os interferómetros. No entanto, se para o interferómetro "i" (i = 0, 1, 2) a visibilidade aparente "V_{ia}" for determinada da forma habitual, então a visibilidade efectiva das franjas deste interferómetro é dada por

$$V_i = \frac{p_o+p_1+p_2}{p_i} V_{ia} \qquad (5\text{-}62)$$

A partir desta expressão obteve-se: $V_0 \approx 43\%$, $V_1 \approx V_2 \approx 38\%$. Os não-balanceamentos dos interferómetros "0", "1" e "2" eram de 2x(0.8±0.1) cm, 2x(7.5±0.3) cm e 2x(15±0.3) cm, respectivamente.

5.7 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E RESPECTIVA AVALIAÇÃO

Na Fig 5.15 mostra-se a saída do amplificador diferencial quando um sinal de teste sinusoidal de amplitude "V_s" e frequência 1 kHz foi aplicado ao interferómetro "0" em quadratura, via PZT A. A Fig 5.15-a corresponde à situação em que somente o interferómetro "0" está presente e $V_s = 8$ mV; a Fig 5.15-b diz respeito ao caso em que estão presentes os interferómetros "0" e "1", sendo $V_s = 20$ mV; finalmente, a Fig 5.15-c corresponde à situação em que todos os interferómetros estão operacionais e $V_s = 20$ mV (B = 16 Hz).

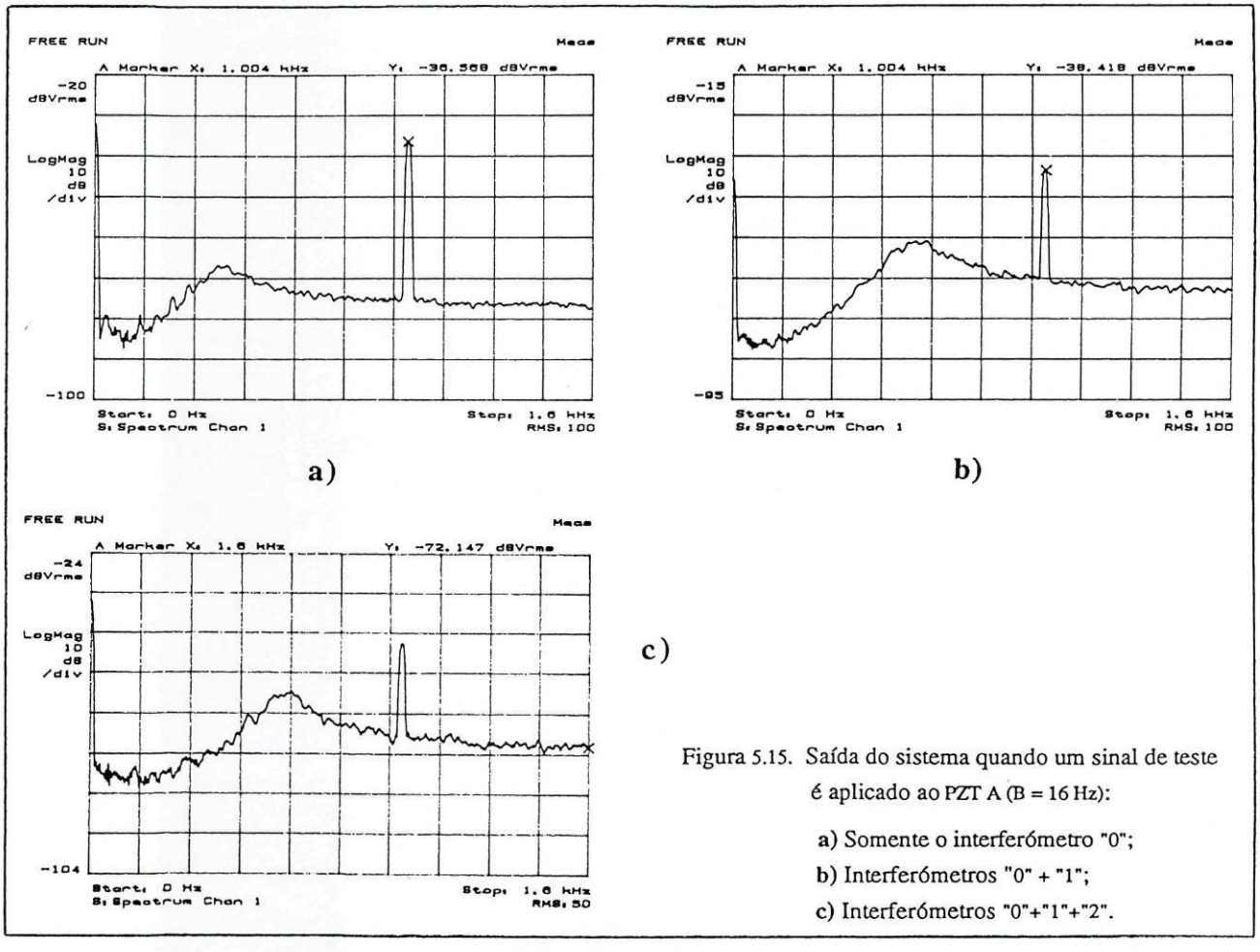

Figura 5.15. Saída do sistema quando um sinal de teste é aplicado ao PZT A (B = 16 Hz):

a) Somente o interferómetro "0";

b) Interferómetros "0" + "1";

c) Interferómetros "0"+"1"+"2".

Da figura anterior obtem-se os valores seguintes para a sensibilidade de fase do interferómetro "0" nos casos considerados: 14 μrad/$\sqrt{\text{Hz}}$, 141 μrad/$\sqrt{\text{Hz}}$ e 221 μrad/$\sqrt{\text{Hz}}$, respectivamente. Estes valores podem ser comparados com os respectivos valores teóricos obtidos a partir da expressão (5-25), que são (note-se que, neste caso particular, é utilizado processamento homodino, donde a expressão (5-14) deve ser dividida por 2): 8 μrad/$\sqrt{\text{Hz}}$, 171 μra$\sqrt{\text{Hz}}$ e 256 μrad/$\sqrt{\text{Hz}}$, respectivamente. Para o primeiro caso, o ruído electrónico contribui com a parcela mais significativa (particularmente, ruído do amplificador 741 - $i_A = 4 \times 10^{-12}$ pA/$\sqrt{\text{Hz}}$); para os outros dois casos, o ruído de fase é claramente

dominante (este foi avaliado para $L_c \approx 2.4$ m; valor determinado experimentalmente). Estes resultados indicam que os valores teóricos estão em acordo razoável com os obtidos experimentalmente. É interessante constatar que, quando o ruído de fase é dominante, os resultados experimentais são mais favoráveis do que os correspondentes resultados teóricos. Isto pode ser compreendido atendendo ao facto de que o modelo teórico utilizado para a obtenção da densidade espectral de ruído de fase (Apêndice D) é escalar, isto é, assume um estado de polarização constante ao longo de todo o sistema óptico. Na prática, os feixes que interferem não têm, em geral, estados de polarização coincidentes, donde $G_{phaseIteo} > G_{phaseIexp}$, isto é, $\phi_{sphaseIteo} > \phi_{sphaseIexp}$ (note-se que o efeito de estados de polarização diferentes sobre a amplitude do sinal de interferência nos interferómetros sensores é, automaticamente, tomado em consideração através do valor medido para a visibilidade das franjas)*.

A insensibilidade do sistema às perturbações induzidas nas fibras de ligação é ilustrada na Fig 5.16. Uma onda em dente-de-serra de frequência 2 kHz e amplitude adequada é aplicada ao PZT D por forma a modular a fase do interferómetro "1" de 2π rad, gerando assim uma portadora pseudo-heterodina. Um sinal sinusoidal (100 Hz) de pequena amplitude é aplicado ao PZT A para simular a indução de perturbações ambientais.

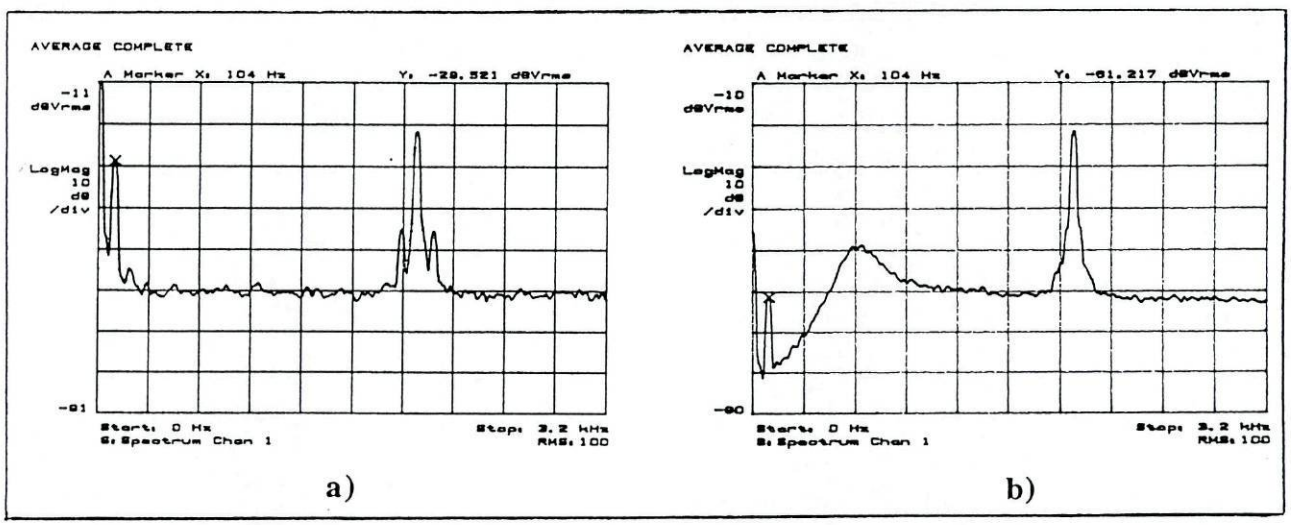

Figura 5.16. Demonstração do efeito do sistema de compensação: **a)** portadora gerada para o interferómetro "1"; sinal de perturbação aplicado ao interferómetro "0"; servo desligado; **b)** o mesmo que a), mas agora com o servo operacional.

---

* A fase mínima detectável, com processamento homodino, quando é utilizada detecção dual, é dada por

$$\phi^2_{sIdual} = \frac{2BG_{total}}{4V_o^2 I_{int}^2} = 2B\,\frac{G_{phaseA}+G_{shotA}+G_{electronA} + 4[G_{phaseB}+G_{shotB}+G_{electronB}]}{4V_o^2 I_{int}^2} \qquad (5\text{-}63)$$

Nesta expressão, os termos com índice "A" ou "B" estão associados com as saídas "A" e "B", respectivamente; o factor "4" no numerador é devido à multiplicação adicional por "2" do sinal proveniente do detector "B", sendo o factor "4" no denominador o resultado da combinação diferencial dos sinais provenientes das duas saídas. $I_o = 2p_o \approx 4.6\ \mu W$. Quando o ruído de fase é dominante, tem-se $\phi_{sA} = \phi_{sB} = \sqrt{2}\phi_{sdual}$. Este resultado foi verificado experimentalmente dado que, no analisador de espectros, se encontrou sistematicamente $(S/N)_A \approx (S/N)_B \approx (S/N)_{dual}$ - 3 dB (isto na situação em que o ruído de fase era dominante).

A Fig 5.16-a mostra a saída do sistema quando o servo está desligado. Como seria de esperar, uma fracção da energia do sinal aplicado aparece como bandas laterais da portadora do interferómetro "1", levando a que sejam interpretadas como a consequência de um sinal aplicado a este interferómetro. Quando o servo é activado (Fig 5.16-b), o sinal de perturbação é atenuado ≈ 32 dB, aparecendo limpa a portadora do interferómetro, o que demonstra a eficácia da solução adoptada*.

O efeito da dispersão da energia da portadora de um dado interferómetro para outros harmónicos foi investigado para o caso do tempo não-nulo de retorno da onda em dente-de-serra. Para isso, uma forma de onda deste tipo (frequência: 200 Hz), com um tempo de retorno de 0.32 ms ($\mu = 0.936$) foi aplicada ao PZT B; a sua amplitude foi ajustada para modular a fase do interferómetro "0" de 4 franjas durante o período da rampa ($m_j = 4$). A Fig 5.17-a mostra a forma de onda aplicada e a respectiva saída do interferómetro, cujo espectro é dado na Fig 5.17-b.

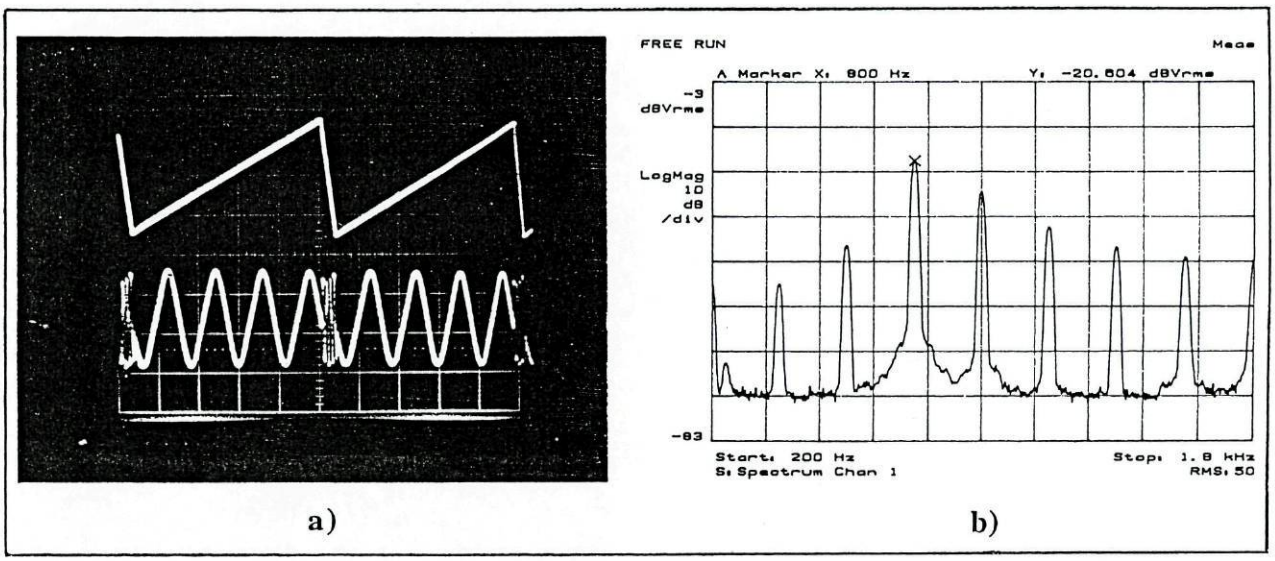

Figura 5.17. **a)** *Cima*: forma de onda aplicada ao interferómetro "0"; *baixo*: saída deste (1 ms/div); **b)** Espectro da saída do interferómetro.

A dispersão da energia da portadora "j" (frequência: $f_j = 800$ Hz) para outros harmónicos é explicitada na Tabela 5.1, onde se comparam valores teóricos (secção 5.4.3) e experimentais. Como se observa, o acordo é razoável, sendo as diferenças devidas, provavelmente, à modulação da fase do interferómetro "0" de uma quantidade não exactamente igual a 4 franjas.

Na Fig 5.18 mostram-se as portadoras geradas para o interferómetro "1" (2.5 kHz) e para o interferómetro "2" (5 kHz), através da aplicação de ondas em dente-de-serra de amplitude apropriada

---

* As curvas das figuras 5.15 e 5.16 mostram que aparece um pico na resposta em frequência do sistema de realimentação, desenhado para a compensação das perturbações ambientais induzidas nas fibras de ligação. Esta característica é típica de um sistema de 2º ordem, quando a concepção do circuito de compensação implica uma resposta em frequência de 1º ordem. A razão para esta discrepância reside no facto de os componentes utilizados para a sua implementação não serem ideais, isto é, terem, em certo grau, capacidades e indutâncias parasitas, as quais têm o efeito de tornar a resposta em frequência do sistema mais complexa, ou seja, com características distintas das de um sistema puro de 1º ordem.

$f_{j'}$ (Hz)	$\left[A_{fly_{j->j}} - A_{fly_{j->j'}} \right]_{teo}$ (dB)	$\left[A_{fly_{j->j}} - A_{fly_{j->j'}} \right]_{exp}$ (dB)
400	27.4	27.0
600	17.5	18.0
800	0.0	0.0
1000	6.5	6.7
1200	13.5	14.1
1400	17.1	18.5
1600	19.0	21.0

Tabela 5.1. Dispersão da energia da portadora, com frequência $f_j = 4 \times 200$ Hz, para outros harmónicos, devido ao tempo não-nulo de retorno da onda em dente-de-serra.

aos PZT's D e H. Estas ondas tinham tempos de retorno de $\approx 5\,\mu s$. Os PZT's utilizados tinham frequências de corte da ordem de 80 kHz, o que implica que estes PZT's, quando excitados, tinham tempos de retorno de $\approx 15\,\mu s$. A Fig 5.18-a diz respeito ao caso em que um sinal de teste (amplitude: $\approx$ 100 mrad, frequência: 250 Hz) foi aplicado ao interferómetro "1" (via PZT C) e nenhum sinal foi aplicado ao interferómetro "2"; na Fig 5.18-b, o mesmo sinal foi aplicado ao interferómetro "2" (via PZT F), estando agora o interferómetro "1" sem sinal aplicado.

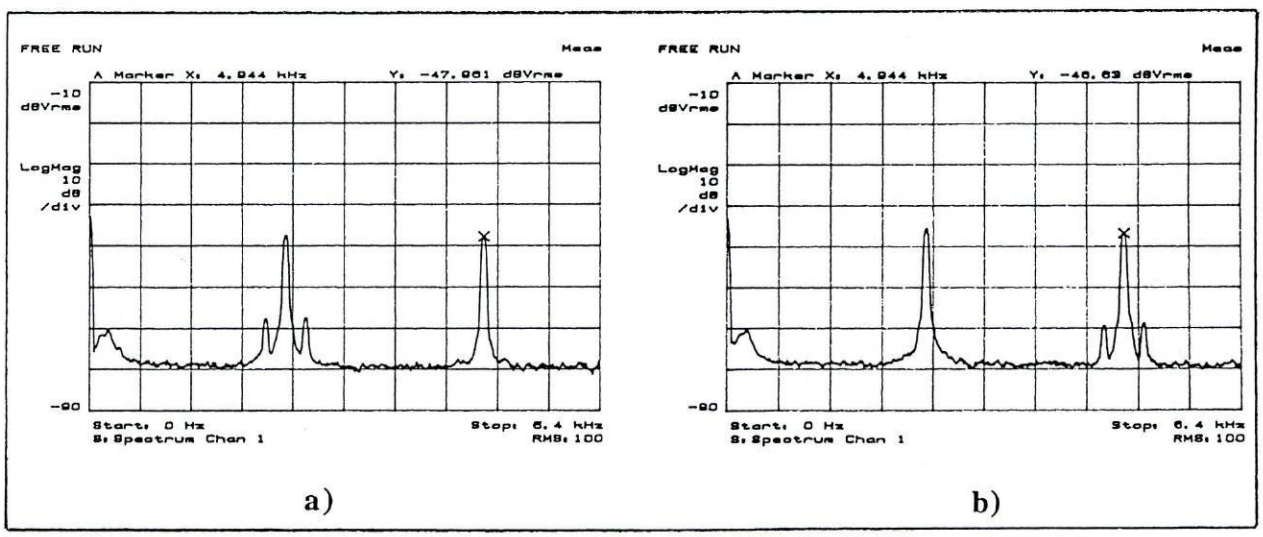

Figura 5.18. Portadoras dos interferómetros "1" e "2" juntamente com sinais de teste (f = 250 Hz):

a) Sinal de teste aplicado ao interferómetro "1" (B = 64 Hz);

b) Sinal de teste aplicado ao interferómetro "2" (B = 64 Hz).

Como se observa, não é visível "crosstalk" entre os dois sensores. De acordo com o referido na secção 5.4.5, neste caso a principal fonte de "crosstalk" seria o tempo de retorno não nulo da onda em dente-de-serra aplicada aos interferómetros por intermédio dos PZT's. Utilizando o modelo teórico desenvolvido na secção 5.4.3, encontra-se: $A_{fly|1->2} = -24$ dB; $A_{fly|2->1} = -28$ dB (definido como $20\log I_j/I_{j'}$). Como as bandas de sinal estão ≈ 12 dB acima do nível de ruído, é claro que os

sinais de "crosstalk" estão abaixo deste nível.

A Fig 5.19 mostra os sinais "V_{out1}" e "V_{out2}" (Fig 5.14) à saída de dois filtros de banda, sintonizados para 2.5 kHz e 5.0 kHz, respectivamente, quando um sinal de fase sinusoidal de amplitude 123 mrad e frequência 250 Hz á aplicado aos interferómetros "1" e "2".

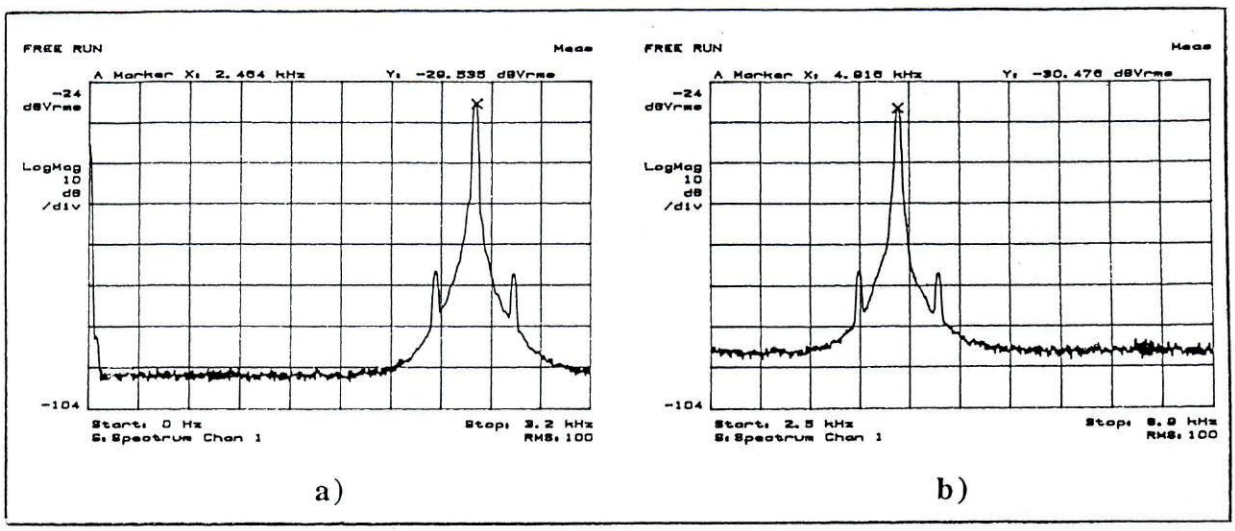

Figura 5.19. Sinais "V_{out1}" (a) e "V_{out2}" (b) à saída dos filtros de banda que proporcionam a saída dos canais associados aos interferómetros "1" e "2", respectivamente (sinal aplicado: amplitude - 123 mrad; frequência - 250 Hz). Para o caso a) B = 32 Hz; para o caso b), B = 64 Hz.

Estes resultados indicam uma sensibilidade de fase para os sensores de ≈ 5 mrad/$\sqrt{\text{Hz}}$. O valor teórico que se encontra a partir das expressões apresentadas na secção 5.3 é de 3.7 mrad/$\sqrt{\text{Hz}}$ (tomando já em consideração o conceito de detecção dual). O acordo entre estes dois resultados é razoável, especialmente se for tomado em conta o facto de que o tempo não-nulo de retorno da onda em dente-de-serra, aplicada aos interferómetros para gerar as portadoras, tem o efeito de dispersar energia de sinal para harmónicos das portadoras, com o correspondente decréscimo da sensibilidade de fase.

Na Fig. 5.20 mostram-se resultados equivalentes aos apresentados na Fig 5.18, mas agora com as portadoras dos interferómetros geradas por intermédio da aplicação de uma onda em dente-de-serra à corrente de injecção do laser semicondutor (frequência: 2.5 kHz). Actuando na amplitude do sinal de rampa, a fase do interferómetro "1" foi modulada exactamente de 2π rad. Atendendo a que os não-balanceamentos dos interferómetros "1" e "2" são 2 x (7.5 ± 0.3) cm e 2 x (15 ± 0.3) cm, respectivamente, o parâmetro "ε" definido na equação (5-55) situa-se no intervalo [0.95,1.05]. Considerando o valor inferior (caso menos favorável), da equação (5-58) tem-se $A_{nint|2->1} = -16.5$ dB*. Obviamente, o "crosstalk" devido a este efeito, do interferómetro "1" para o interferómetro "2", é desprezável. Por outro lado, da equação (5-46) obtem-se valores numéricos para o "crosstalk" devido à modulação da intensidade óptica emitida pelo laser, $A_{mod|1->2} = A_{mod|2->1} = -39.4$ dB*. Finalmente, considerando o tempo não-nulo de retorno da onda em dente-de-serra (≈ 5 µs), tem-se $\mu = 0.988$ (para 1/T = 2.5 kHz), donde, de (5-54), $A_{fly|1->2} = -29$ dB, $A_{fly|2->1} = -46$ dB*. Todos estes resultados numéricos justificam a razão de, na Fig 5.20, não ser visível "crosstalk" entre os interferómetros.

* Definido como: 20log(...).

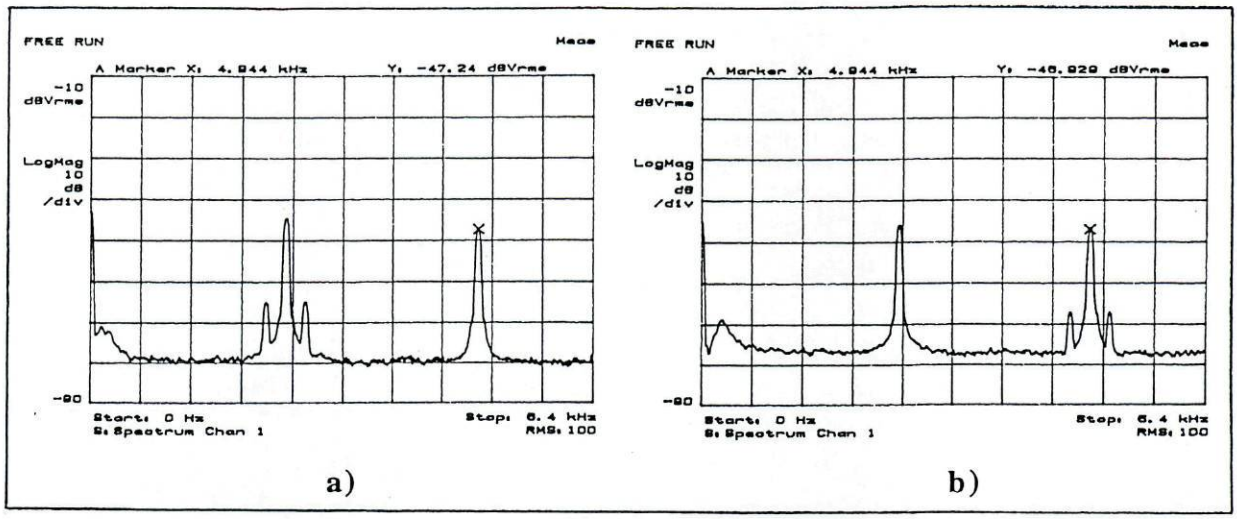

Figura 5.20. Portadoras dos interferómetros "1" e "2" geradas através da modulação da corrente de injecção do laser semicondutor, juntamente com sinais de teste (f = 250 Hz, B = 64 Hz):
a) sinal de teste aplicado ao interferómetro "1";
b) sinal de teste aplicado ao interferómetro "2".

Quanto à sensibilidade destes, é similar à encontrada anteriormente (≈ 5 mrad$\sqrt{\text{Hz}}$).

Um processo para melhorar a sensibilidade de fase consiste em aumentar a potência média de retorno dos interferómetros sensores, isto é, aumentar "p_1" e "p_2". Uma possibilidade é optimizar o sistema. Se os factores de divisão de potência dos acopladores tivessem os valores que decorrem da expressão (5-10) com $\beta = 0.8$, então seria $\kappa_0 = 0.5$, $\kappa_1 = 0.71$ e $\kappa_2 = 0.5$, donde $p_1 \approx p_2 \approx 0.8$ μW, tendo-se então um valor teórico para a sensibilidade dos interferómetros de 1.5 mrad/$\sqrt{\text{Hz}}$.

Uma alternativa interessante e importante para a melhoria da sensibilidade dos sensores consiste em reduzir o nível de ruído do sistema, mediante a modulação da corrente de injecção do laser semicondutor (secção 5.3). Para testar este conceito, uma onda sinusoidal ($f_m = 2$ MHz) foi aplicada ao laser, originando uma excursão da sua corrente de injecção com uma amplitude pico-a-pico de 7.9 mA. A corrente de polarização era de 47 mA. O parâmetro "γ" (declive da curva "frequência da radiação emitida versus corrente de injecção") foi avaliado como sendo 0.48 GHz/mA a 2 MHz. Assim, a correspondente modulação da frequência da radiação emitida tinha uma amplitude pico-a-pico de 3.8 GHz. Com o interferómetro "0" em quadratura, um sinal de teste foi aplicado ao PZT A (frequência: 3 kHz; amplitude: 20 mV). Os resultados obtidos encontram-se na Fig 5.21. Como se observa, na ausência de modulação S/N ≈ 17 dB, resultando numa sensibilidade de ≈ 220 μrad$\sqrt{\text{Hz}}$. Quando a modulação é activada, o nível de ruído decresce de 18 dB, enquanto a amplitude de sinal é atenuada de 2.5 dB. Assim, S/N ≈ 32 dB, donde a sensibilidade é ≈ 37 μrad$\sqrt{\text{Hz}}$.

O não-balanceamento do interferómetro "0" é ≈ 2 x 0.8 cm. Da expressão (5-29) obtem-se $\phi_{ms} \approx 0.95$ rad, donde o valor teórico para o factor de atenuação do sinal é $20\log[J_0(\phi_{ms})] \approx -2.2$ dB. Este resultado está em bom acordo com o resultado experimental (- 2.5 dB).

A Fig 5.21 foi obtida para o caso em que a modulação da corrente do laser era sinusoidal. No entanto, nenhuma diferença significativa foi encontrada quando se testou modulações com formas de onda rectangular ou triangular.

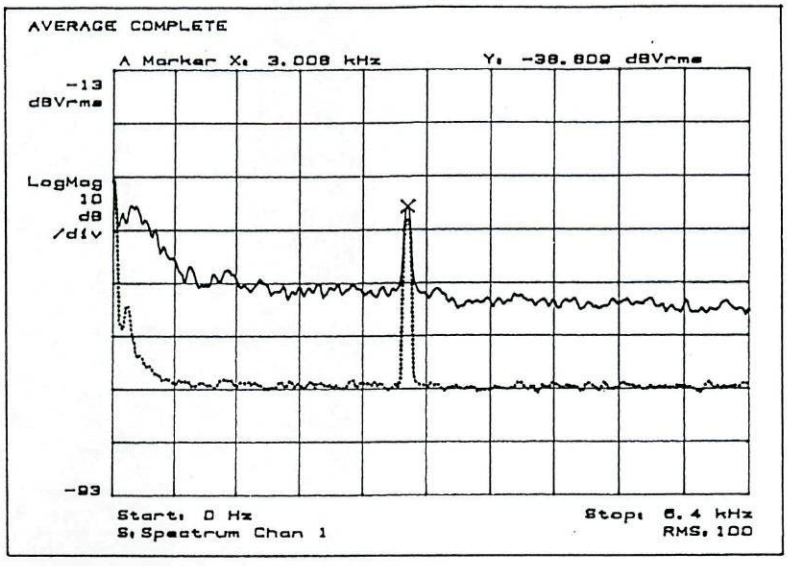

Figura 5.21. Saída do interferómetro "0" ilustrando o efeito da modulação (curva a pontilhado) da corrente de injecção do laser semicondutor (B = 64 Hz).

A dependência do nível de ruído do sistema na amplitude da modulação de corrente aplicada ao laser é ilustrada na Fig 5.22. Quando esta amplitude aumenta, o factor "F" (secção 5.3) tende para um valor de saturação que é ≈ 10. Se a redução da amplitude do sinal não é considerada (esta amplitude praticamente não é afectada pela modulação, caso o não-balanceamento do interferómetro seja suficientemente pequeno), então a sensibilidade de fase que se obtem admitindo este valor para "F" é de ≈ 18 $\mu rad/\sqrt{Hz}$. Atendendo a que a sensibilidade determinada, em conjunto, pelo "ruído quântico + ruído electrónico" é ≈ 14 $\mu rad/\sqrt{Hz}$, é evidente que a origem da região de saturação evidenciada na Fig 5.22 está directamente relacionada com estas fontes de ruído.

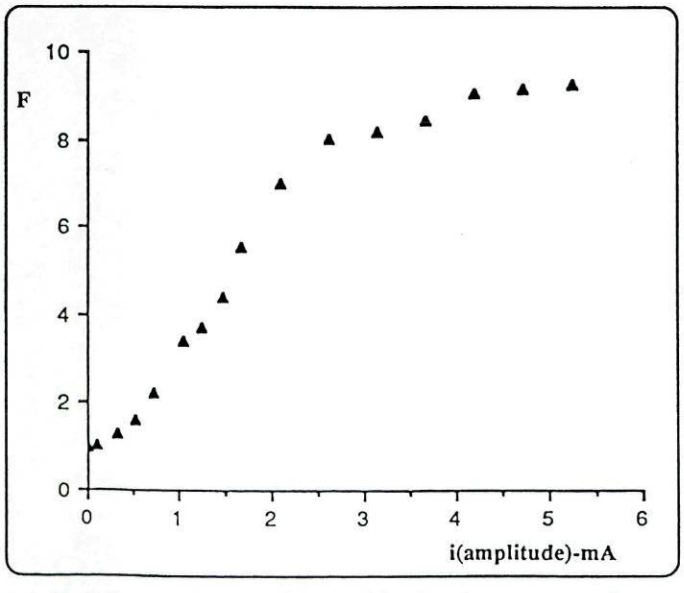

Figura 5.22. Factor de redução do nível de ruído do sistema em função da amplitude da modulação de corrente (f_m = 2 MHz).

Caso as portadoras pseudo-heterodinas dos interferómetros "1" e "2" sejam geradas por intermédio da utilização de moduladores piezo-eléctricos localizados nos seus braços de referência, então o não-balanceamento dos interferómetros poderia ser o menor possível. Nesse caso, para F = 10, obter-se-ia uma sensibilidade de $\approx 520\ \mu rad/\sqrt{Hz}$.

A dependência em frequência de "F" foi também estudada. Os resultados mostram-se na Fig 5.23.

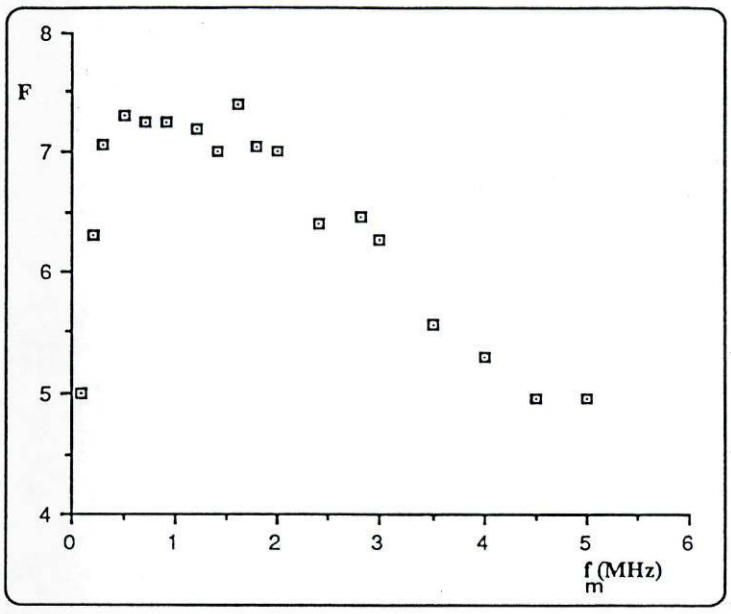

Figura 5.23. Factor de redução do nível de ruído do sistema, em função da frequência da corrente de modulação (mantida a amplitude constante: 2.3 mA).

"F" atinge um mínimo em torno de $f_m \approx 1$ MHz. A redução do seu valor quando "f_m" diminui tem a ver com o facto de que a gama de frequências na qual o ruído é espalhado de uma forma mais efectiva começar, gradualmente, a incluir a região onde se situa a frequência de sinal (3 kHz). Por outro lado, quando $f_m > 1 - 2$ MHz, "F" diminui, provavelmente devido à diminuição do parâmetro "γ".

Esta técnica tem potencialidades para ser utilizada num outro contexto, nomeadamente na redução dos efeitos relacionados com o acoplamento de radiação retro-reflectida para a cavidade laser. Para testar esta característica, procedeu-se da forma seguinte: actuando nos elementos do isolador óptico (mais concretamente, no compensador de Soleil-Babinet), permitiu-se que fosse reinjectada radiação na cavidade laser. Por si só, este facto aumentou substancialmente o nível de ruído do sistema. A corrente de injecção do laser semicondutor foi, então, modulada sinusoidalmente a 2 MHz com uma amplitude pico-a-pico de 7.9 mA. Com o interferómetro "0" em quadratura, um sinal de fase de pequena amplitude foi nele induzido via PZT A. Os resultados são apresentados na Fig 5.24.

Como se observa, esta técnica permite uma redução substancial do excesso de ruído induzido pelo mecanismo mencionado. A característica 1/f do ruído observado é fortemente atenuada. De facto, a baixas frequências o nível de ruído é reduzido de ≈ 30 dB, diminuindo este valor para cerca de 20 dB quando a frequência aumenta.

Mesmo com o método de redução do nível de ruído do sistema descrito acima, o esquema de multiplexagem estudado neste capítulo proporciona sensibilidades relativamente pobres para os

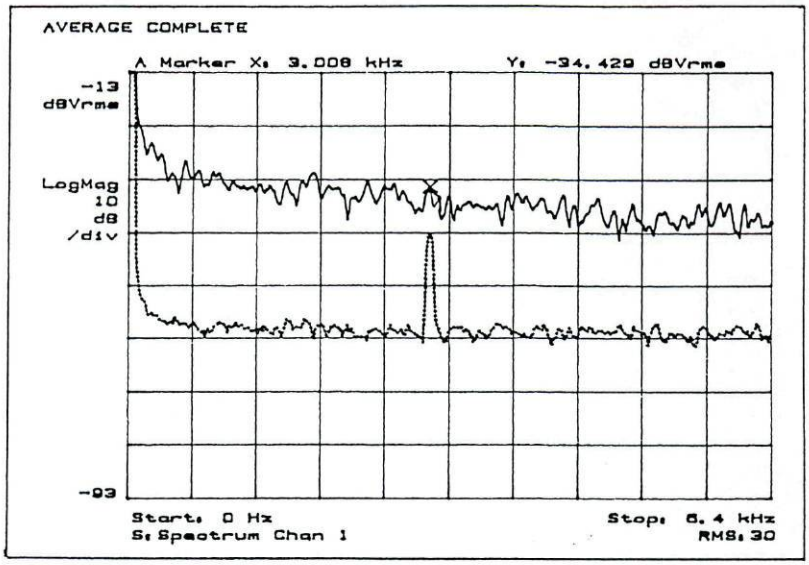

Figura 5.24. Efeito da modulação da corrente de injecção do laser semicondutor sobre o nível de ruído induzido por acoplamento da radiação para a cavidade laser (pontilhado: modulação activada; B = 64 Hz).

sensores da rede. Como foi já referido, isso deve-se à existência de pares de caminhos com não-balanceamentos elevados, em conjunção com o uso de fontes ópticas coerentes (lasers semicondutores monomodo). Esta combinação origina níveis significativos de ruído de fase. Quando é possível utilizar moduladores piezoeléctricos para a geração das portadoras pseudo-heterodinas, podem ser utilizadas fontes ópticas alternativas de baixa coerência, como é o caso de lasers semicondutores multimodo ou díodos superluminescentes. Só por si, este procedimento permite melhorar substancialmente a sensibilidade de fase dos sensores da rede.

A topologia apresentada na Fig 5.1, apesar de conceptualmente interessante, tem uma limitação prática significativa, nomeadamente, não existe compensação para as perturbações induzidas nas fibras que guiam a radiação para os diversos braços de sinal. A solução consiste, naturalmente, no isolamento dessas extensões de fibra à acção de grandezas de influência indesejáveis, o que é algo difícil de conseguir. Note-se, no entanto, que este é um caso específico de um problema mais geral. Por exemplo, nos interferómetros em fibra do tipo Michelson ou Mach-Zehnder, para se tirar partido das suas potencialidades, é fundamental um isolamento adequado dos seus braços de referência, algo que, até ao presente, não tem sido conseguido de uma forma satisfatória.

6

MULTIPLEXAGEM TEMPORAL DE SENSORES INTERFEROMÉTRICOS COM LEITURA EM COERÊNCIA

6.1 DESMODULAÇÃO EM COERÊNCIA COM RADIAÇÃO MULTIMODO

6.2 DESCRIÇÃO DO ESQUEMA DE MULTIPLEXAGEM

6.3 BALANÇO DE POTÊNCIA DA REDE DE SENSORES

6.4 AVALIAÇÃO DA SENSIBILIDADE DOS SENSORES

6.5 INTERFERÊNCIA ENTRE SENSORES DA REDE ("CROSSTALK")

6.6 IMPLEMENTAÇÃO EXPERIMENTAL

6.7 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E RESPECTIVA AVALIAÇÃO

Foi referido no Capítulo 2 que o endereçamento temporal de sensores interferométricos é uma técnica particularmente atractiva dado que, na janela temporal dedicada a cada sensor, o nível de ruído de fase é baixo, possibilitando sensibilidades elevadas. No entanto, o endereçamento temporal não proporciona a desmodulação dos sinais provenientes dos sensores. Por outro lado, o endereçamento em coerência, não sendo uma técnica de multiplexagem de características muito favoráveis, atendendo a que implica, normalmente, sensibilidades modestas para os sensores e obriga a que estes tenham não-balanceamentos distintos (o que por sua vez se traduz em propriedades distintas), tem a vantagem assinalável de proporcionar automaticamente a leitura dos sinais dos sensores. Esta leitura é susceptível de ser feita com uma gama dinâmica não-ambígua considerável e, mais importante, quando se trata da medição de grandezas físicas quase-estáticas (como sejam a temperatura, a pressão, etc.) a informação é recuperada sem ambiguidade toda a vez que o sistema é ligado [167]. De tudo isto resulta que é potencialmente atractiva a combinação que consiste em os sensores da rede serem endereçados temporalmente, sendo a desmodulação efectuada em coerência.

O método de desmodulação em coerência dos sinais provenientes dos sensores, também designado por interferometria de luz branca, necessita, para ser implementado eficientemente, de fontes ópticas de baixa coerência, tais como díodos emissores de luz (LED's) ou díodos superluminescentes (SLD's).

Os primeiros, apesar de terem preço reduzido e serem fáceis de obter no mercado, têm o inconveniente da eficiência de acoplamento à fibra óptica, da radiação por eles emitida, ser muito baixa, o que, na prática , impossibilita a sua utilização em redes de sensores (o mesmo se pode dizer relativamente à utilização de lasers semicondutores monomodo operados abaixo do limiar dado que, neste caso, é reduzida a potência óptica emitida). Quanto aos SLD's, as suas características tornam estas fontes ópticas bem adaptadas ao esquema de multiplexagem com endereçamento temporal e leitura em coerência. Infelizmente, a par do seu elevado preço, a sua disponibilidade no mercado é cada vez mais restrita. Uma alternativa interessante consiste na utilização de lasers semicondutores multimodo [168], os quais, operados em certas condições, são fontes de baixa coerência, para além de proporcionarem níveis relativamente elevados de potência óptica injectada no sistema.

Neste capítulo, começa-se por explicitar as condições em que os lasers multimodo podem ser utilizados como fontes de baixa coerência, assim como o efeito que a modulação da sua corrente de injecção (necessária para implementação do endereçamento temporal, sem recorrer a moduladores externos) tem nas suas características espectrais. São também investigadas as consequências do acoplamento de radiação retro-reflectida para a cavidade laser. De seguida, é estudada uma rede de sensores interferométricos, endereçados no tempo, com desmodulação em coerência, e tendo como suporte uma topologia "escada reflectiva". Considera-se que os sensores são iluminados por radiação multimodo, sendo analisados os casos relativos aos comprimentos de onda de 800 nm e 1300 nm. Finalmente, são apresentados resultados experimentais que demonstram o conceito proposto.

6.1 DESMODULAÇÃO EM COERÊNCIA COM RADIAÇÃO MULTIMODO

Considere-se dois interferómetros em série, um actuando como sensor e o outro como receptor, tendo não-balanceamentos "ΔL_s" e "ΔL_r", respectivamente. Se "I_o" é a potência óptica injectada no primeiro, então a potência óptica "I_{out}" à saída do segundo é dada por (sistema sem perdas)

$$I_{out} = \frac{I_o}{4}\left[1 + V_s\cos\phi_s + V_r\cos\phi_r + V_{s+r}\cos\phi_{s+r} + V_{s-r}\cos\phi_{s-r}\right] \tag{6-1}$$

onde

$$\phi_s = \frac{2\pi\upsilon_o}{c}\Delta L_s \quad ; \quad \phi_r = \frac{2\pi\upsilon_o}{c}\Delta L_r$$

$$\phi_{s+r} = \frac{2\pi\upsilon_o}{c}(\Delta L_s + \Delta L_r) \quad ; \quad \phi_{s-r} = \frac{2\pi\upsilon_o}{c}(\Delta L_s - \Delta L_r) \tag{6-2}$$

$$V_s \propto |\xi_{12}(\Delta L_s)| \quad ; \quad V_r \propto |\xi_{12}(\Delta L_r)|$$

$$V_{s+r} \propto |\xi_{12}(\Delta L_s + \Delta L_r)| \quad ; \quad V_{s-r} \propto |\xi_{12}(\Delta L_s - \Delta L_r)| \tag{6-3}$$

onde "ξ_{12}" é a forma normalizada da função de coerência mútua "Γ_{12}" das ondas "1" e "2" provenientes da mesma fonte óptica (secção 1.4.1). No processo habitual de leitura em coerência

$\Delta L_s \approx \Delta L_r$ e $\Delta L_s, \Delta L >> L_c$ (comprimento de coerência da fonte óptica), donde $|\xi_{12}(\Delta L_s)| \approx |\xi_{12}(\Delta L_r)| \approx$ $\approx |\xi_{12}(\Delta L_s + \Delta L_r)| \approx 0$ e $|\xi_{12}(\Delta L_s - \Delta L_r)| \approx 1$. Assim,

$$I_{out} \approx \frac{I_o}{4}\left[1 + V_{s\text{-}r}\cos\phi_{s\text{-}r}\right] \tag{6-4}$$

isto é, os interferómetros sensor e receptor constituem, em conjunto, um único interferómetro com não-balanceamento "ΔL_s- ΔL_r ". Na prática, "ΔL_s" varia devido à acção de uma dada grandeza física e, na recepção, um sistema de realimentação actua em "ΔL_r " por forma a que $\Delta L_r = \Delta L_s$ (ou $\Delta L_r = \Delta L_s \pm \frac{\lambda}{8}$: primeiros pontos de quadratura). A determinação de "ΔL_r" permite especificar a acção do mensurando sobre o interferómetro sensor e, assim, após calibração, obter resultados numéricos que traduzam o estado desse mensurando.

Quando a fonte óptica é multimodo, a implementação da técnica de desmodulação atrás descrita obriga, em determinados casos, a que certas condições tenham que ser satisfeitas. Tal é o objectivo da análise simplificada que se apresenta a seguir.

O espectro de um laser multimodo é constituido por um conjunto de modos longitudinais, os quais emergem de um espectro largo, contínuo, típico do processo de emissão espontânea. A modelização das características deste tipo de lasers é consideravelmente simplificada caso se assuma as condições seguintes [169]:

a) O espectro é simétrico em torno da frequência central "υ_o";

b) A separação "$\Delta\upsilon$" entre modos longitudinais adjacentes é constante;

c) A largura espectral "$\Delta\delta$" dos modos longitudinais é idêntica para todos eles.

Note-se que estas condições traduzem, apenas, um modelo aproximado; por exemplo, é conhecido que lasers semicondutores multimodo exibem efeitos dispersivos importantes que implicam a violação das condições *b)* e *c)* [170].

Quando radiação multimodo se propaga através de um interferómetro de duas ondas, cada um dos modos longitudinais origina o seu próprio padrão de interferência; donde, à saída, tem-se (desprezando a contribuição devida à emissão espontânea) [171]

$$I_{out} = A\sum_{i=-m}^{m} I_i\left\{1 + \cos[(\omega_o + i\Delta\omega)\tau]\right\}\exp\left[-\frac{|\tau|}{\tau_c}\right] \tag{6-5}$$

onde "A" é o factor de perda de potência do interferómetro, "I_i" é a potência óptica emitida pelo laser no modo longitudinal "i", $\omega_o = 2\pi\upsilon_o$, $\Delta\omega = 2\pi\Delta\upsilon$, "$\tau$" é o tempo diferencial de propagação das duas ondas e "τ_c" é o tempo de coerência relativo a cada modo longitudinal (da condição *c* acima resulta que "τ_c" é o mesmo para todos os modos). O número de modos é "2m+1". A equação (6-5) pode ser processada por forma a ter-se a expressão familiar

$$I_{out} = AI_{laser}[1 + V\cos(\omega_o\tau)] \tag{6-6}$$

onde

$$I_{laser} = \sum_{i=-m}^{m} I_i \tag{6-7}$$

é a potência total emitida pelo laser, e

$$V = \frac{1}{I_{laser}}\left[I_{i=o} + 2\sum_{i=1}^{m} I_i \cos(i\Delta\omega\tau) \right] \exp\left[- \frac{|\tau|}{\tau_c} \right] \tag{6-8}$$

sendo "$I_{i=o}$" a potência óptica no modo central. Atendendo a que "V" pode ser positivo ou negativo, de (6-6) decorre que a visibilidade das franjas é dada por |V|. A equação (6-6) mostra que a variação do não-balanceamento do interferómetro necessária para se passar de uma franja à franja adjacente é determinada pela frequência central de iluminação "υ_o". Da expressão (6-8) resulta que a visibilidade exibe picos significativos quando "$\Delta\omega\tau$" é um múltiplo inteiro de 2π, o que corresponde a não-balanceamentos para o interferómetro dados por

$$\Delta L = \Delta L_{pico} = 2pn_{cav}\ell_{cav} \tag{6-9}$$

onde "p" é um inteiro e "n_{cav}", "ℓ_{cav}" são, respectivamente, o índice de refracção e o comprimento da cavidade laser. Quando esta condição é satisfeita, os padrões de interferência gerados pelos diversos modos somam-se em fase, dando um valor para a visibilidade que é determinado unicamente pela largura espectral "$\delta\upsilon$" dos modos longitudinais. Quando $\Delta L \neq \Delta L_{pico}$, estes padrões deixam de estar em fase, resultando daí baixa visibilidade. Este efeito é ilustrado na Fig 6.1 para os casos m = 1 (3 modos) e m = 5 (11 modos), considerando uma largura especral a meia altura para a curva de ganho (suposta Gaussiana) de 1200 GHz*, $\Delta\upsilon$ = 140 GHz e $\Delta\delta$ = 30 GHz. Como seria de esperar, esta figura mostra que os efeitos de interferência descritos atrás acentuam-se quando o número de modos longitudinais aumenta.

A desmodulação coerente com radiação multimodo é implementada escolhendo os não-balanceamentos dos interferómetros sensor e receptor por forma a coincidirem com uma região de baixa visibilidade. Assim, à saída do interferómetro sensor, o sinal de interferência é fraco (especialmente se é elevado o número de modos longitudinais dentro da curva de ganho do meio laser). No entanto, a combinação em série dos dois interferómetros proporciona um não-balanceamento global muito reduzido para metade da potência óptica que neles circula, possibilitando o aparecimento de um sinal de interferência forte.

O endereçamento temporal de sensores implica a modulação pulsada da radiação injectada no sistema. Isso pode ser conseguido utilizando-se um modulador acusto-óptico (célula de Bragg). No entanto, este componente é dispendioso, volumoso e, normalmente, difícil de integrar no sistema. Uma solução atractiva consiste em efectuar a modulação da radiação emitida pelo laser por intermédio da modulação da sua corrente de injecção. Para o caso de lasers semicondutores monomodo esta solução não é muito viável, dado que a modulação da corrente de injecção origina o varrimento da frequência da radiação emitida, o que tem como consequência uma redução significativa da

* A curva de ganho do meio laser determina a potência óptica relativa dos modos longitudinais.

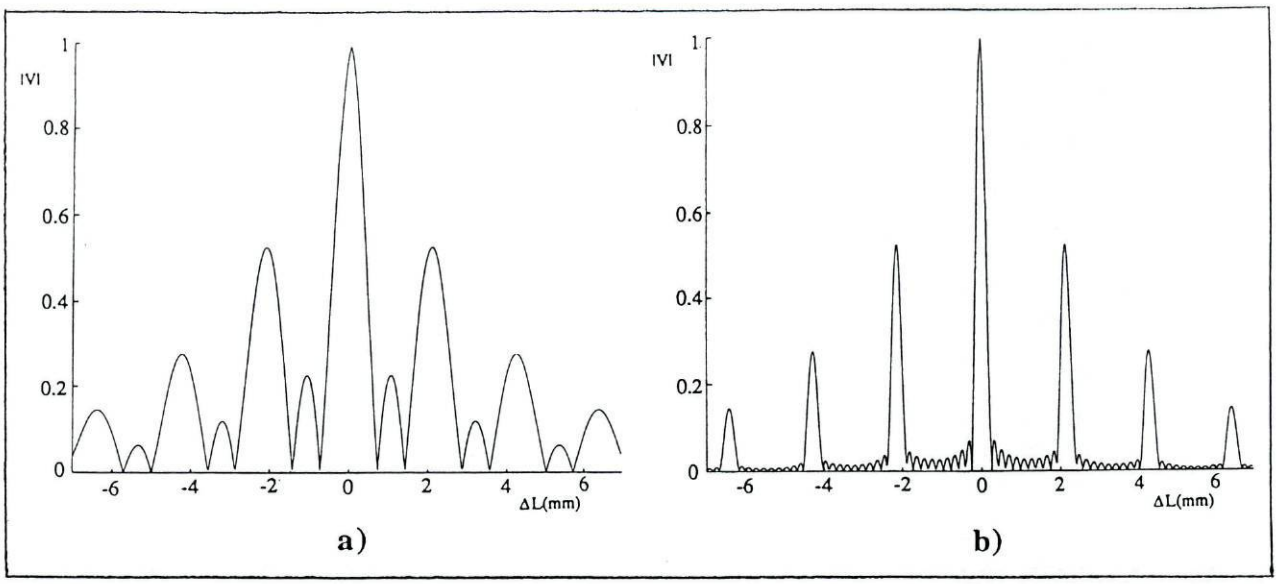

Figura 6.1. Visibilidade das franjas em função do não-balanceamento do interferómetro iluminado por radiação multimodo (visibilidade normalizada pelo seu valor em $\Delta L = 0$): **a)** m = 1 (3 modos longitudinais); **b)** m = 5 (11 modos).

sensibilidade dos sensores (Capítulo 4). Se o laser tem um espectro multimodo é de prever que este efeito seja muito menos importante. No entanto, é necessário averiguar as consequências que a modulação tem na estrutura do espectro, dado que a técnica de desmodulação coerente com radiação multimodo descrita atrás está dependente desta estrutura não ser significativamente alterada com essa modulação. Para averiguar isso, realizou-se uma experiência cujo esquema se apresenta na Fig 6.2.

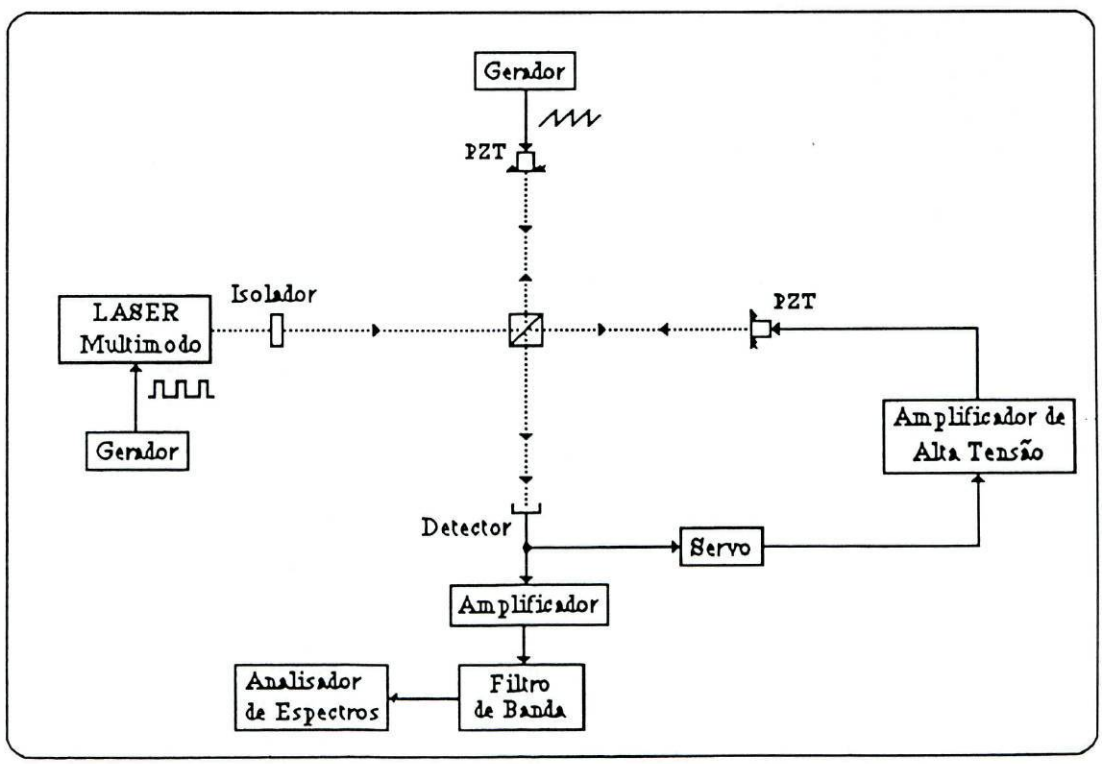

Figura 6.2. Esquema da experiência efectuada para se determinar o efeito da modulação da corrente de injecção do laser semicondutor multimodo na sua estrutura espectral.

Como fonte óptica utilizou-se um laser multimodo (Mitsubishi 4406) com λ_o = 780 nm, que emitia 3 mW de potência óptica quando operado 10 mA acima do limiar. A radiação iluminava um interferómetro de Michelson com não-balanceamento variável, tendo moduladores piezoeléctricos (PZT's) acoplados aos dois espelhos. A um deles foi aplicada uma onda em dente-de-serra, com uma amplitude ajustada de forma a modular a fase do interferómetro de 2π (uma franja) em cada período. Após detecção e amplificação, o sinal foi filtrado por um filtro de banda sintonizado para a frequência da onda em dente-de-serra. Se a potência óptica média injectada no interferómetro é constante, a amplitude da onda seno resultante é proporcional à visibilidade das franjas. No entanto, verificou-se que esta amplitude flutuava ligeiramente em função do valor da fase quase-estática "ϕ_o" do interferómetro nos momentos em que ocorria o retorno da onda em dente-de-serra. Para eliminar este efeito, um servo de pequena largura de banda ($\approx$ 100 Hz) foi incorporado no sistema por forma a manter o interferómetro em quadratura (o que equivale a manter "ϕ_o" constante na situação em que é máxima a amplitude do sinal de saída para um dado não-balanceamento). Dado que o objectivo da experiência era determinar a visibilidade das franjas em função do não-balanceamento do interferómetro, é fundamental que este se mantenha convenientemente alinhado durante o varrimento (no Apêndice F ilustra-se a importância do correcto alinhamento do interferómetro). Para testar esta condição, foi utilizada uma fonte de coerência elevada (o laser semicondutor monomodo 4102), encontrando-se que, quando um dos espelhos era deslocado na extensão de 2 cm, a visibilidade das franjas não variava mais do que 10%. Para evitar o acoplamento da radiação para a cavidade laser foi utilizado um isolador do tipo Faraday.

Na Fig 6.3-a mostra-se a visibilidade, em função do não-balanceamento do interferómetro, para o caso em que o laser é operado em contínuo 10 mA acima do limiar; a Fig 6.3-b ilustra a situação em que a corrente de injecção do laser é modulada por uma onda quadrada de frequência 5 MHz, a qual origina uma excursão de corrente de ±10 mA em torno do limiar. Estes resultados mostram claramente a estrutura de picos da visibilidade das franjas ilustrada na Fig 6.1. No entanto, relativamente a esta figura, os resultados experimentais revelam uma estrutura mais complexa, nomeadamente a existência de picos secundários de menor amplitude. A sua origem pode ser diversa, como seja efeitos dispersivos, imperfeições na cavidade que se traduzem num desdobramento limitado dos modos longitudinais, etc. [170]. Significativo é o facto de a modulação não alterar apreciavelmente a forma da função da visibilidade, donde, com este tipo de lasers, o endereçamento temporal com leitura em coerência não necessita, para ser implementado, de moduladores acusto-ópticos para pulsar a radiação a injectar no sistema. Na Fig 6.3, a separação dos picos principais é de $\approx$ 2.2 mm, donde, para n_{cav} = 3.5, de (6-9) obtem-se ℓ_{cav} = 300 μm, resultando daí uma separação entre modos longitudinais de $\approx$ 140 GHz.

Na Fig 6.4 mostra-se a envolvente das curvas apresentadas na Fig 6.3 (incluindo o caso em que o laser é modulado com uma amplitude de corrente de 15 mA em torno do limiar). Esta figura indica que a modulação da corrente de injecção do laser tem algum efeito sobre o comprimento de coerência "L_c" da radiação emitida. De facto, desta figura e admitindo um perfil Lorentziano para os modos longitudinais, tem-se: L_c(DC: i_{th} + 10 mA) $\approx$ 2 mm; L_c(AC: i_{th} ± 10 mA) $\approx$ 1.7 mm; L_c(AC: i_{th} ± 15 mA) $\approx$ 1.3 mm, onde "i_{th}" é a corrente de limiar do laser. Com estes valores, de (1-14) obtem-se: $\delta\upsilon \approx$ 48 GHz, 56 GHz e

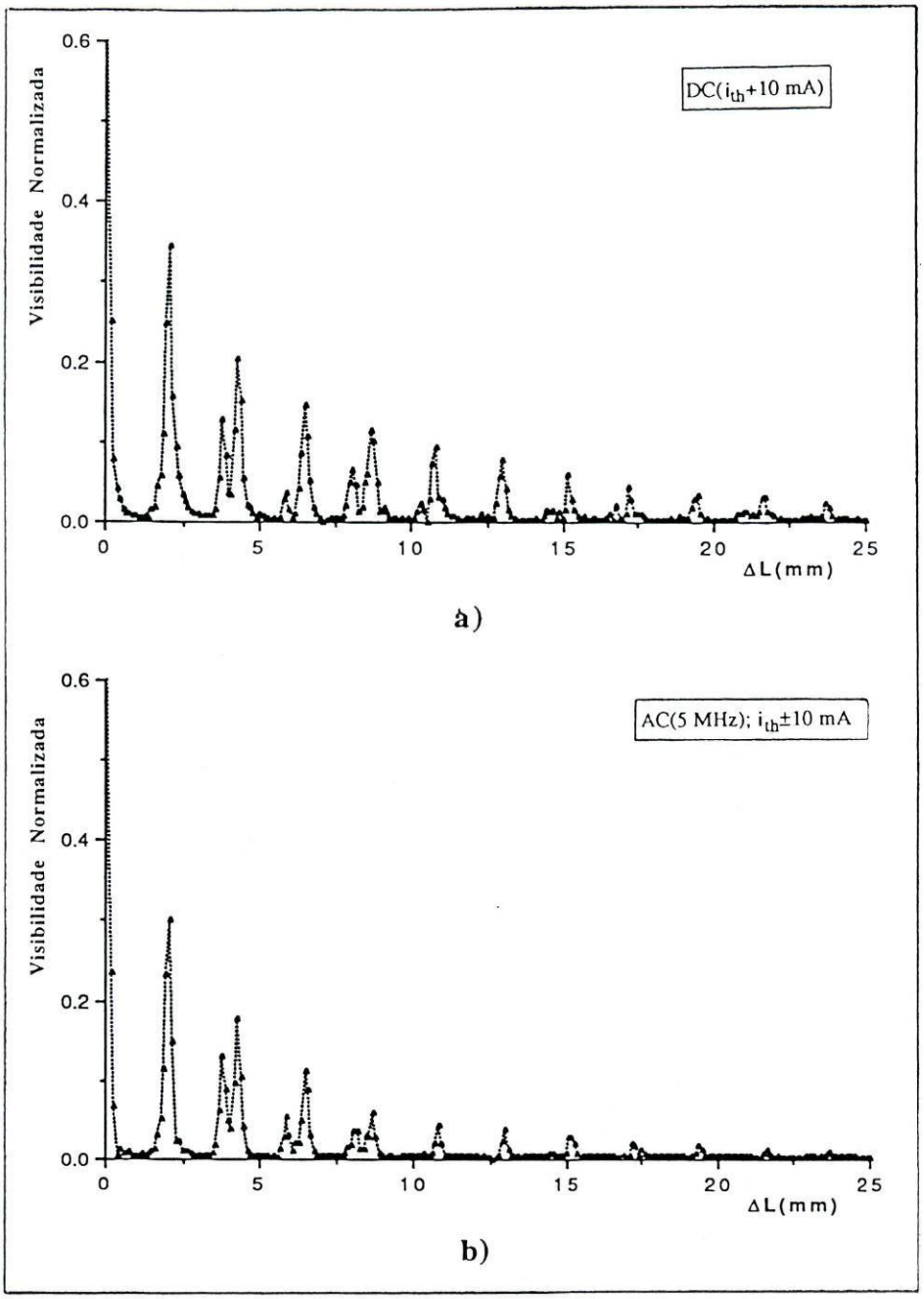

Figura 6.3. Visibilidade das franjas em função do não-balanceamento do interferómetro: **a)** laser operado em contínuo; **b)** laser modulado por intermédio de uma onda quadrada de frequência 5 MHz aplicada à sua corrente de injecção.

73 GHz, para os três casos considerados. Estes resultados indicam claramente que a modulação origina um alargamento dos modos longitudinais, o qual é tanto mais acentuado quanto maior for a sua amplitude.

Na Fig 6.5 mostra-se a visibilidade das franjas no padrão central de interferência, novamente para os casos do laser operado em contínuo e modulado (onda quadrada, 5 MHz, $i_{laser} = i_{th} \pm 10$ mA).Desta figura retira-se que a largura a meia altura "W" do padrão central de interferência é: W(DC: i_{th} + 10 mA) ≈ 230 μm; W(AC: $i_{th} \pm 10$ mA) ≈ 200 μm. Para um laser semicondutor monomodo, o parâmetro correspondente é da ordem de metros; para um LED ou SLD é, tipicamente, 10-15 μm.

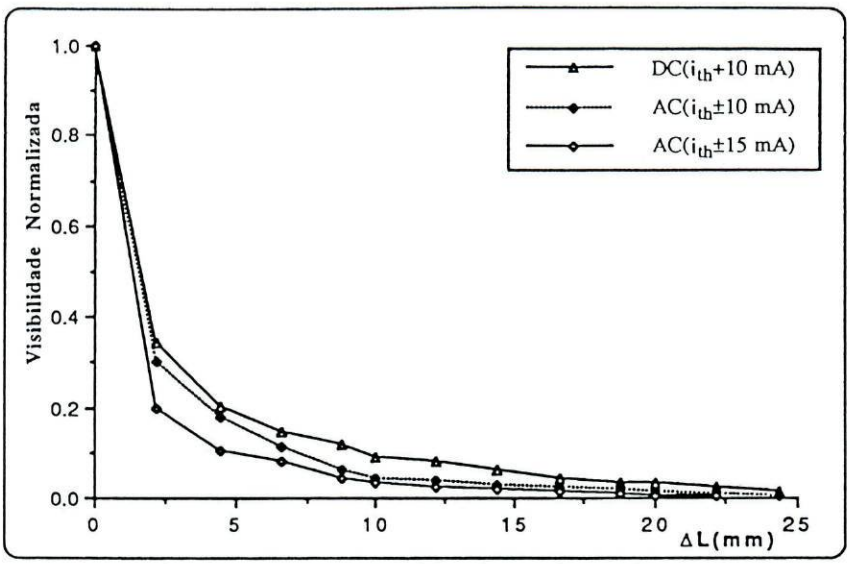

Figura 6.4. Envolvente das funções de visibilidade apresentadas na Fig 6.3 (e também para o caso da modulação com uma amplitude de corrente de 15 mA em torno do limiar).

Assim, o laser semicondutor multimodo proporciona uma alternativa válida para a implementação da desmodulação coerente, com uma precisão de leitura bem melhor do que a atingível com iluminação monomodo, tendo o benefício de as tolerâncias necessárias para se encontrar o padrão central de interferência serem consideravelmente relaxadas quando comparadas com as exigidas caso se utilize um LED ou SLD. No entanto, note-se que a iluminação multimodo impõe restrições ao não-balanceamento dos interferómetros, o qual se deve situar numa região de baixa visibilidade.

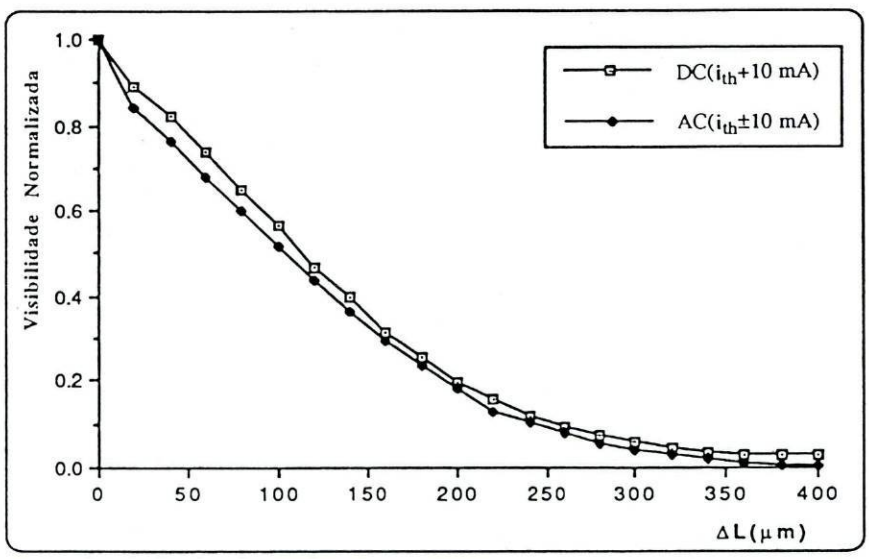

Figura 6.5. Visibilidade das franjas no padrão central de interferência para os casos representados na Fig 6.3.

6.2 DESCRIÇÃO DO ESQUEMA DE MULTIPLEXAGEM

O esquema de multiplexagem a estudar neste capítulo encontra-se esquematizado na Fig 6.6.

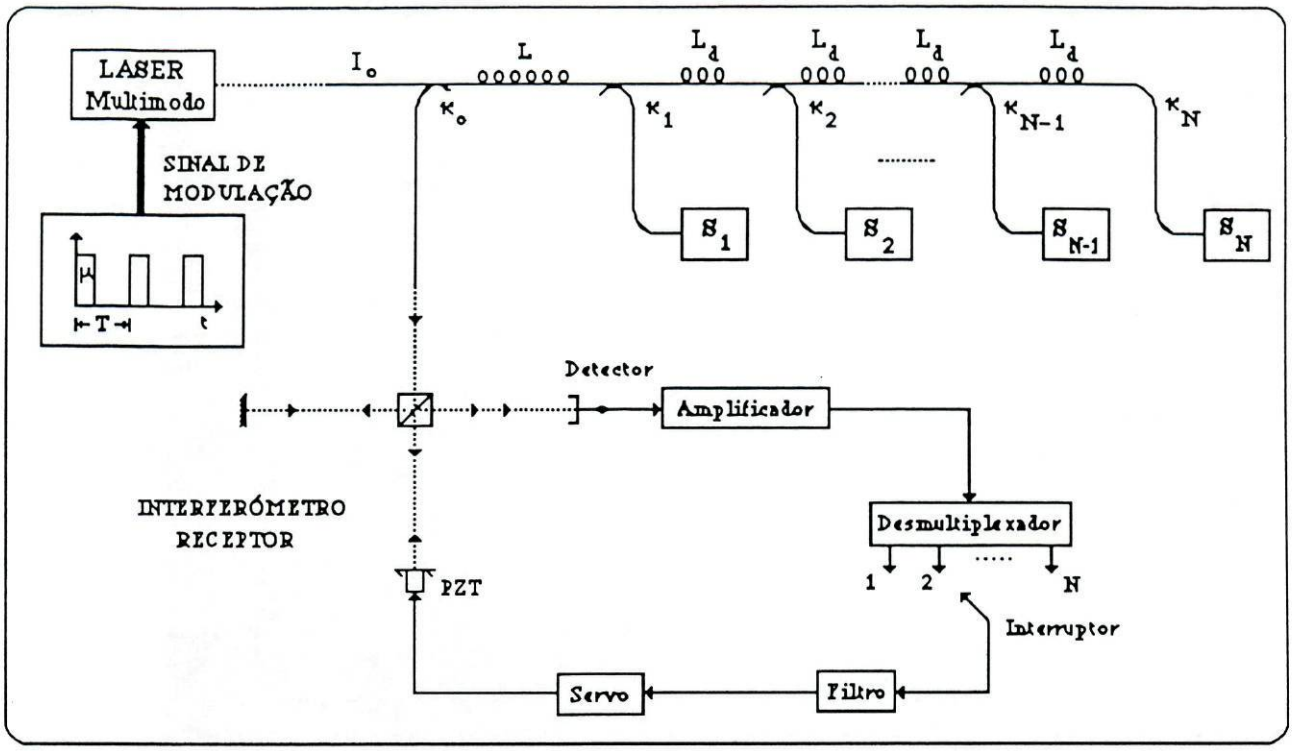

Figura 6.6. Esquema de multiplexagem com topologia "escada reflectiva", endereçamento temporal, desmodulação em coerência e iluminação multimodo.

Os sensores são interferométricos, do tipo Michelson em fibra, endereçados temporalmente e com desmodulação em coerência. A topologia é do tipo "escada reflectiva". A iluminação é efectuada por um laser semicondutor multimodo, o qual tem a sua corrente de injecção modulada por um sinal adequado à implementação do endereçamento temporal. O comprimento da fibra de atraso entre sensores adjacentes é "L_d", sendo "L" o comprimento da fibra de ligação da unidade de iluminação e de processamento à rede de sensores. Num momento particular, o interferómetro receptor encontra-se sintonizado para um dado sensor da rede no sentido de proceder à respectiva desmodulação. De referir, que neste esquema de multiplexagem, o não-balanceamento dos sensores pode ser idêntico para todos eles, o que permite, por um lado, a uniformização das suas propriedades, e por outro, o não ser necessário efectuar-se deslocamentos significativos de um dos espelhos do interferómetro receptor quando é comutada a sua sintonização entre interferómetros sensores.

As condições necessárias à implementação do endereçamento temporal são idênticas às explicitadas nas equações (3-1)-(3-5).

6.3 BALANÇO DE POTÊNCIA DA REDE DE SENSORES

Como foi já referido em capítulos anteriores, o critério para a especificação dos factores de divisão de potência dos acopladores direccionais distribuidos pela rede é o de assegurar que cada sensor proporciona a mesma potência óptica média de retorno. Duas situações serão consideradas a seguir.

Rede Sem Perdas de Potência

A potência óptica média de retorno do sensor "i" é

$$I_{S_i} = \frac{1}{2}\alpha I_o \kappa_o (1-\kappa_o)\kappa_i^2 \prod_{j=1}^{i-1}(1-\kappa_j)^2 \quad ; \qquad i = 1, 2,...,N \tag{6-10}$$

onde "I_o" é a potência óptica média injectada na rede e "α" é o factor de perda intrínseca dos sensores (para um interferómetro de Michelson, $\alpha = 1/2$).

A potência óptica média de retorno do sensor "i-1" é

$$I_{S_{i-1}} = \frac{1}{2}\alpha I_o \kappa_o (1-\kappa_o)\kappa_{i-1}^2 \prod_{j=1}^{i-2}(1-\kappa_j)^2 \tag{6-11}$$

Impondo a condição $I_{S_i} = I_{S_{i-1}}$, tem-se

$$\kappa_i = \frac{\kappa_{i+1}}{1+\kappa_{i+1}} \quad ; \qquad i = 1, 2,... ,N-1 \tag{6-12}$$

Sendo $\kappa_N = 1$, obtem-se $\kappa_{N-1} = 1/2$, $\kappa_{N-2} = 1/3$, $\kappa_{N-3} = 1/4$, ... , donde

$$\kappa_i = \frac{1}{N-i+1} \quad ; \qquad i = 1, 2,...,N \tag{6-13}$$

Com os factores de divisão de potência dos acopladores especificados desta maneira, tem-se que a potência óptica média de retorno de cada sensor é

$$I_S = \alpha\kappa_o(1-\kappa_o)\frac{1}{2N^2} I_o \tag{6-14}$$

sendo a potência óptica média total incidente no detector expressa por

$$I_T = NI_S \tag{6-15}$$

Rede Com Perdas de Potência

Considera-se que as perdas de potência presentes no sistema se encontam concentradas nos acopladores. Assim, introduz-se o factor "γ" para o acoplador associado com o sensor "S_1", e o factor "β" relativo a todos os outros acopladores (excepto para o acoplador com factor de divisão de potência "k_o" que, por conveniência analítica, se assume sem perdas). A razão pela qual se introduz dois factores, em vez de um, tem a ver com o facto de $L \neq L_d$. Da Fig 6.6 decorre que "$1-\beta$" é aproximadamente igual à perda total de potência óptica no conjunto constituido por uma extensão "L_d" de fibra óptica, um acoplador e três juntas por fusão ("$1-\gamma$" tem o mesmo significado, mas agora relativamente a uma extensão "L" de fibra).

A potência óptica média de retorno do sensor "i" é:

$$I_{S_i} = \frac{1}{2}\alpha I_o \kappa_o (1-\kappa_o)\kappa_i^2 \gamma^2 \beta^{2(i-1)} \prod_{j=1}^{i-1} (1-\kappa_j)^2 \quad ; \quad i = 1, 2,...,N \tag{6-16}$$

A potência óptica média de retorno do sensor "i-1" é

$$I_{S_{i-1}} = \frac{1}{2}\alpha I_o \kappa_o (1-\kappa_o)\kappa_{i-1}^2 \gamma^2 \beta^{2(i-2)} \prod_{j=1}^{i-2} (1-\kappa_j)^2 \tag{6-17}$$

Impondo a condição $I_{S_i} = I_{S_{i-1}}$, tem-se

$$\kappa_i = \frac{\beta\kappa_{i+1}}{1+\beta\kappa_{i+1}} \quad ; \quad i = 1, 2,...,N-1 \tag{6-18}$$

Sendo

$$\kappa_i = \frac{\beta^{(N-i)}}{\sum_{j=i}^{N} \beta^{(N-j)}} \quad ; \quad i = 1, 2, 3,...,N \tag{6-19}$$

Com os factores de divisão de potência dos acopladores especificados desta forma, tem-se para a potência óptica média de retorno de cada sensor

$$I_S = \frac{1}{2}\alpha\gamma^2\kappa_o(1-\kappa_o)\left[\frac{\beta^{(N-1)}}{\sum_{j=1}^{N}\beta^{(N-j)}}\right]^2 I_o \tag{6-20}$$

Nas expressões (6-14) e (6-20), "I_S" é maximizada quando $\kappa_o = 1/2$.

Com o objectivo de se obter valores numéricos, dois casos serão considerados, nomeadamente:

a) Iluminação a 800 nm

Admitindo uma perda na fibra de 3 dB/km, uma perda por acoplador de 0.1 dB e uma perda por junta de 0.2 dB, tem-se $\gamma = 0.43$ e $\beta = 0.8$ (considerando $L_d = 100$ m, $L = 1$ km);

b) Iluminação a 1300 nm

Neste caso, para uma perda na fibra de 0.5 dB/km, e perda de 0.1 dB em cada acoplador e junta, tem-se $\gamma = 0.81$ e $\beta = 0.9$ ($L_d = 100$ m, $L = 1$ km).

A Fig 6.7 mostra a dependência de "κ_i", em função do índice do acoplador direccional correspondente, para os casos de iluminação a 800 nm e 1300 nm ($N = 10$); a Fig 6.8 ilustra "I_S/I_o", também para as duas situações ($\alpha = 1/2$; $\kappa_o = 1/2$).

Como seria de esperar, estas figuras mostram que as perdas de potência na rede têm um efeito muito significativo na determinação das suas propriedades, especialmente para operação a 800 nm.

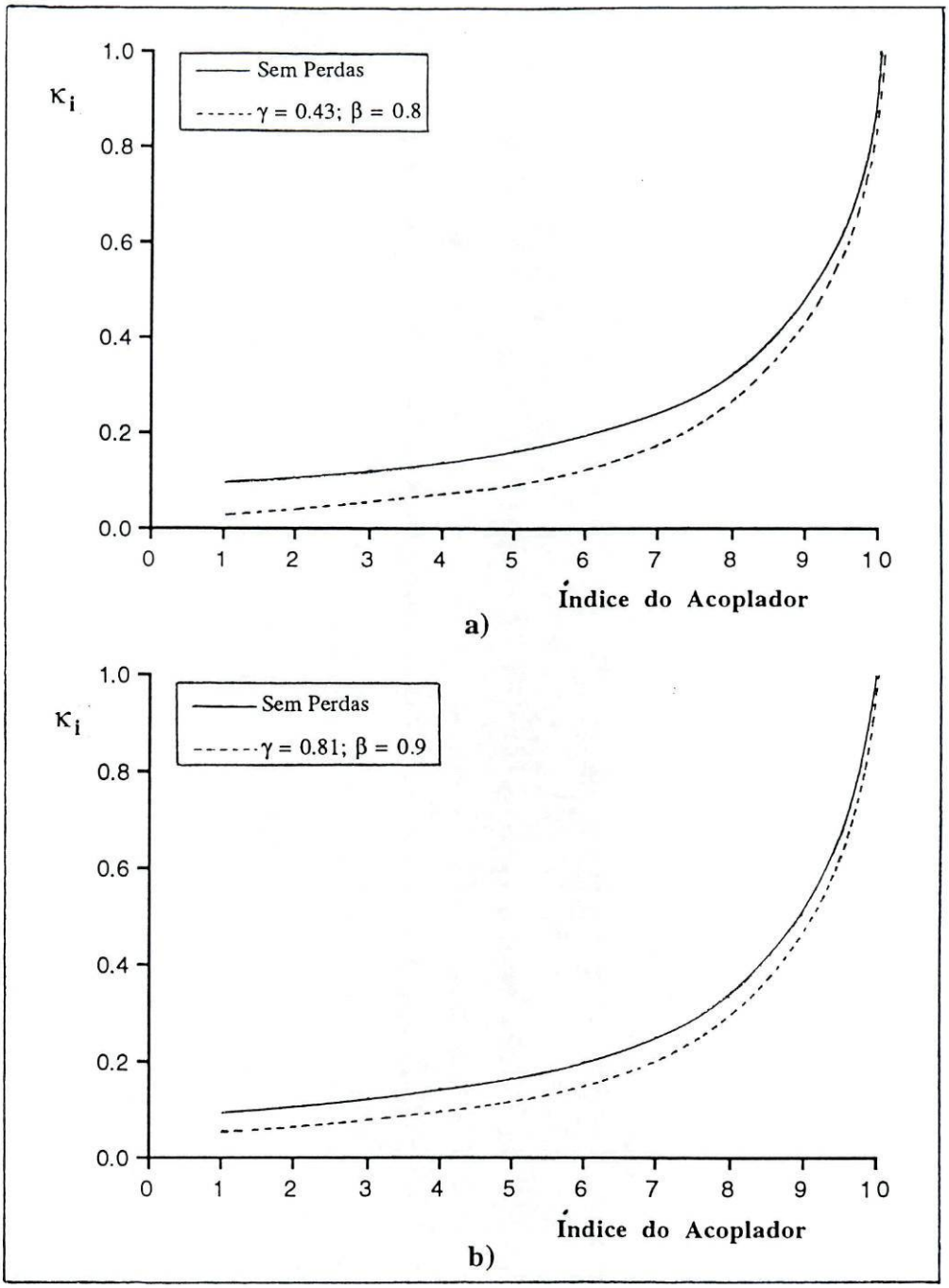

Figura 6.7. Factor de divisão de potência dos acopladores direccionais em função da sua posição ao longo da rede. Considera-se N = 10 e os casos sem e com perdas de potência. **a)** operação a 800 nm; **b)** operação a 1300 nm.

6.4 AVALIAÇÃO DA SENSIBILIDADE DOS SENSORES

Com o sistema sintonizado para o sensor "i" (i = 1, 2, ... ,N), a potência óptica de saída é

$$I_i = I_S\{1 + V_i\cos[\phi_{oi} + \phi_{si}\mathrm{sen}(\omega_{si}t)]\} \tag{6-21}$$

onde "ϕ_{oi}" é a fase quase-estática, "$\phi_{si}\mathrm{sen}(\omega_{si}t)$" é o sinal aplicado ao interferómetro respectivo, e "V_i" é a visibilidade das franjas no interferómetro receptor (atendendo a que, neste, metade da potência

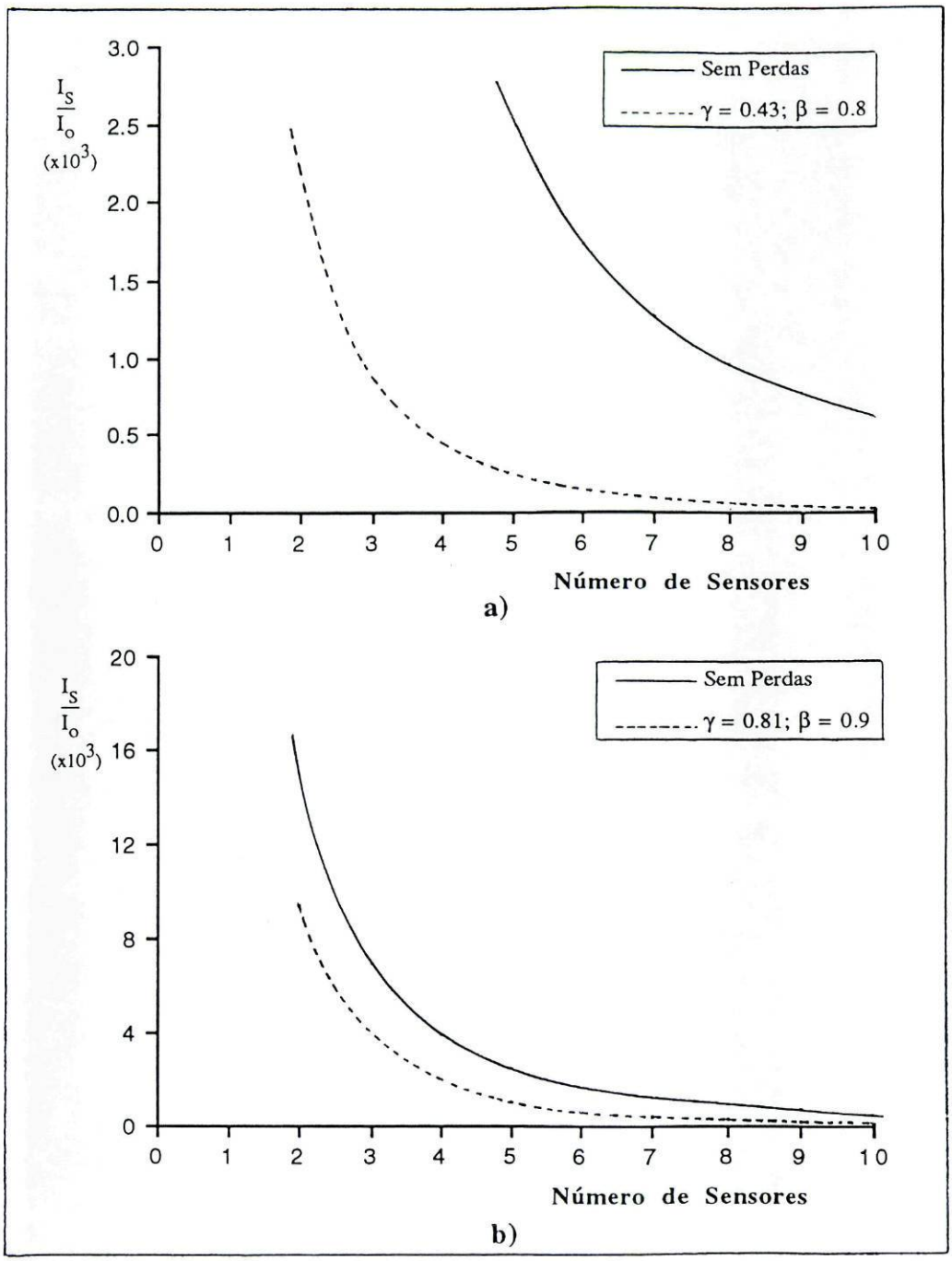

Figura 6.8. Potência óptica média de retorno de cada sensor, normalizada pela potência óptica média injectada no sistema. Considera-se os casos sem e com perdas de potência. **a)** operação a 800 nm; **b)** operação a 1300 nm.

óptica que nele circula é incoerente relativamente à outra metade, o valor máximo de "V_i" é 0.5). Num dos primeiros pontos de quadratura, $\phi_o = \pm \pi/2$; se $\phi_s << 1$, o valor eficaz da potência de sinal é

$$S_i = \frac{1}{2}\left[I_S V_i M \phi_{si}\right]^2 \qquad (6\text{-}22)$$

Nesta expressão o ganho "M" na detecção (caso seja utilizado um APD) é modelizado em termos de uma amplificação óptica equivalente. Se a fonte de ruído "x" tiver uma densidade espectral de ruído

óptico ao quadrado "G_x", a sensibilidade de fase por ela imposta é (razão sinal/ruído unitária)

$$\phi_{slx} = \frac{\sqrt{2BG_x}}{VMI_S} \tag{6-23}$$

onde "B" é a largura de banda do sistema de detecção (por simplicidade elimina-se o índice "i" - o que equivale a assumir que a visibilidade se mantem constante quando o interferómetro receptor é sintonizado para os diversos interferómetros sensores).

*Ruído Quântico**

A densidade espectral de ruído de fase é dada por (2-18). Assim, considerando (6-14), (6-15), (6-20) e (6-23), tem-se

$$\phi_{slshot} = \left[\frac{8BN^4Fh\upsilon_o}{V^2\eta\alpha\kappa_o(1-\kappa_o)I_{pico}}\right]^{1/2} \tag{6-24}$$

$$\phi_{slshot} = \left[\frac{8BN^2Fh\upsilon_o}{V^2\eta\gamma^2\alpha\kappa_o(1-\kappa_o)I_{pico}}\right]^{1/2} \frac{\sum_{j=1}^{N}\beta^{(N-j)}}{\beta^{(N-1)}} \tag{6-25}$$

para os casos da rede sem e com perdas de potência, respectivamente. Na situação óptima em termos de potência injectada no sistema, isto é, quando o "factor de forma" do sinal que atinge o detector é unitário, a potência de pico "I_{pico}" injectada na fibra de iluminação está relacionada com "I_o" por

$$I_{pico} = \frac{I_o}{N} \tag{6-26}$$

*Ruído Electrónico**

A densidade espectral de ruído electrónico "$G_{electron}$" é dada por (2-21). Assim, de (6-14), (6-20) e (6-23) tem-se

$$\phi_{slelectron} = \frac{2h\upsilon_oN^3}{VM\eta e\alpha\kappa_o(1-\kappa_o)I_{pico}}\left[2B\left(2ei_{dark}M^2F + \frac{4k\theta}{R_f} + i_A^2\right)\right]^{1/2} \tag{6-27}$$

$$\phi_{slelectron} = \frac{2h\upsilon_oN}{VM\eta e\alpha\gamma^2\kappa_o(1-\kappa_o)I_{pico}}\left[2B\left(2ei_{dark}M^2F + \frac{4k\theta}{R_f} + i_A^2\right)\right]^{1/2}\left[\frac{\sum_{j=1}^{N}\beta^{(N-j)}}{\beta^{N-1}}\right]^2 \tag{6-28}$$

para os casos da rede sem e com perdas de potência, respectivamente ("θ" é a temperatura absoluta).

Ruído de Fase

Quando o sistema está sintonizado para o interferómetro sensor "i", o qual tem não-balanceamento "ΔL_i", para metade da potência óptica que atinge o detector na janela temporal relativa

* Não se considera aqui os efeitos relativos à amostragem do ruído pelo desmultiplexador temporal.

ao sensor "i", o não-balanceamento global é pequeno ($\approx \pm \lambda/8$), donde o nível de ruído de fase é desprezável; para a outra metade, o não-balanceamento global é "$2\Delta L_i$", muito superior ao comprimento de coerência da fonte óptica (ou então, com planeamento adequado, correspondendo a uma das regiões de baixa visibilidade da Fig 6.3). Assim, a densidade espectral de ruído de fase é dada por (Apêndice D)

$$G_{phase} \approx \frac{I_S^2 M^2 \tau_c}{4} \tag{6-29}$$

onde "τ_c" é o tempo de coerência da fonte óptica. Assim, de (6-23) tem-se

$$\phi_{s|phase} \approx \sqrt{\frac{B\tau_c}{2V^2}} \tag{6-30}$$

Esta expressão mostra que "$\phi_{s|phase}$" é independente do número de sensores da rede, assim como da existência ou não de ganho na detecção.

Ruído Total

Assumindo que não existe nenhuma correlação entre as fontes de ruído consideradas anteriormente, a fase mínima detectável é dada por

$$\phi_s = \left[(\phi_{s|phase})^2 + (\phi_{s|shot})^2 + (\phi_{s|electron})^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{6-31}$$

Este valor é minimizado quando o ganho na detecção é dado por

$$M = M_{opt} = \left[\frac{h\upsilon_o}{(e^2\eta N I_S + eh\upsilon_o i_{dark})x}\left[\frac{4k\theta}{R_f} + i_A^2\right]\right]^{\frac{1}{2+x}} \tag{6-32}$$

$$M_{opt} \geq 1$$

onde se assume que $F = M^x$, $0 \leq x < 1$ (para um detector p-i-n, $M = F = 1$).

Resultados Numéricos

A sensibilidade dos sensores da rede foi avaliada utilizando-se, para os vários parâmetros, os valores seguintes: $V = 0.3$, $\alpha = 0.5$, $\theta = 300$ K, $R_f = 20$ kΩ, $i_A = 7 \times 10^{-13} A/\sqrt{Hz}$ (para o amplificador bipolar de baixo ruído 5534), $L_c = 1.3$ mm (valor para o laser multimodo pulsado ML4406 - Fig 6.4), $I_{pico} = 2.5$ mW. Para operação a 800 nm: $\gamma = 0.43$, $\beta = 0.8$, $\eta(Si) = 0.6$, $x(Si) = 0.25$, $i_{dark}(Si) = 1$ nA. Para operação a 1300 nm: $\gamma = 0.81$, $\beta = 0.9$, $\eta(InGaAs) = 0.6$, $x(InGaAs) = 0.7$, $i_{dark}(InGaAs) = 5$ nA (todos os resultados para a sensibilidade estão normalizados por $\sqrt{B}$)

A Fig 6.9 mostra a variação da sensibilidade dos sensores, em função do número destes, quando cada fonte de ruído é considerada independentemente e se utiliza um detector p-i-n. Quando um APD

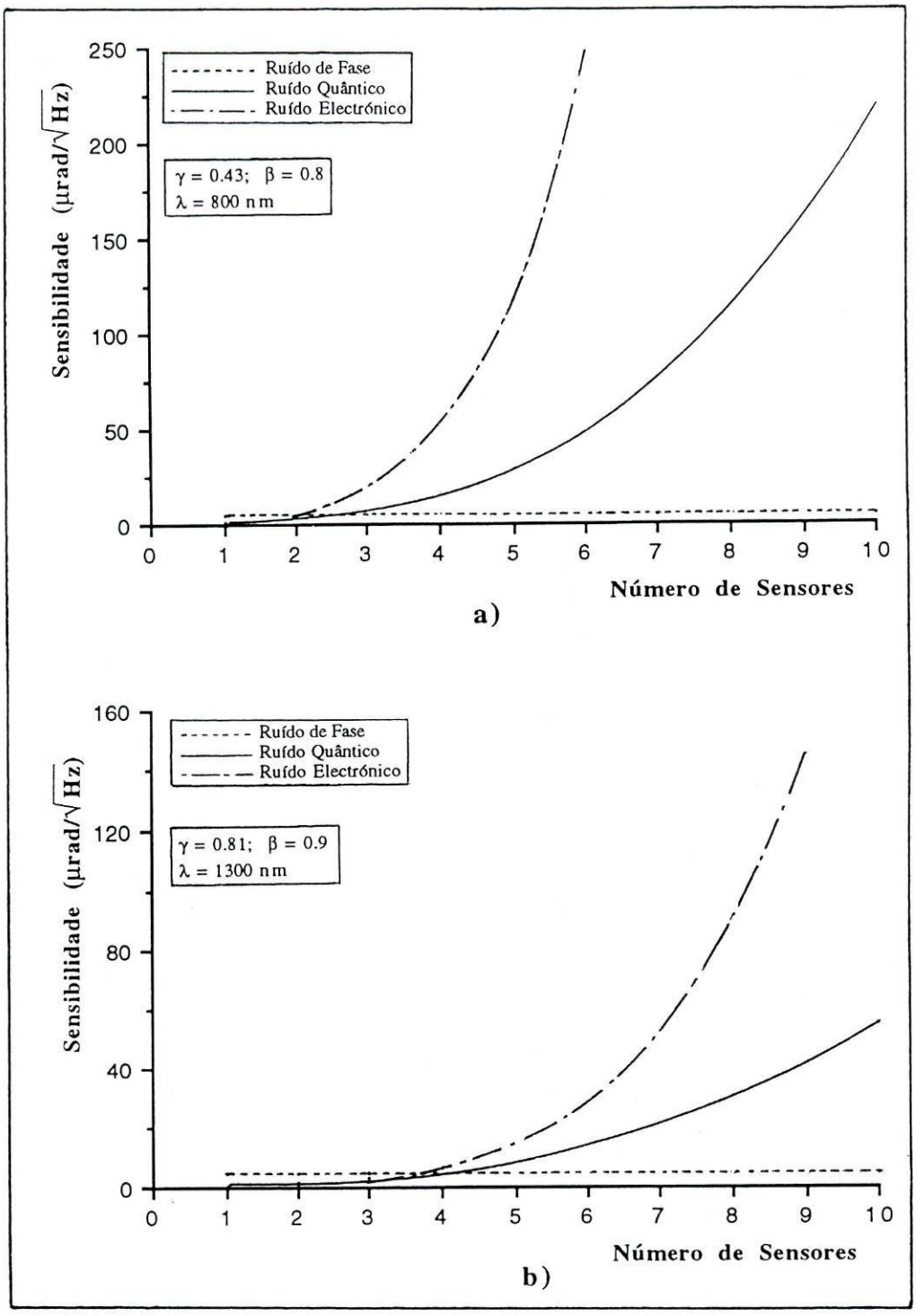

Figura 6.9. Sensibilidade dos sensores da rede, determinada por cada uma das fontes de ruído, quando se considera a utilização de um detector p-i-n: **a)** operação a 800 nm; **b)** operação a 1300 nm (atendendo a que o ruído electrónico é dominante, a sensibilidade que se obtem quando se considera todas as fontes de ruído é virtualmente idêntica à conseguida quando se tem somente o ruído electrónico).

é utilizado na detecção, o ganho óptimo em termos de sensibilidade, "M_{opt}", é ilustrado na Fig 6.10. Finalmente, a Fig 6.11 mostra a sensibilidade dos sensores quando todas as fontes de ruído são consideradas, para o caso $M = M_{opt}$.

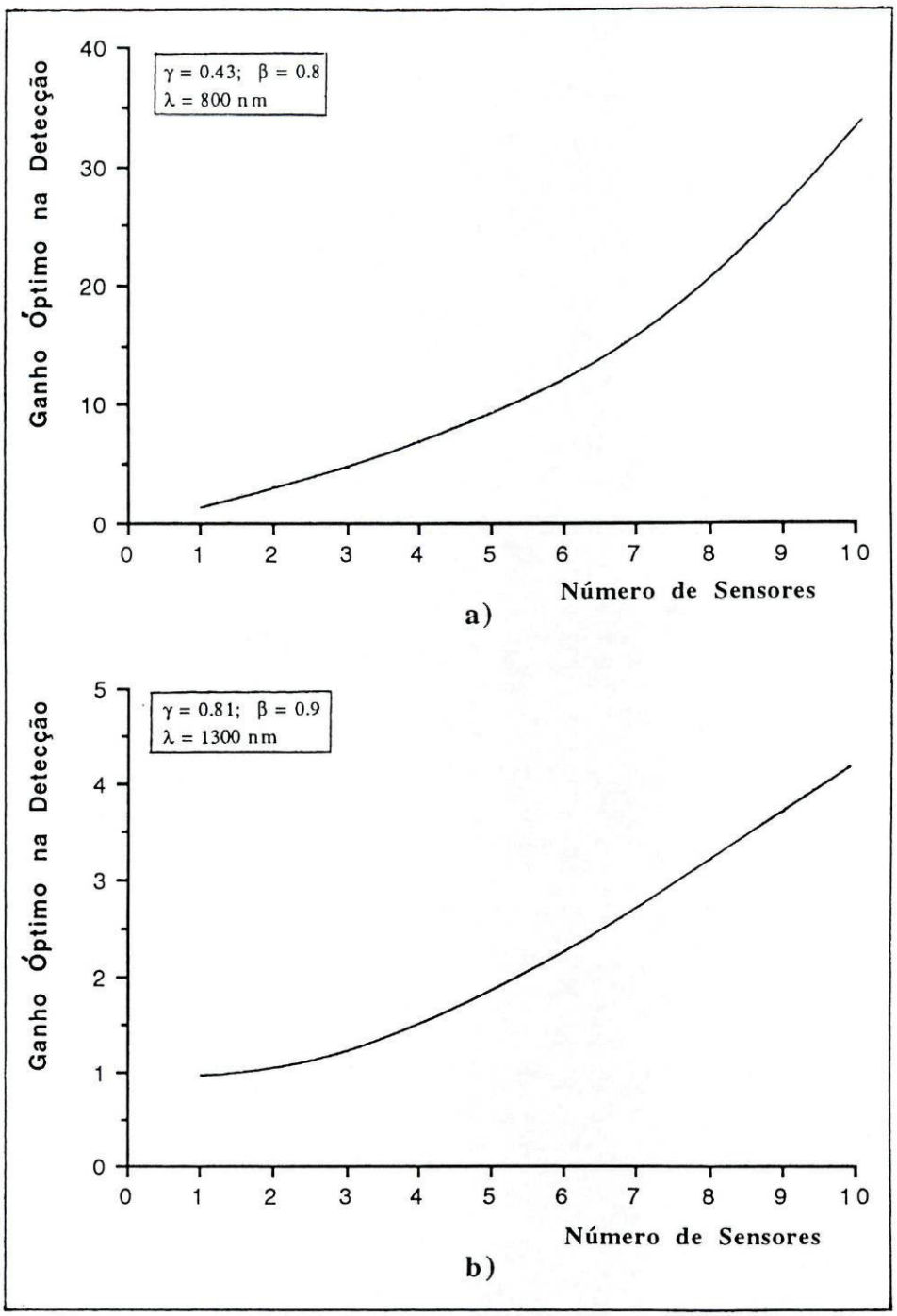

Figura 6.10. Ganho na detecção que optimiza a sensibilidade dos sensores da rede: **a)** operação a 800 nm; **b)** operação a 1300 nm.

Para além das fontes de ruído primárias atrás consideradas, outras existem que contribuem, em certa medida, para a degradação do desempenho dos sensores da rede. É o caso das associadas a comutações digitais (as quais são intrínsecas à implementação do endereçamento temporal) e ao mecanismo de sintonização do interferómetro receptor. Em geral, a sua importância relativa deve ser avaliada para cada caso específico.

Comentário

Os resultados anteriores indicam que a operação a 1300 nm melhora a sensibilidade dos

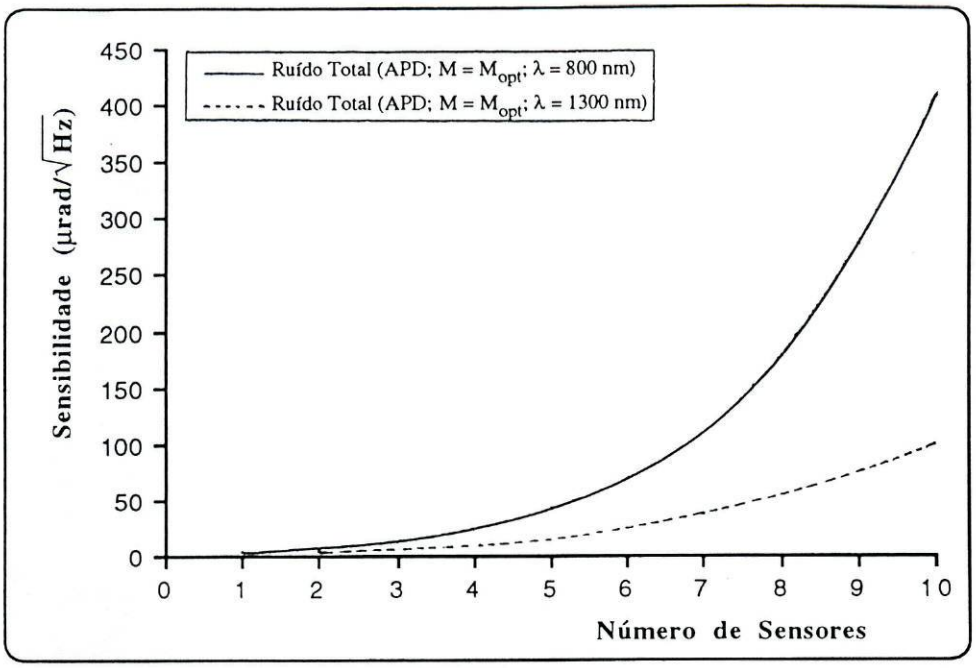

Figura 6.11. Sensibilidade dos sensores da rede para ganho óptimo na detecção.

sensores da rede por um factor de ≈ 4 relativamente à situação de iluminação a 800 nm, proporcionando uma sensibilidade de ≈ 100 μrad/√Hz para N = 10 (na realidade, atendendo a que, por norma, a sensibilidade de fase a um dado mensurando é inversamente proporcional ao comprimento de onda, este factor tem um valor efectivo de ≈ 2.5). Este valor é fundamentalmente devido ao excesso de ruído originado no processo de ganho na detecção, o qual é particularmente significativo quando se considera iluminação com comprimentos de onda mais longos. Note-se, no entanto, que o limite fundamental é determinado pelo ruído quântico, o qual proporciona uma sensibilidade de ≈ 55 μrad/√Hz para N = 10 (Fig 6.9-b). Em face dos valores assumidos pelos diversos parâmetros, este limite não pode ser atingido, dado que o ruído electrónico é dominante. Assim, o uso de um APD na detecção é vantajoso. O ruído electrónico pode ser reduzido utilizando-se amplificadores de muito baixo ruído e aumentando o valor da resistência de realimentação na configuração de transimpedância. No entanto, este último procedimento tem como consequência a diminuição da largura de banda na detecção. A utilização de híbridos de alta-impedância como primeiro andar de amplificação (por exemplo, p-i-n FET's) é uma solução potencialmente atractiva, dado que possibilita larguras de banda elevadas e níveis muito reduzidos de ruído electrónico, eventualmente inferiores ao nível fundamental imposto pelo ruído quântico.

A análise apresentada atrás é para sensores operando em regiões no domínio das frequências fora da zona de ruído do tipo 1/f. Para sensores que operam nesta região (por exemplo, sensores de pressão e de temperatura) o nível de ruído é, usualmente, determinado pelo ruído 1/f da electrónica de detecção e processamento. Assim, nestes casos é vantajoso utilizar-se um APD com ganho elevado, sendo o seu valor determinado pela condição de que o nível de ruído óptico (incluindo ruído gerado no processo de ganho o qual, como é hábito, é modelizado em termos de ruído óptico equivalente) não deve exceder o nível de ruído do tipo 1/f presente no sistema.

6.5 INTERFERÊNCIA ENTRE SENSORES DA REDE ("CROSSTALK")

Os sensores distribuidos segundo a topologia ilustrada na Fig 6.6 são endereçados temporalmente. Assim, em princípio, uma separação temporal nítida dos impulsos de retorno provenientes de sensores adjacentes é condição suficiente para se evitar"crosstalk" óptico entre eles. No entanto, a condição de maximização da potência óptica de retorno, isto é, $\mu/T = 1/N$ (equação 6-26), significa que algum grau de sobreposição entre estes impulsos é inevitável, resultando daí "crosstalk" (Capítulos 3 e 4). Este pode ser minimizado utilizando-se moduladores e receptores de largura de banda elevada, segundo critérios definidos na secção 3.1. Por outro lado, o desmultiplexador electrónico no receptor proporciona somente um isolamento limitado entre os diversos canais, dando origem a "crosstalk" electrónico, o qual pode, no entanto, ser minimizado utilizando componentes com especificações adequadas.

6.6 IMPLEMENTAÇÃO EXPERIMENTAL

A Fig 6.12 mostra o esquema da implementação experimental. Este é idêntico ao esquema de multiplexagem representado na Fig 6.6 para o caso em que se tem N = 2, com a diferença de que agora o sensor "1" (sensor "A") é suportado pelo braço livre do acoplador "0".

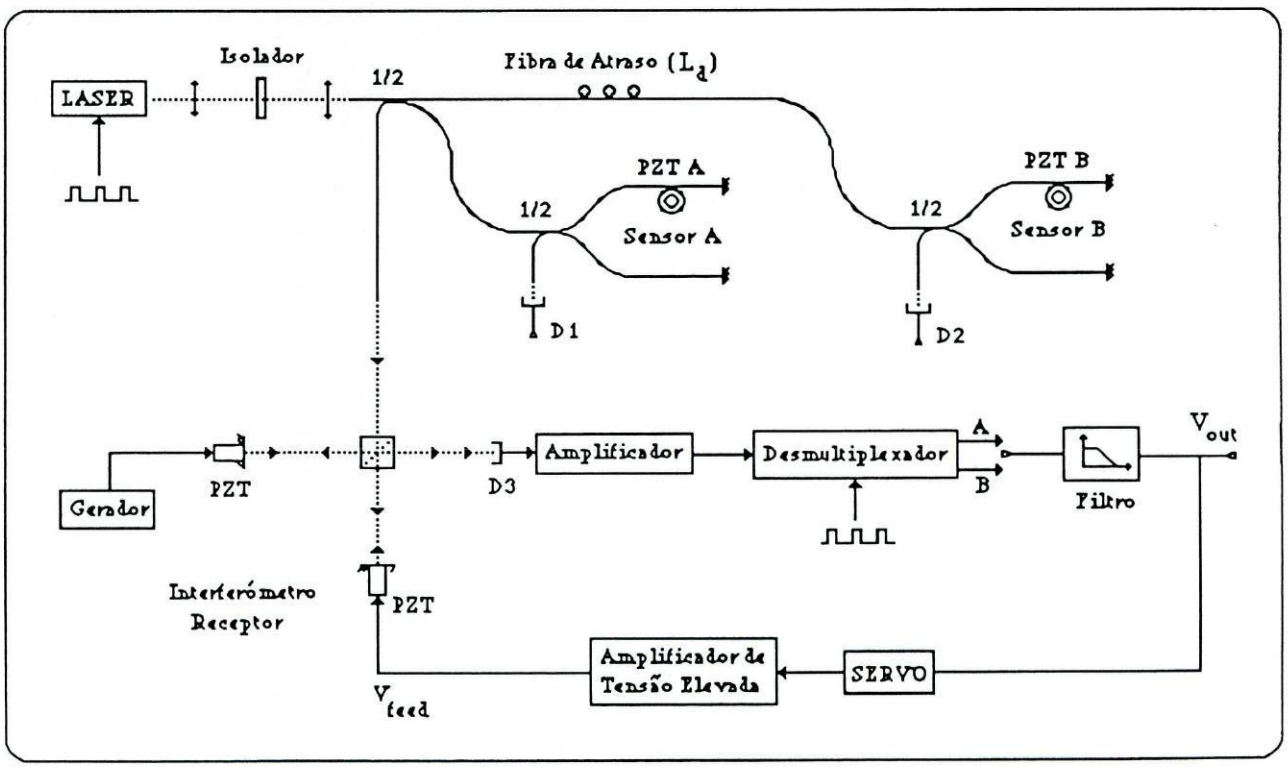

Figura 6.12. Esquema da implementação experimental.

A fonte óptica era um laser semicondutor multimodo (Mitsubishi ML4406) com $\lambda = 784$ nm, o qual foi polarizado no limiar e modulado por uma onda rectangular (factor de forma: ≈ 40%) com frequência de 115 kHz. A modulação correspondente da corrente de injecção do laser tinha uma amplitude de 15 mA. A potência média emitida era de 1.2 mW. O isolador do tipo Faraday (perda de inserção:

≈ 2.2 dB) foi utilizado no sentido de se determinar os efeitos sobre o sistema quando o laser era submetido à acção de radiação retro-reflectida reinjectada na sua cavidade. A eficiência de injecção foi determinada como sendo ≈ 10%*, donde as potências ópticas médias injectadas na fibra de iluminação eram de ≈ 72 μW e 120 μW, respectivamente com e sem isolador.

A fibra de atraso tinha um comprimento $L_d \approx 440$ m (atenuação de ≈ 3 dB a 800 nm), e todos os acopladores tinham um factor nominal de divisão de potência de 1/2. Os dois interferómetros sensores eram do tipo Michelson em fibra. Utilizando uma montagem experimental apropriada, os seus não-balanceamentos foram ajustados por forma a serem satisfeitos os critérios para desmodulação coerente com iluminação multimodo (secção 6.1). A Fig 6.13 mostra os pontos de funcionamento dos dois interferómetros (como foi já referido, estes pontos de funcionamento poderiam ter sido idênticos, o que não aconteceu devido a limitações de ordem prática).

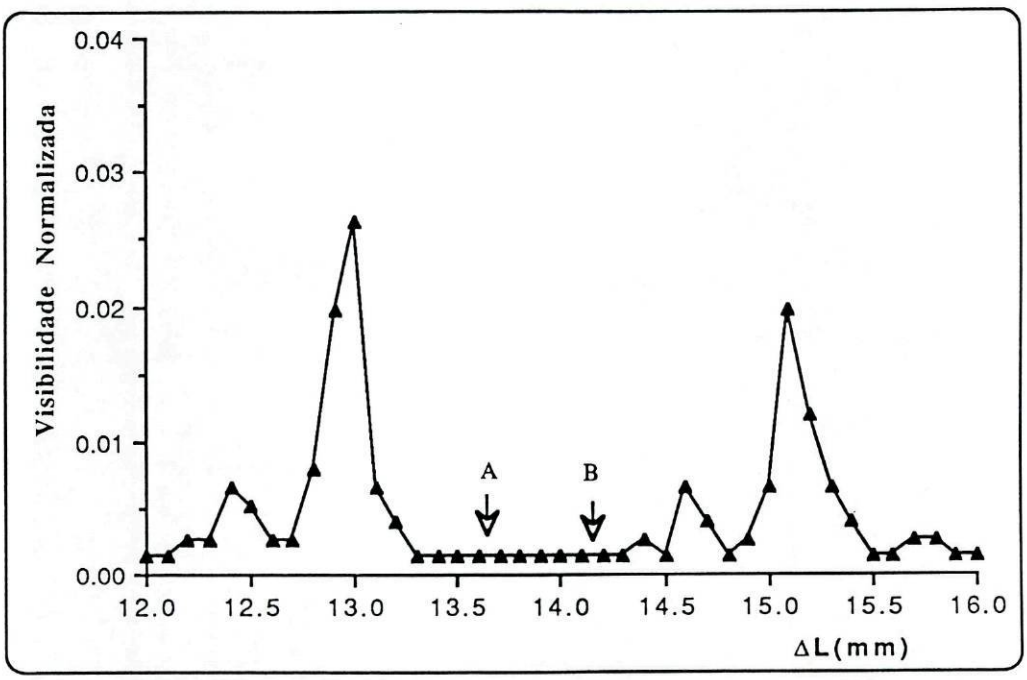

Figura 6.13. Não-balanceamento dos interferómetros sensores, ilustrando-se a sua localização numa das regiões de baixa visibilidade (visibilidade normalizada pelo seu valor em $\Delta L = 0$).

Para aplicar sinais de teste, moduladores piezoeléctricos (PZT's) foram incorporados num dos braços de cada um dos interferómetros sensores, os quais tinham eficiências de 0.52 rad/V e 0.37 rad/V para os sensores "A" e "B", respectivamente. Os detectores D1 e D2 foram utilizados para verificar a existência, ou não, de interferência residual à saída dos interferómetros "A" e "B", respectivamente. O detector D3 e o amplificador (implementado com amplificadores bipolares 5534) tinham um ganho combinado de 3.9×10^5 V/W. Todos os detectores eram do tipo p-i-n. O desmultiplexador electrónico utilizado encontra-se descrito no Apêndice C e o seu funcionamento ilustrado na Fig 6.14. A potência

* O baixo valor para a eficiência de injecção, em fibra óptica monomodo, da radiação emitida pelo laser ML4406, é consequência do grau elevado de astigmatismo que este tipo de laser apresenta.

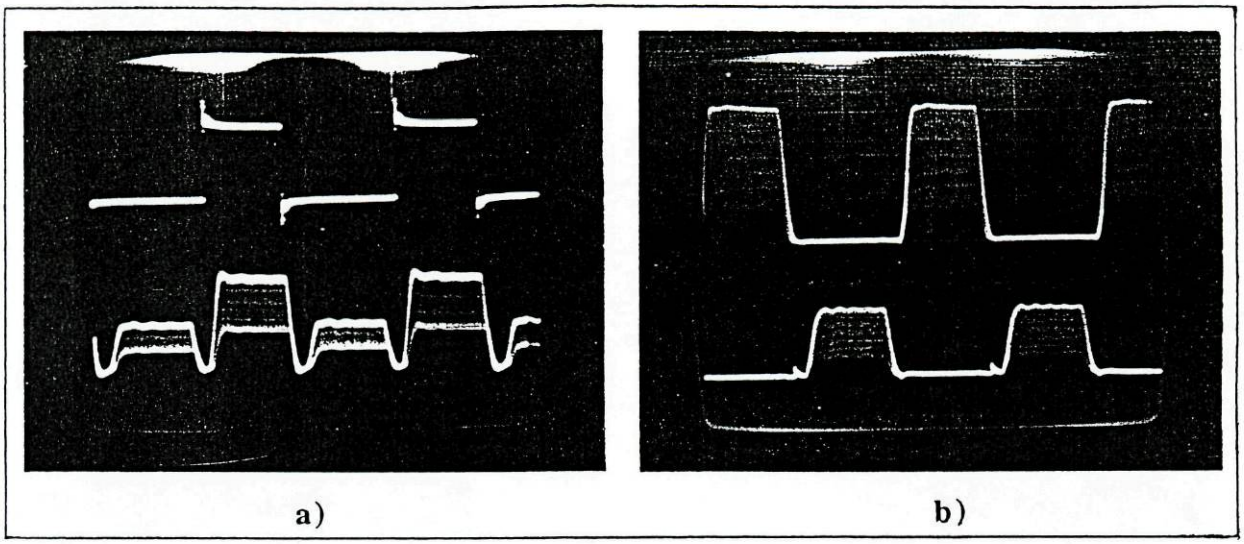

Figura 6.14. **a)** *Cima:* Forma de onda emitida pelo laser; *baixo:* sinal à entrada do desmultiplexador (2 μs/div; 1 V/div). **b)** Formas de onda à saída dos canais "A" (cima) e "B" (baixo) - 2 μs/div, 0.5 V/div. Em ambos os casos aplicou-se modulação de baixa frequência a um dos espelhos do interferómetro receptor ajustado para não-balanceamento nulo.

óptica detectada (com isolador) à saída do interferómetro receptor era de 2 μW e 1 μW quando o sistema se encontrava sintonizado para os sensores "A" e "B", respectivamente. À saída do desmultiplexador, um dos dois canais era seleccionado, e um servo (largura de banda ≈ 80 Hz) foi utilizado para colocar o conjunto "interferómetro sensor + interferómetro receptor" num dos primeiros pontos de quadratura (não-balanceamento para metade da potência óptica que circula no sistema: ± λ/8). Quando a malha de realimentação era utilizada na opção de baixa largura de banda (saída do sistema obtida a partir do sinal "V_{feed}" na Fig 6.12), o factor "variação da tensão de realimentação versus variação da fase do interferómetro" foi determinado como sendo ≈ 0.7 V/rad (em quadratura).

6.7 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E RESPECTIVA AVALIAÇÃO

A visibilidade das franjas à saída dos canais "A" e "B" foi determinada como sendo 0.36 e 0.34, respectivamente. Um sinal de fase sinusoidal de frequência 3 kHz e de amplitude 10 mrad, foi induzido no interferómetro "A" por intermédio de um sinal aplicado ao PZT "A". A Fig 6.15-a mostra a saída do detector D1, podendo observar-se que nenhum sinal de interferência é visível à saída do interferómetro "A", confirmando que o seu não-balanceamento satisfaz as condições para a implementação da desmodulação coerente. A Fig 6.15-b mostra o sinal "V_{out}" (Fig 6.12) quando o interferómetro receptor se encontra sintonizado para o sensor "A", observando-se um sinal de interferência forte. As Fig 6.15-c,d mostram os resultados equivalentes para o caso do sensor "B". As sensibilidades de fase que decorrem destes gráficos são ≈ 32 μrad/$\sqrt{\text{Hz}}$ e 64 μrad/$\sqrt{\text{Hz}}$ para os sensores "A" e "B", respectivamente.

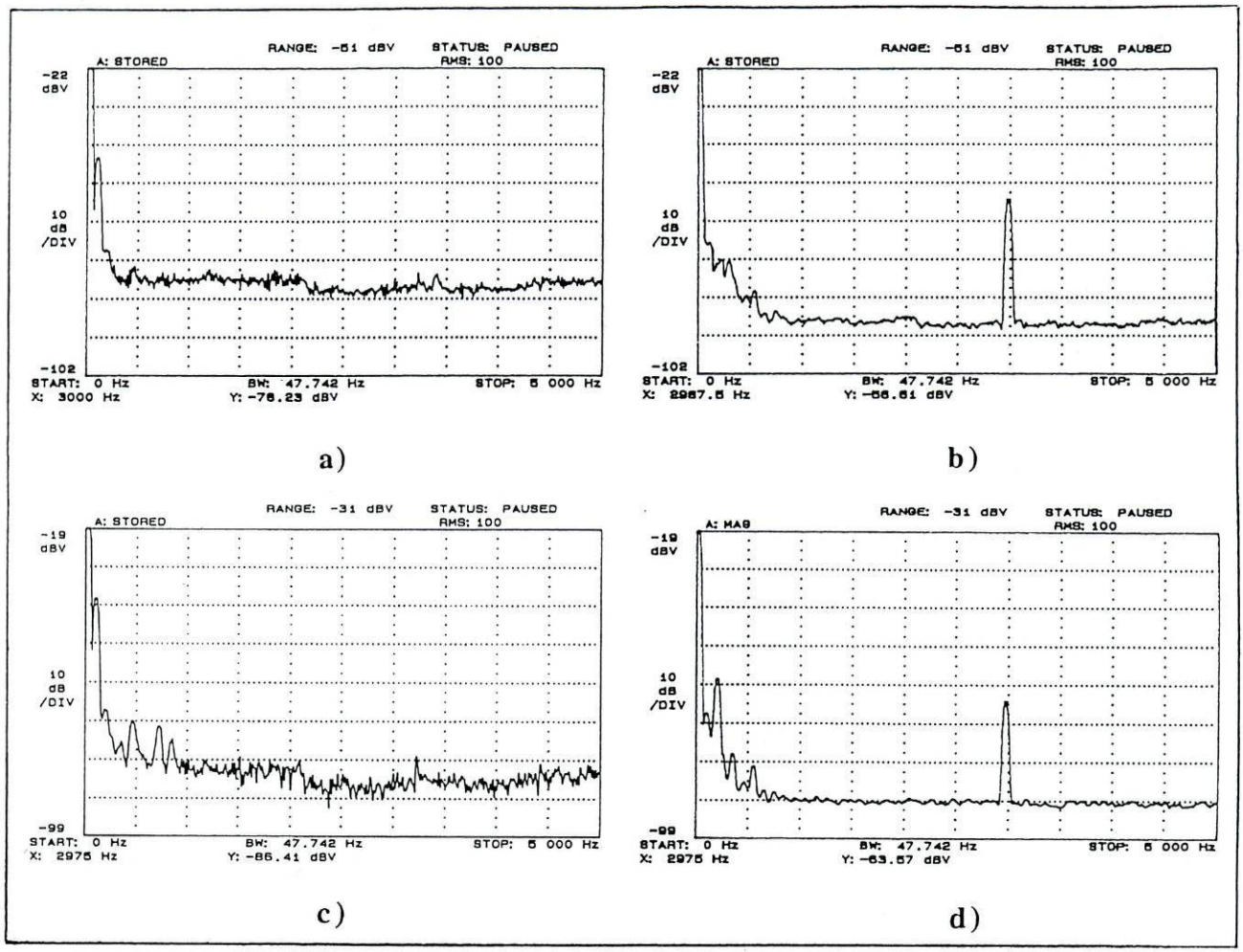

Figura 6.15. **a)** Sinal à saída do detector D1 com um sinal de fase de 10 mrad de amplitude aplicado ao sensor "A"; **b)** Sinal "V_{out}" com o sistema sintonizado para o sensor "A"; **c)** Sinal à saida do detector D2 com o mesmo sinal de fase aplicado ao sensor "B"; **d)** Sinal "V_{out}" correspondente.

Para testar a interferência entre sensores, um sinal foi aplicado ao sensor "B" ("A") com o sistema sintonizado para o sensor "A" ("B"). A Fig 6.16-a,b ilustra estas duas situações. Observa-se que o sinal de "crosstalk" se encontra justamente acima do nível de ruído, tendo uma amplitude da ordem de - 65 dB (segundo a definição (2-2)). A sua origem estava provavelmente relacionada com o funcionamento do desmultiplexador temporal descrito no Apêndice C.

Nesta fase o isolador foi retirado, constatando-se que o nível de ruído a baixas frequências se mantinha inalterado. Para testar o efeito do isolador a frequências superiores a 1 kHz, um sinal de fase com amplitude de 10 mrad a 3 kHz foi aplicado ao sensor "A". O sinal "V_{out}" correspondente encontra-se na Fig 6.17. Quando se compara este resultado com o da Fig 6.15-b (obtido com o isolador integrado no sistema) verifica-se que o nível de ruído aumentou em média de 0.5 dB. Isto mostra que o funcionamemto do laser multimodo não é apreciavelmente afectado pelo acoplamento de radiação para a cavidade (de notar que, atendendo ao carácter reflectivo da topologia, o nível de radiação reacoplada à cavidade era, provavelmente, significativo). Este resultado concorda com a informação fornecida pelo fabricante do laser, a qual indica que o valor eficaz do ruído de

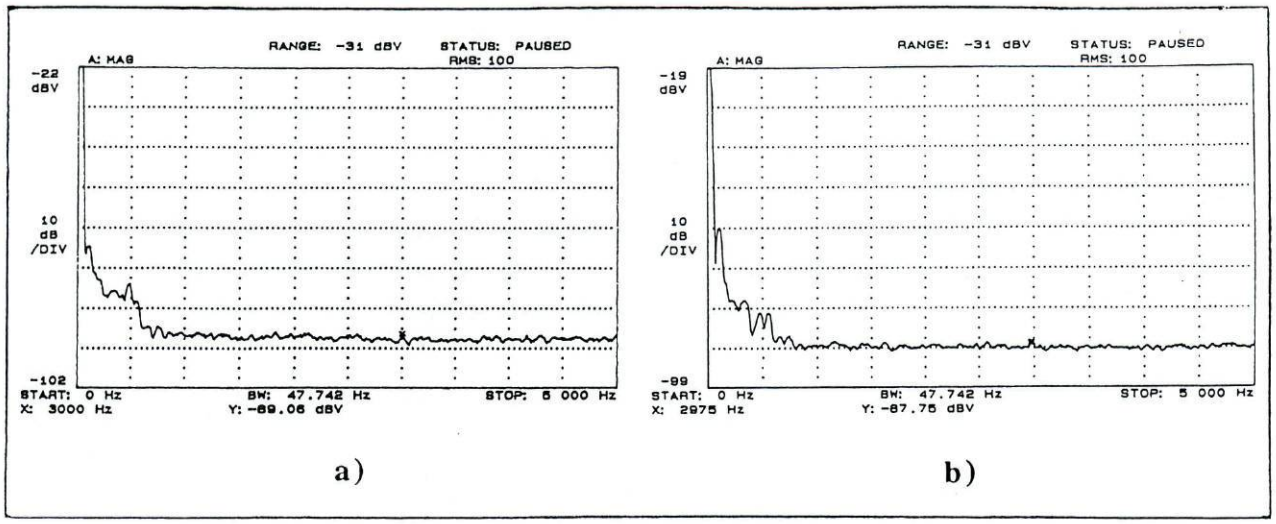

Figura 6.16. Resultados relativos à interferência entre sensores: **a)** sinal "V_{out}" com o sistema sintonizado para o sensor "A" e com um sinal aplicado ao sensor "B"; **b)** sinal "V_{out}" com o sistema sintonizado para o sensor "B" e com um sinal aplicado ao sensor "A".

intensidade da radiação emitida permanece praticamente inalterado quando a razão entre a potência reacoplada à cavidade laser e a potência por este emitida atinge valores da ordem dos 10% e mesmo superiores [172]. Desta forma, o esquema de multiplexagem pode ser implementado sem isolamento óptico da fonte, o que aumenta a flexibilidade do sistema e diminui significativamente o seu custo.

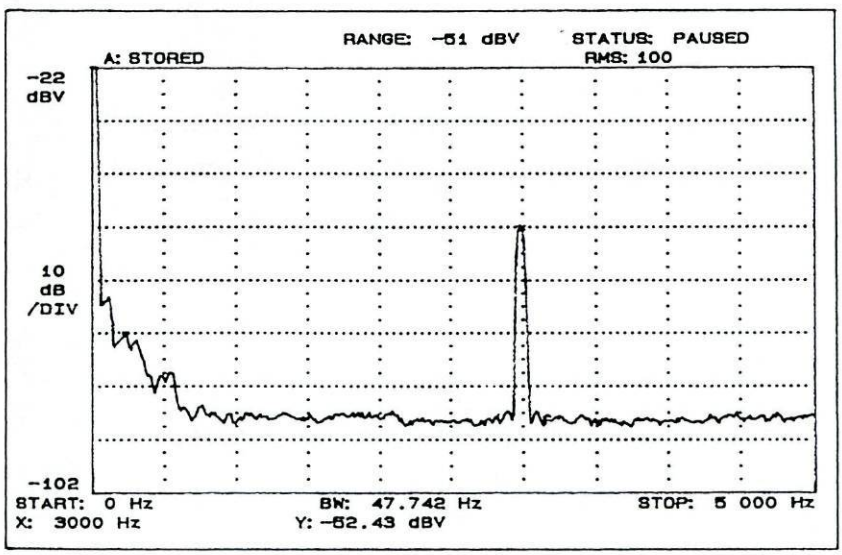

Figura 6.17. Sinal "V_{out}" sem o isolador óptico, estando o sistema sintonizado para o sensor "A", ao qual se aplicou um sinal de 10 mrad de amplitude a 3 kHz.

Da Fig 6.17 resulta que, sem o isolador, a amplitude do sinal aumentou de 4.2 dB (devido ao aumento da potência óptica média incidente no detector, que passou a ser de ≈ 3.3 μW), resultando numa sensibilidade de ≈ 20 μrad/$\sqrt{\text{Hz}}$ (em quadratura). Das expressões apresentadas na secção 6.4 obtem-se: $\phi_{shot} \approx 3.0$ μrad/$\sqrt{\text{Hz}}$, $\phi_{electron} \approx 10.3$ μrad/$\sqrt{\text{Hz}}$, $\phi_{phase} \approx 4.1$ μrad/$\sqrt{\text{Hz}}$, resultando numa sensibilidade

combinada de ≈ 11.5 μrad/$\sqrt{Hz}$. Para além destas fontes de ruído primárias, é necessário incluir o efeito do ruído gerado pelas comutações digitais no desmultiplexador, o qual aumentava o nível de ruído do sistema por um factor de ≈ 1.6 (3.8 dB). Assim, a sensibilidade resultante é ≈ 18.0 μrad/$\sqrt{Hz}$, valor próximo do encontrado experimentalmente. Note-se que este ruído extra gerado pelas comutações digitais pode ser reduzido utilizando técnicas apropriadas de isolamento eléctrico.

Para testar a aplicabilidade do sistema a mensurandos quase-estáticos, uma série de experiências foi efectuada. Assim, induziu-se deformação na fibra de um dos braços do interferómetro "A", utilizando para tal uma tensão DC aplicada ao PZT A. A partir da eficiência deste piezoeléctrico e da expressão (1-32), a deformação relativa ("strain") aplicada foi avaliada. Com o sistema sintonizado para o sensor "A", a variação da deformação implicava numa variação da tensão "V_{feed}" (Fig 6.12) a qual é representada na Fig 6.18.

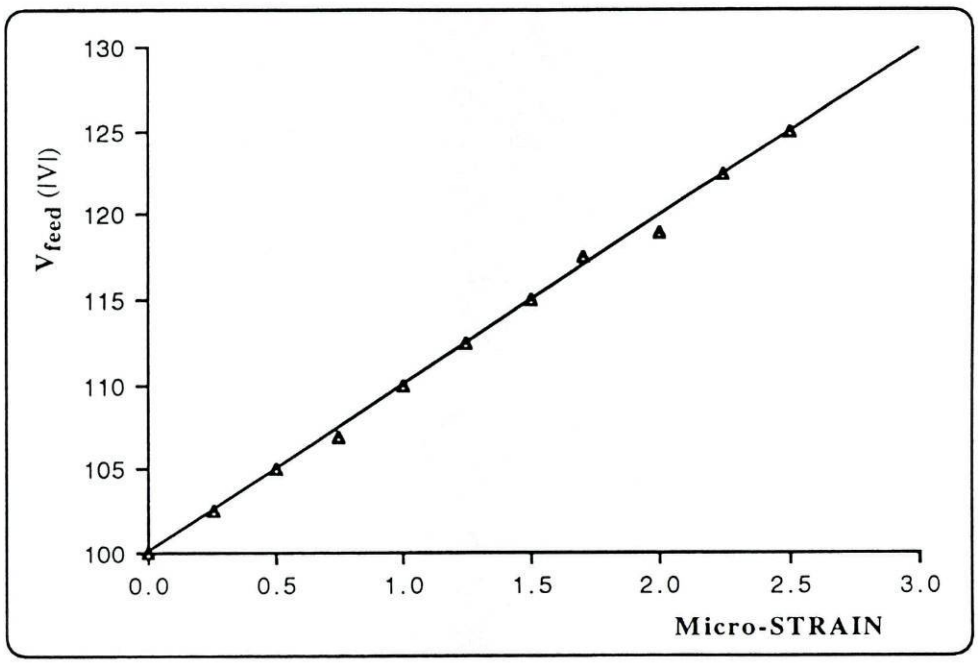

Figura 6.18. Variação da tensão "V_{feed}" em função da deformação aplicada ao sensor "A".

Para a medição da grandeza deslocamento, com o sistema sintonizado para o sensor "A", efectuou-se a translação de um dos espelhos do interferómetro receptor. A variação correspondente da tensão "V_{feed}" encontra-se representada na Fig 6.19.

Procedeu-se igualmente à medição da temperatura, colocando para tal uma extensão de fibra (≈ 23 cm) de um dos braços do interferómetro "B" dentro de um pequeno forno, cuja temperatura era monitorada com um termopar. Com o sistema sintonizado para este sensor, a variação induzida na tensão "V_{feed}" pela variação da temperatura encontra-se representada na Fig 6.20.

A sensibilidade a baixas frequências do sistema foi determinada como sendo 0.3 mrad/$\sqrt{Hz}$ e 0.6 mrad/$\sqrt{Hz}$, quando este se encontra sintonizado para os sensores "A" e "B", respectivamente (estes valores são diferentes pelo facto de as potências ópticas médias de retorno dos sensores serem também diferentes - Fig 6.14). Com estes resultados, e das Fig 6.18, 6.19 e 6.20, obtem-se as sensibilidades: 2.1×10^{-5} μStrain/$\sqrt{Hz}$, 3.8×10^{-11} m/$\sqrt{Hz}$ e 9×10^{-6} K/$\sqrt{Hz}$.m, para os três casos

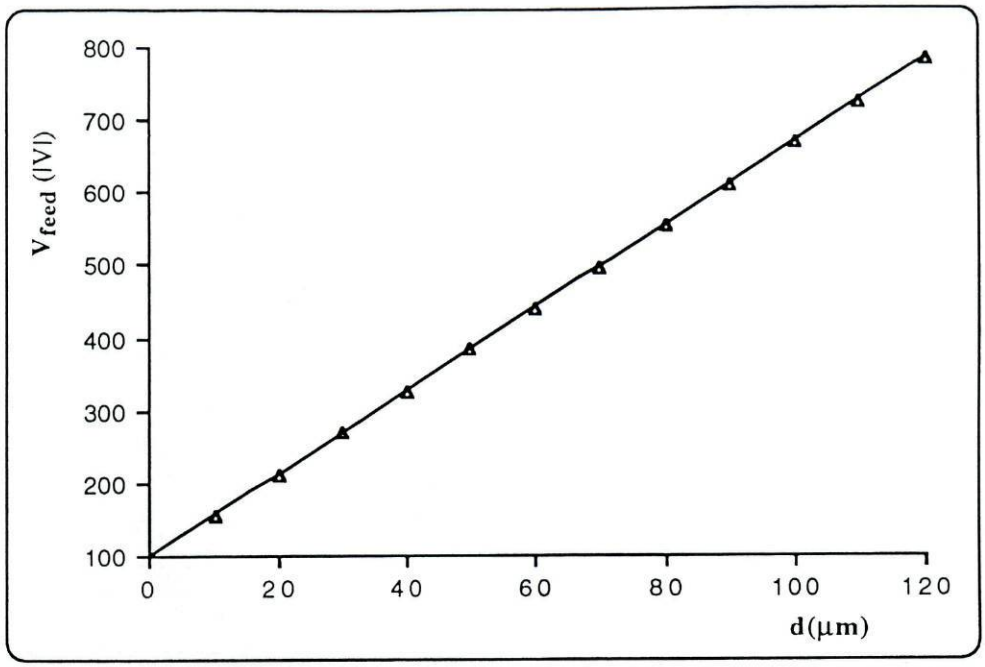

Figura 6.19. Variação da tensão "V_{feed}" em função do deslocamento "d" induzido num dos espelhos do interferómetro receptor, quando o sistema se encontra sintonizado para o sensor "A".

considerados (medições de deformação, deslocamento e temperatura).

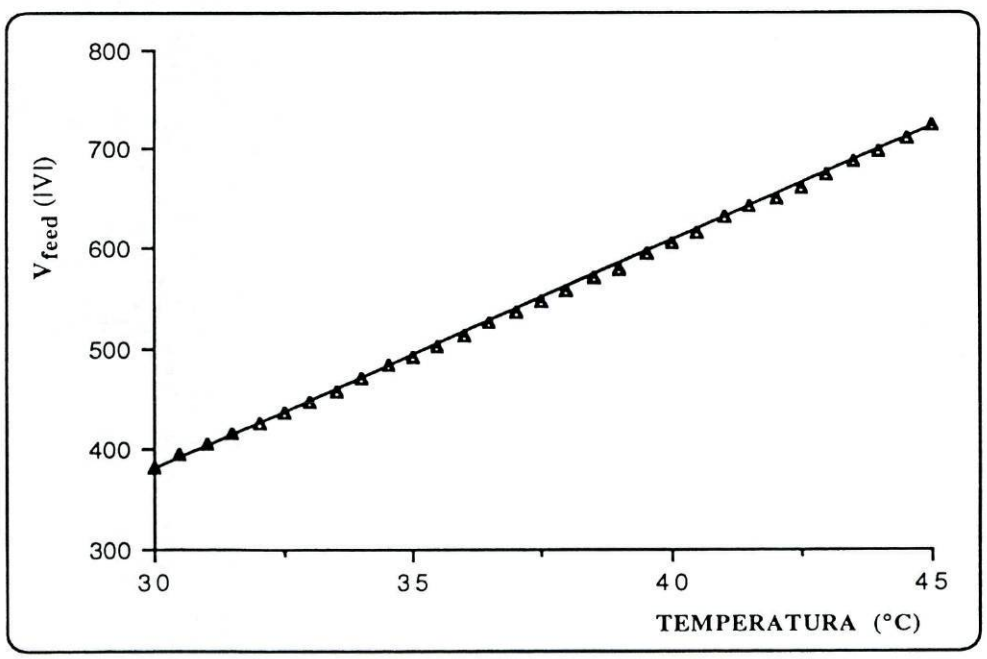

Figura 6.20. Variação da tensão "V_{feed}" em função da temperatura, com o sistema sintonizado para o sensor "B".

Estes resultados, e também os apresentados na secção 6.4, indicam claramente que o endereçamento temporal de sensores interferométricos com leitura em coerência é uma técnica de multiplexagem que permite boa sensibilidade para as mais variadas grandezas físicas, e baixo nível de interferência entre os sensores. Para além disso, o processamento pode ser efectuado com uma gama

dinâmica considerável, e a informação ser recuperada, sem ambiguidade, todas aa vezes que o sistema é ligado. Como se viu neste capítulo, é também importante o facto de, quando a iluminação é proveniente de um laser semicondutor multimodo, não serem necessários nem moduladores externos nem isolamento óptico, o que torna o sistema mais flexível e reduz consideravelmente o seu custo. Assim, não é de estranhar que, independentemente da topologia da rede de sensores, este esquema de multiplexagem seja aquele que, presentemente, tem globalmente as melhores características. O seu problema mais significativo tem a ver com a sintonia do interferómetro receptor. Por um lado, devido à sua inércia, o interferómetro receptor só pode acompanhar variações relativamente lentas induzidas nos interferómetros sensores pelos mensurandos (independentemente da frequência dos sinais, a informação pode ser recuperada a partir da tensão ""V_{out}" - Fig 6.12 -, mas somente para o caso em que a amplitude dos mesmos é pequena). Por outro lado, pela circunstância de o interferómetro receptor só poder estar sintonizado, num dado momento, para um único interferómetro sensor. Dado que a comutação do interferómetro receptor necessita de um tempo mínimo "Δt" para ser efectuada, isto significa que, em primeira aproximação, os sinais aplicados aos interferómetros sensores têm que ter frequências inferiores a "$1/(N\Delta t)$" para poderem ser recuperados. Este último problema poderia ser resolvido utilizando "N" interferómetros receptores, cada um deles sintonizado para um dado interferómetro sensor. No entanto, esta solução implica uma diminuição drástica da potência óptica disponível por sensor e, como tal, não é, em geral, aceitável. Uma solução muito mais interessante consistiria em utilizar um interferómetro receptor integrado, o qual permitiria velocidades de sintonização e comutação muito elevadas, susceptíveis de suportar um número elevado de sensores na rede, assim como medições de parâmetros físicos que têm uma variação temporal rápida. Esta solução é conceptualmente possível atendendo a que, devido ao endereçamento temporal, os sensores podem ter o mesmo não-balanceamento, não sendo, assim, necessário variar subtancialmente o não-balanceamento do interferómetro receptor para efectuar a sintonização entre sensores. Até ao presente, problemas tecnológicos têm inviabilizado esta solução, sendo, de esperar, no entanto, que num futuro próximo ela venha a potenciar consideravelmente o esquema de multiplexagem descrito neste capítulo.

7

MULTIPLEXAGEM EM COERÊNCIA DE SENSORES POLARIMÉTRICOS

7.1 DESCRIÇÃO DO SISTEMA

7.2 ESPECIFICAÇÃO DOS NÃO-BALANCEAMENTOS RELATIVOS DOS SENSORES

7.3 DETERMINAÇÃO DA SENSIBILIDADE DOS SENSORES

7.4 IMPLEMENTAÇÃO EXPERIMENTAL

7.5 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E RESPECTIVA AVALIAÇÃO

A multiplexagem em coerência de sensores de fibra óptica (secção 2.4.3) é uma técnica conceptualmente elegante que permite, tal como a multiplexagem em frequência, endereçar sensores distribuidos em rede e efectuar a desmodulação dos sinais neles induzidos pelos mais diversos mensurandos [87]. Esta leitura pode ser realizada com uma grande gama dinâmica, e é recuperável todas as vezes que o sistema é ligado, sendo esta uma característica única deste esquema de multiplexagem. As suas limitações mais importantes consistem no nível elevado de ruído de fase gerado no sistema, o qual é consequência da existência de múltiplos percursos da fonte óptica ao detector; e na necessidade de os diversos sensores terem não-balanceamentos distintos para poderem ser discriminados pelo endereçamento em coerência. A primeira limitação implica uma redução da sensibilidade dos sensores, enquanto a segunda obriga a que estes tenham propriedades distintas em função da sua localização na rede. O nível de ruído de fase pode ser reduzido utilizando fontes ópticas de baixa coerência (por exemplo, díodos superluminescentes - SLD's). Quando isso acontece, o não-balanceamento dos sensores pode ser muito pequeno, sendo então viável efectuar-se a multiplexagem em coerência de sensores polarimétricos [92, 173-178]. A análise das suas propriedades será objecto do estudo que se apresenta neste capítulo.

7.1 DESCRIÇÃO DO SISTEMA

O esquema de multiplexagem encontra-se representado na Fig 7.1.

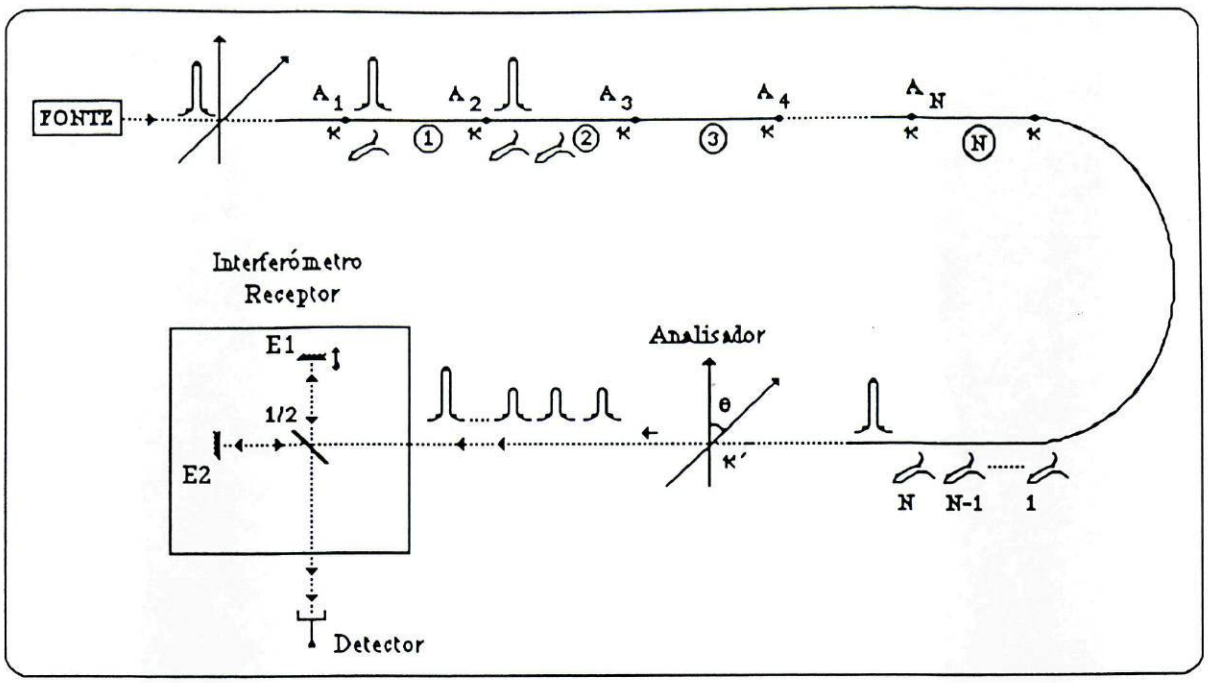

Figura 7.1. Diagrama da configuração de multiplexagem, em que sensores polarimétricos distribuidos em série são endereçados em coerência (somente uma fracção das ondas - representadas como impulsos - é mostrada na figura).

A radiação de uma fonte óptica de baixa coerência é injectada num dos modos próprios (modo rápido no esquema da Fig 7.1) de um troço de fibra óptica com elevada birrefringência (fibra Hi-Bi). Nos pontos A_i, i = 1, 2, ...,N, N+1, onde "N" é o número de sensores, é acoplada radiação para os modos rápido e lento da secção seguinte de fibra. Isso é conseguido através da rotação, de um ângulo "α", dos eixos próprios da fibra da secção "i+1", relativamente aos eixos próprios da fibra da secção "i", sendo a ligação das duas fibras efectuada por fusão, ou através de conectorização. O factor de acoplamento de potência da radiação que se propaga no modo rápido da secção "i" ao modo lento da secção "i+1" (ou vice-versa) é, assim, $\kappa = \text{sen}^2\alpha$. O sensor "i" é constituido pela porção de fibra entre os pontos "A_i" e "A_{i+1}", sendo a sua extensão suficiente para que a radiação que se propaga nos seus dois modos próprios, a partir do ponto "A_i", seja mutuamente incoerente no ponto de acoplamento "A_{i+1}", evitando-se, assim, a interferência que ocorreria se tal não fosse o caso. Por simplicidade, o factor de acoplamento é o mesmo em todos os pontos de ligação. A radiação que emerge da extremidade da última secção de fibra atravessa um analisador, cujo eixo óptico faz um ângulo "θ" com o eixo rápido da fibra, donde $\kappa' = \text{sen}^2\theta$. A radiação transmitida é, então, injectada no interferómetro receptor que é do tipo Michelson clássico. O seu não-balanceamento é variável, por forma a sintonizar, sucessivamente, os diversos interferómetros sensores. É implementada detecção homodina, fazendo com que o não-balanceamento global de um dado sensor e do interferómetro receptor corresponda a um dos pontos de quadratura da função de transferência do sistema. Detecção heterodina (mais precisamente, pseudo-heterodina) é conseguida aplicando uma onda em dente-de-serra, de amplitude apropriada, ao espelho "E2" do interferómetro receptor.

A análise da configuração representada na Fig 7.1 é clarificada caso se represente os dois modos da fibra Hi-Bi separados espacialmente, como se mostra no esquema equivalente da Fig 7.2.

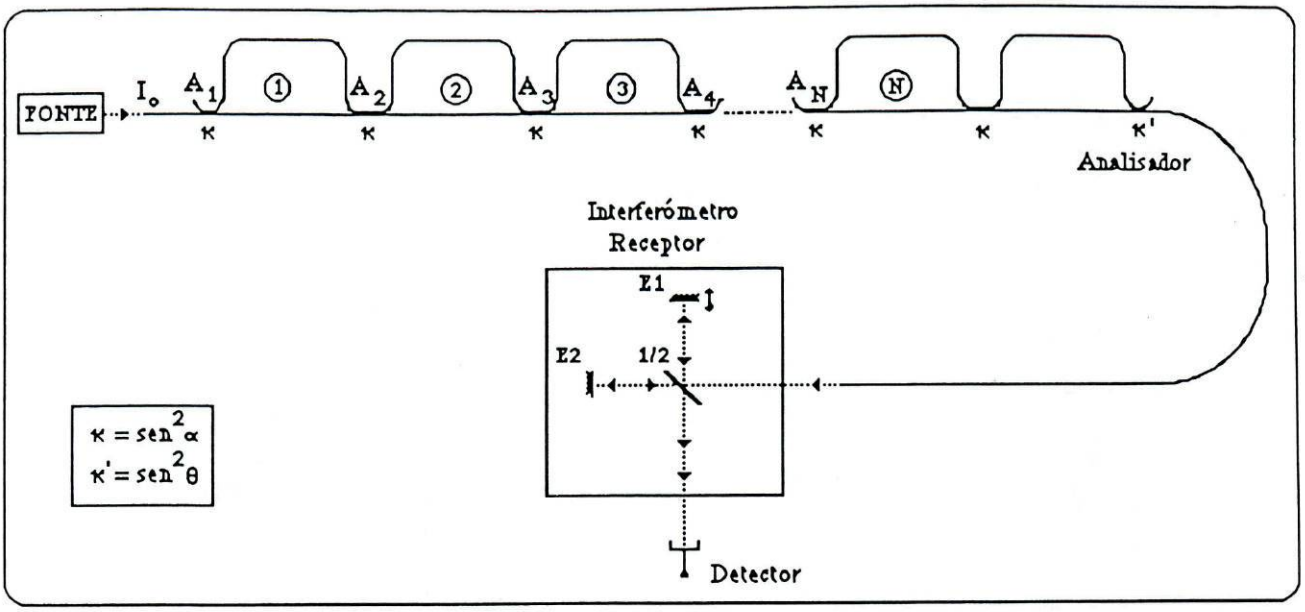

Figura 7.2. Esquema equivalente ao da Fig 7.1, com os dois modos da fibra Hi-Bi separados espacialmente.

Os pontos de acoplamento são agora representados por "acopladores", incluindo o associado ao analisador. No entanto, ao contrário do que acontece com acopladores reais, é importante frisar que estes "acopladores" não introduzem a diferença de fase de $\pi/2$ entre as duas ondas que emergem do ponto de acoplamento.

O estudo é iniciado explicitando as condições a que os não-balanceamentos dos interferómetros da rede devem satisfazer para evitar o aparecimento de termos de interferência entre eles ("crosstalk"). De seguida, a sensibilidade dos sensores é avaliada, e são apresentados resultados numéricos. Finalmente, descreve-se a experiência realizada, e os resultados obtidos são comparados com as previsões do modelo teórico desenvolvido.

7.2 ESPECIFICAÇÃO DO NÃO-BALANCEAMENTO RELATIVO DOS SENSORES

Se o interferómetro "i" é constituido por uma extensão "L_i" de fibra, então a diferença "τ_i" de tempos de percurso da radiação que se propaga nos seus dois "braços" (isto é, nos modos rápido e lento) é dada por

$$\tau_i = \frac{\lambda L_i}{c L_b} \tag{7-1}$$

onde "L_b" é o comprimento de batimento da fibra Hi-Bi (extensão de fibra na qual a fase relativa da radiação que se propaga no modo rápido e lento varia de 2π), e "λ" é o comprimento de onda da radiação emitida pela fonte. O endereçamento em coerência requer que $\tau_i >> \tau_c$, onde "τ_c" é o tempo de coerência da fonte óptica. Assim, define-se

$$\tau_i = m_i \tau_a \tag{7-2}$$

onde "m_i" é um inteiro maior do que zero, e $\tau_a > \tau_c$ (quanto maior for a razão "τ_a/τ_c" menor é o nível

de "crosstalk" entre os sensores devido à coerência da radiação [179]). O problema consiste em escolher os valores "m_i" (i = 1, 2, ...,N, N+1) de maneira que, quando o interferómetro receptor tem um não-balanceamento correspondente a "τ_i", somente sejam compensados os pares de percursos que se separam unicamente na secção de fibra relativa ao sensor "i" (o interferómetro "N+1", formado pela secção de fibra entre o último ponto de acoplamento e o analisador, não tem interesse como elemento sensor, mas deve ser considerado na análise de "crosstalk", assim como na determinação do nível de ruído do sistema). Assim, se o conjunto de atrasos diferenciais é $\{\tau_1, \tau_2,..., \tau_N, \tau_{N+1}\}$, os sinais de interesse são os relativos aos termos individuais $\tau_1, \tau_2,..., \tau_N$, e os sinais de "crosstalk" aos termos cruzados $\tau_{i_1} \pm \tau_{i_2} \pm ... \tau_{i_j}$, onde $(i_1, i_2,...,i_j)$ é qualquer combinação do conjunto $\{1, 2,...,N, N+1\}$, variando "j" entre 2 e N+1. A ordem da combinação não é importante, mas todas as combinações de sinal são permissíveis. Como exemplo, considere-se dois interferómetros. A Fig. 7.3 mostra, para este caso, os caminhos possíveis da fonte óptica até ao detector.

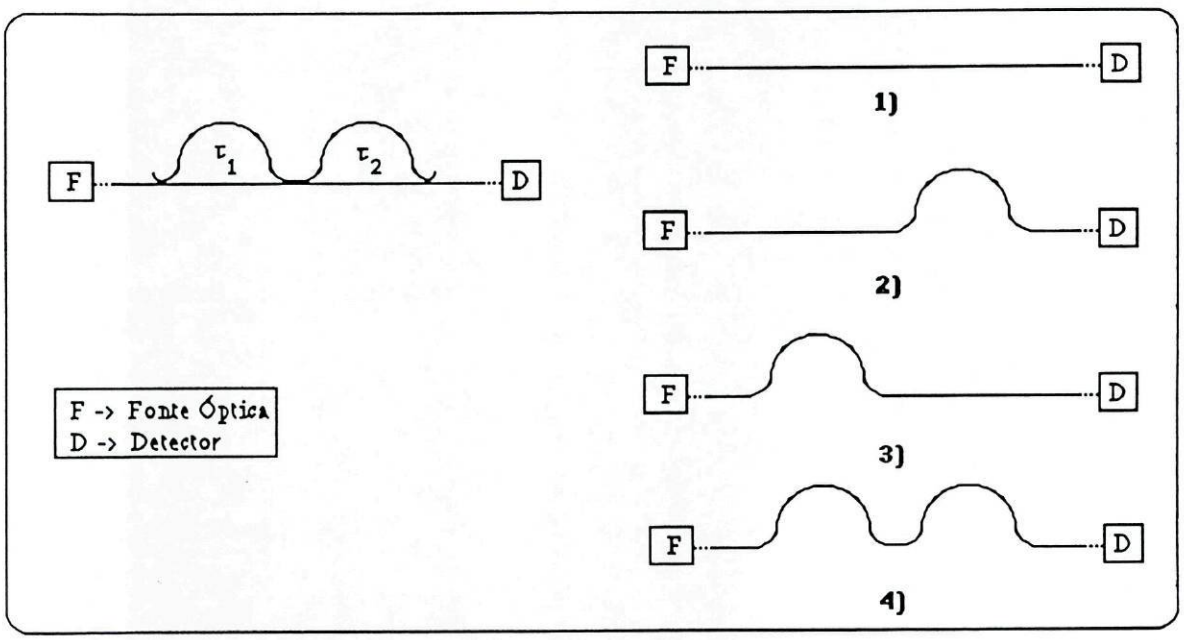

Figura 7.3. Percursos possíveis entre a fonte óptica e o detector, para a radiação que se propaga através de dois interferómetros com atrasos diferenciais "τ_1" e "τ_2".

Assim, tem-se que as combinações de percursos são: $|1\text{-}2| \Rightarrow \tau_2$; $|1\text{-}3| \Rightarrow \tau_1$; $|1\text{-}4| \Rightarrow \tau_1+\tau_2$; $|2\text{-}3| \Rightarrow \tau_2-\tau_1$; $|2\text{-}4| \Rightarrow \tau_1$; $|3\text{-}4| \Rightarrow \tau_2$. Note-se que existem duas combinações que dão "τ_1" e outras duas que dão τ_2 (que são as de interesse do ponto de vista da recuperação dos sinais aplicados aos interferómetros). É importante salientar que a radiação que se propaga num dos pares de percursos relativos a "τ_1" (ou "τ_2") não interfere com a radiação que se propaga no outro par, dado que estes dois pares têm tempos médios de propagação distintos. Como tal, os respectivos termos de interferência somam-se simplesmente. As combinações cruzadas (ou de "crosstalk") têm atrasos diferenciais $|\tau_1+\tau_2|$ e $|\tau_2-\tau_1|$, o que está de acordo com o argumento apresentado atrás.

Cada combinação possível $(i_1, i_2,...,i_j)$ possibilita, devido ao jogo de sinais, 2^{j-1} termos cruzados. Para um dado "j", o número de combinações possíveis (sem considerar a sua ordem) é $^{N+1}C_j$, podendo "j" variar de 2 a N+1. Assim, o número de termos cruzados (atrasos diferenciais diferentes

dos de sinal) é:

$$N_{cross} = \sum_{j=2}^{N+1} {}^{N+1}C_j 2^{j-1} = \frac{3^{N+1} - 1}{2} - (N+1) \tag{7-3}$$

O inteiro "m", definido como

$$m = \sum_{i=1}^{N+1} a_i m_i \quad ; \quad a_i = \{-1,0,1\} \tag{7-4}$$

corresponde a um atraso diferencial "$m\tau_a$" relativo a quaiquer dois dos percursos possíveis entre a fonte óptica e a entrada do interferómetro receptor. Quando este par de percursos atinge o sensor "i", se neste sensor o caminho é comum, então $a_i = 0$; se os caminhos são distintos, então $a_i = \pm 1$ (o sinal é escolhido conforme a propagação da radiação neste sensor aumente ou diminua o atraso diferencial relativo destes dois percursos). Assim, para evitar a detecção de termos cruzados quando o interferómetro receptor é sintonizado para o sensor "j", a condição $m = m_j$ deve ser satisfeita quando somente "a_j" é diferente de zero, isto é

$$\sum_{i=1}^{N+1} a_i m_i = m_j \Leftrightarrow a_j = 1 \lozenge a_i = 0, \; \forall \; i \neq j \tag{7-5}$$

Encontrar soluções explícitas $M \equiv \{m_1, m_2, ..., m_{N+1}\}$ que satisfaçam esta condição é problema complexo. No entanto, algumas são conhecidas, por exemplo [88,89]:

a)
$$M \equiv M_H^R = \{m_i : m_i = RH^{i-1}\} \tag{7-6}$$

ou qualquer subconjunto deste, onde "R" e "H" são inteiros, sendo $R > 1$, $H \geq 3$. O conjunto mais compacto (entendendo-se como tal aquele que, para um dado "N", tem o menor m_N) ocorre para $R = 1$, $H = 3$.

b)
$$M \equiv M_H^R = \{m_i : m_i = m_{i-1} + H\sum_{p=1}^{i-1} m_p + R\} \tag{7-7}$$

ou qualquer subconjunto deste, sendo $R, H \geq 1$. O conjunto mais compacto ocorre para $R = H = 1$, sendo

$$M_1^1 = \left\{ m_i : m_i = \frac{1}{\sqrt{5}} \left[\left(\frac{3+\sqrt{5}}{2} \right)^i - \left(\frac{3-\sqrt{5}}{2} \right)^i \right] \right\} \tag{7-8}$$

c)
$$M = \left\{ m_i : m_i = 3 \times 2^{N-1} + 2^{i-1} - 2^{\frac{4+N}{2}} + 2 \right\}; \qquad N = 4, 6, 8, ...$$

$$M = \left\{ m_i : m_i = 3 \times 2^{N-1} + 2^{i-1} - 3 \times 2^{\frac{N+1}{2}} + 2 \right\}; \qquad N = 5, 7, 9, ... \tag{7-9}$$

d)
$$M = \left\{ m_i : m_i = 3 \times 2^{N-1} - 2^{N-i} - 2^{\frac{2+N}{2}} + 2 \right\}; \qquad N = 2, 4, 6, ...$$

$$M = \left\{ m_i : m_i = 3 \times 2^{N-1} - 2^{N-i} - 3 \times 2^{\frac{N-1}{2}} + 2 \right\}; \qquad N = 3, 5, 7, \ldots \tag{7-10}$$

Na Tabela 7.1 explicita-se os conjuntos $M = \{m_1, m_2, \ldots, m_N\}$ para as quatro soluções apresentadas quando se considera $N = 5$ (para simplificar a notação, não se considera o interferómetro adicional de índice N+1). São igualmente dados os parâmetros "A" e "B", definidos como

$$A = \sum_{i=1}^{N} m_i \quad ; \qquad B = \frac{m_N}{m_1} \tag{7-11}$$

O parâmetro "A" é proporcional ao comprimento de fibra necessário para implementar o endereçamento em coerência de "N" sensores polarimétricos; o parâmetro "B" pode ser interpretado como um indicador da diferença entre os diversos sensores da rede (um valor elevado para "B" significa que o não-balanceamento do sensor "N" é muito diferente do relativo ao sensor 1, o que tem como consequência ambos terem características distintas).

SOLUÇÃO	m_1	m_2	m_3	m_4	m_5	A	B
a	1	3	9	27	81	125	81
b	1	3	8	21	55	88	55
c	27	28	30	34	42	161	1.56
d	22	30	34	36	37	159	1.68

Tabela 7.1. Conjunto de números "m_i" para $N = 5$, obtidos através das soluções *a-d*.

Esta tabela mostra que, quanto maior for "m_1", mais compacta é a sequência de números, o que é desejável tendo em consideração a uniformização dos elementos sensores; isto apesar de, como é indicado pelo parâmetro "A", ser necessária uma extensão maior de fibra para multiplexar o mesmo número de sensores.

Sendo difícil encontrar soluções analíticas explícitas para o problema definido pela condição (7-5), é, no entanto, relativamente simples obter sequências de números que a satisfaçam. Um programa de computador foi desenvolvido que gera estas sequências. A Tabela 7.2 mostra as séries mais compactas encontradas para diferentes valores de "m_1", quando se considera $N = 6$. A análise destes dados reforça as conclusões obtidas a partir dos resultados da Tabela 7.1. É importante verificar que, por exemplo, para $m_1 = 100$, $B = 1.31$, donde é possível os sensores terem não-balanceamentos relativamente próximos uns dos outros. Isto é particularmente vantajoso, não só porque permite uma uniformização das suas propriedades, mas também porque a amplitude de varrimento de um dos espelhos do interferómetro receptor no processo de sintonização dos sensores da rede pode ser consideravelmente reduzida (a necessidade de utilizar uma extensão maior de fibra é um factor menos importante em face dos dois que foram mencionados). Assim, é natural concluir que, no endereçamento em coerência de sensores interferométricos, é desejável considerar soluções para o não-balanceamento relativo dos sensores em que se tem $m_1 >> 1$.

m_1	m_2	m_3	m_4	m_5	m_6	A	B
1	3	8	21	55	144	232	144
10	36	58	60	65	71	229	7.10
20	41	49	54	58	68	290	3.42
30	56	58	65	70	71	350	2.43
40	42	48	52	68	69	319	1.72
50	52	60	71	72	76	381	1.52
60	61	63	67	75	91	417	1.51
70	71	73	77	85	101	477	1.44
80	81	83	87	95	111	537	1.38
90	91	93	97	105	121	597	1.34
100	101	103	107	115	131	657	1.31

Tabela 7.2. Conjunto de números "m_i", obtidos através de um programa de computador, quando se tem diferentes valores para "m_1" (considera-se N = 6).

7.3 DETERMINAÇÃO DA SENSIBILIDADE DOS SENSORES

7.3.1 Avaliação da Potência de Sinal

O campo eléctrico "$E_o(t)$" à entrada do conjunto de sensores multiplexados em coerência pode ser expresso pela função [39,163]

$$E_o(t) = \sqrt{2I_o}\, v(t) e^{i\omega_o t} \tag{7-12}$$

onde "I_o" é a potência óptica média injectada no sistema, "ω_o" a frequência óptica média da radiação emitida, e "$v(t)$" é a amplitude complexa normalizada, isto é, $\langle |v(t)|^2 \rangle = 1$. Considera-se um tratamento escalar para o problema, o que, no caso presente, não é uma aproximação dado que as ondas que se propagam ao longo do sistema têm, em cada ponto, um estado de polarização bem definido. O campo à saída é

$$E_{out}(t) = \sqrt{2I_o} \sum_j A_j v(t-T_j) e^{i(\omega_o t - \varphi_j)} \tag{7-13}$$

onde o somatório é sobre todos os percursos possíveis da fonte óptica até ao detector, sendo "A_j" o coeficiente de perda (em amplitude) da radiação que se propaga no percurso "j", com tempo de propagação "T_j" e atraso de fase "φ_j". A potência óptica detectada é

$$I(t) = \frac{1}{2} |E_{out}(t)|^2 = I_o \sum_j \sum_\ell A_j A_\ell v(t-T_j) v^*(t-T_\ell) e^{-i(\varphi_j - \varphi_\ell)} \tag{7-14}$$

Admitindo que as fases "φ_j" e "φ_ℓ" não variam significativamente no intervalo temporal $|T_j - T_\ell|$, tem-se que a potência óptica média à saída do sistema é

$$I_{out} = \langle I(t) \rangle = I_o \sum_j \sum_\ell A_j A_\ell \Gamma_v(T_j - T_\ell) e^{-i(\varphi_j - \varphi_\ell)} \tag{7-15}$$

onde $\Gamma_v(\tau) \equiv \langle v(t+\tau)v^*(t) \rangle$ é a função de autocorrelação de "v(t)". Num sistema de sensores multiplexados em coerência, os atrasos diferenciais "$T_j - T_\ell$ ou são virtualmente idênticos, isto é, $\Gamma_v(T_j - T_\ell) \approx 1$, ou muito superiores ao comprimento de coerência da fonte óptica, situação na qual $\Gamma_v(T_j - T_\ell) \approx 0$. Assim,

$$I_{out} = I_o \gamma \sum_j \sum_\ell A_j A_\ell \cos(\varphi_j - \varphi_\ell) = I_o \gamma \sum_j A_j^2 + I_o \gamma \sum_j \sum_\ell A_j A_\ell \cos(\varphi_j - \varphi_\ell) \tag{7-16}$$
$$T_j = T_\ell \qquad\qquad T_j = T_\ell, j \neq \ell$$

Nesta expressão "γ" é o factor de perda de potência que ocorre devido às perdas nos acopladores, nas juntas, nas fibras, etc. Para simplificar, em vez de se tentar equacionar todas as distribuições possíveis de perda de potência, estas serão concentradas em cada ponto de acoplamento que se assume ter um coeficiente "β" de transmissão de potência. Isto significa que se supõe que todos os sensores têm as mesmas perdas de potência. Assim, tendo em consideração os "N" interferómetros sensores, o analisador e o interferómetro receptor, tem-se

$$\gamma = \beta^{N+4} \tag{7-17}$$

Na expressão (7-16), a primeira parcela dá a potência óptica que atinge o detector na ausência de interferência (a potência óptica que resultaria caso os campos que se propagam através dos 2^{N+2} percursos através do sistema se somassem todos incoerentemente); a segunda parcela dá o sinal de interferência relativo a um dado sensor da rede sintonizado pelo sistema, o qual resulta da soma dos termos de interferência associados a cada um dos 2^N pares de percursos com igual não balanceamento (≈ 0), tendo esses termos de interferência atrasos de fase praticamente idênticos, isto é, $|\varphi_j - \varphi_\ell| \approx |\phi_r - \phi_s|$, onde "$\phi_r$" e "$\phi_s$" são, respectivamente, as fases de referência e de sinal do conjunto "interferómetros sensor + receptor" (termos constantes de fase não são explicitados).

O processamento da equação (7-16) é consideravelmente simplificado se o eixo óptico do analisador faz um ângulo de 45° com os eixos próprios da última secção de fibra ($\kappa' = 1/2$), donde

$$\langle I_{out} \rangle = I_o \gamma \sum_j A_j^2 = \frac{1}{4} I_o \gamma \tag{7-18}$$

Para avaliar a segunda parcela em (7-16) é importante constatar que os percursos "j" e "ℓ" só são distintos no interferómetro sensor que está a ser sintonizado e no interferómetro receptor. Para um dado par de percursos, "$A_j A_\ell$" é determinado pelos factores de divisão relativos a cada ponto de acoplamento, incluindo os associados ao interferómetro receptor. Atendendo a que "$\cos(\phi_r - \phi_s)$" é igual para todos os pares (j,ℓ) que satisfazem a condição $T_j = T_\ell, j \neq \ell$, o processo mais expedito para determinar o segundo termo em (7-16) é, para cada ponto de acoplamento, somar todos os valores possíveis para "$A_j A_\ell$" e, de seguida, multiplicar os resultados de todas as somas. Se o sistema se encontra sintonizado para o sensor "i", a soma dos coeficientes relativos ao ponto de acoplamento "i" (a entrada do interferómetro sensor) é $2\sqrt{\kappa}\sqrt{1-\kappa}$ (o factor "2" é devido à comutação dos dois

percursos); a soma dos coeficientes relativos ao ponto de acoplamento "i+1" (saída do sensor) é também $2\sqrt{\kappa}\sqrt{1-\kappa}$ (agora o factor "2" aparece porque os dois percursos podem incluir qualquer um dos dois braços do interferómetro seguinte). Cada uma das duas combinações possíveis no interferómetro sensor determina os percursos "j" e "ℓ" no interferómetro receptor. O valor de "A_jA_ℓ" para os dois pontos de acoplamento no interferómetro receptor (função efectuada pelo divisor de feixe) é 1/2. Também, $A_jA_\ell = 1/2$ para o ponto de acoplamento "N+2" (analisador). Assim, o produto da soma dos coeficientes "A_jA_ℓ" relativos a cada ponto de acoplamento nos interferómetros sensor e receptor, assim como no analisador, é $\kappa(1-\kappa)/2$. É necessário agora considerar os restantes "N-1" pontos de acoplamento que ligam os interferómetros nos quais os percursos "j" e "ℓ" são comuns, isto é, $A_jA_\ell = A^2$. Cada um destes pontos de acoplamento pode enviar o par (j,ℓ) para qualquer um dos dois braços do interferómetro seguinte. Para uma destas possibilidades, $A^2 = \kappa$; para a outra, $A^2 = 1-\kappa$. Assim, a soma é 1. Integrando estes resultados, obtem-se

$$I_{out} = \frac{1}{2} I_o \gamma \left[\frac{1}{2} + \kappa(1-\kappa)\cos(\phi_r - \phi_s) \right] \tag{7-19}$$

Como seria de esperar, caso se tenha $\kappa = 1/2$, o valor máximo da visibilidade das franjas é 0.5.

Se um sinal de fase sinusoidal $\phi_s = \phi_{so}\text{sen}\omega_s t$ é aplicado ao interferómetro sensor, e se é utilizado processamento homodino (em quadratura, $\phi_r = (p+1/2)\pi$, onde "p" é um inteiro), o valor eficaz do quadrado da potência óptica na frequência de sinal é (para $\phi_s << 1$, em quadratura, e admitindo que o ganho "M" na detecção é expresso em termos de uma amplificação óptica equivalente)

$$S_{hom} = \frac{1}{8} (I_o \gamma M)^2 \kappa^2 (1-\kappa)^2 \phi_s^2 \tag{7-20}$$

Processamento heterodino pode ser implementado utilizando uma célula de Bragg no interferómetro receptor, ou aplicando uma tensão em dente-de-serra a um dos seus espelhos (processamento pseudo-heterodino). Em qualquer dos casos, $\phi_r = \omega_c t$, onde "ω_c" é a frequência angular da portadora gerada por este processo. O valor eficaz do quadrado da potência óptica de sinal em qualquer uma das duas bandas laterais da portadora (frequência: $\omega_c \pm \omega_s$) é ($\phi_s << 1$)

$$S_{het} = \frac{1}{32} (I_o \gamma M)^2 \kappa^2 (1-\kappa)^2 \phi_s^2 \tag{7-21}$$

7.3.2 Determinação da Densidade Espectral das Fontes Primárias de Ruído

As densidades espectrais de ruído quântico e electrónico são dadas pelas expressões (2-18) e (2-21), nomeadamente

$$G_{shot} = \frac{2 I_T M^2 F h\upsilon_o}{\eta} \tag{7-22}$$

$$G_{electron} = \left[\frac{h\upsilon_o}{\eta e} \right]^2 \left[2ei_{dark} M^2 F + \frac{4k\theta}{R_f} + i_A^2 \right] \tag{7-23}$$

onde os diversos símbolos foram definidos na secção 2.7. De seguida, determina-se a densidade espectral de ruído da fonte óptica.

De (7-14), a autocorrelação da potência detectada é

$$\Gamma_I(\tau) \equiv \langle I(t)I^*(t+\tau)\rangle = I_o^2 \sum_j \sum_\ell \sum_m \sum_n A_j A_\ell A_m A_n \langle v(t-T_j)v^*(t-T_\ell)v(t+\tau-T_m)v^*(t+\tau-T_n)e^{-i(\varphi_j-\varphi_\ell+\varphi_m-\varphi_n)}\rangle \qquad (7\text{-}24)$$

Para avaliar esta expressão é necessário que sejam explicitadas as características da fonte óptica, que, no caso presente, se assume ser um SLD. Assim, admite-se que a radiação por ele emitida tenha uma estatística idêntica à da radiação emitida por uma fonte térmica. Na realidade, isto é uma simplificação, dado que, por exemplo, uma fonte térmica tem um comprimento de coerência $L_c \approx$ 2-3 μm, enquanto que para um SLD se tem, tipicamente, $L_c \approx$ 20-50 μm. No entanto, esta diferença é mais de carácter quantitativo, já que trabalho teórico e experimental tem mostrado que as características fundamentais deste tipo de fontes ópticas são muito similares [40,159,180-182].

Para uma fonte térmica, a radiação emitida pode ser considerada como o resultado da soma de um número muito elevado de ondas, estatisticamente independentes, que seguem uma distribuição de probabilidade Gaussiana [39]. Como consequência, o espectro de potência (normalizado) da radiação emitida, "I(υ)", tem uma dependência Gaussiana na frequência "υ", isto é,

$$I(\upsilon) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\Delta\upsilon} \exp\left[-\left(2\sqrt{\ln 2}\,\frac{\upsilon-\upsilon_o}{\Delta\upsilon}\right)^2\right] \qquad (7\text{-}25)$$

onde "υ_o" é a frequência central da radiação e "$\Delta\upsilon$" é a largura espectral a meia altura. Se "$\xi(\tau)$" é a forma normalizada da função de coerência mútua da radiação ("$\Gamma(\upsilon)$"), então "$\xi(\tau)$" e "I(υ)" formam um par de Fourier (expressão (1-9)), de onde resulta a dependência para "$\xi(\tau)$" dada pela expressão (1-10).

Com este modelo, "v(t)" é um processo aleatório Gaussiano circular complexo, donde pelo teorema do momento complexo Gaussiano [39]

$$\langle v(t-T_j)v^*(t-T_\ell)v(t+\tau-T_m)v^*(t+\tau-T_n)\rangle = \Gamma_v(T_\ell-T_j)\Gamma_v(T_n-T_m) + \Gamma_v(T_n-T_j-\tau)\Gamma_v(T_\ell-T_m+\tau) \qquad (7\text{-}26)$$

Utilizando esta relação, admitindo que os atrasos diferenciais e as diferenças destes atrasos são muito grandes ou muito pequenos comparados com o tempo de coerência "τ_c" da fonte óptica, e também que as fases "φ_j","φ_ℓ", "φ_n" e "φ_m" não variam significativamente nestes intervalos temporais, tem-se

$$\Gamma_I(\tau) = I_o^2 \sum_{\substack{j\,\ell\,m\,n \\ T_j=T_\ell,\ T_n=T_m}} \sum\sum\sum A_j A_\ell A_m A_n \cos(\varphi_j-\varphi_\ell)\cos(\varphi_m-\varphi_n) + I_o^2 \sum_{\substack{j\,\ell\,m\,n \\ T_j-T_\ell=T_n-T_m}} \sum\sum\sum A_j A_\ell A_m A_n |\Gamma_v(T_j-T_n+\tau)|^2 \cos(\varphi_j-\varphi_\ell+\varphi_m-\varphi_n) \qquad (7\text{-}27)$$

onde se considerou a parte real das exponenciais. Comparando com (7-16), a primeira parcela de (7-27) é I_{out}^2. A segunda parcela é a autocorrelação do ruído "I(t)-<I(t)>" induzido pela fonte. De (7-27), a densidade de potência espectral é:

$$G_{fonte}(f) \equiv \mathcal{F}[\Gamma_I(\tau)] = I_{out}^2\delta(f) + 2I_o^2\tau_c \sum_{\substack{j\,\ell\,m\,n \\ T_j-T_\ell=T_n-T_m}} \sum\sum\sum A_j A_\ell A_m A_n \cos(\varphi_j-\varphi_\ell+\varphi_m-\varphi_n)\,\mathcal{F}[|\Gamma_v(T_j-T_n+\tau)|^2] \qquad (7\text{-}28)$$

onde "$\delta(f)$" é a distribuição delta de Dirac e "τ_c" é definido pela expressão (1-12). Como

$$\mathcal{F}[|\Gamma_v(T_j-T_n+\tau)|^2] = H_v(f)\cos[2\pi f(T_j-T_n)] \tag{7-29}$$

onde

$$H_v(f) = \frac{1}{\tau_c}\left[\int_{-\infty}^{+\infty}\Gamma_v(\tau)e^{i2\pi f\tau}d\tau * \int_{-\infty}^{+\infty}\Gamma_v(\tau)e^{-i2\pi f\tau}d\tau\right] \tag{7-30}$$

tem-se que a densidade espectral de ruído relativa a "I(t)" é [163]

$$G_{fonte}(f) = 2H_v(f)(I_o\gamma M)^2\tau_c\sum_{j}\sum_{\ell}\sum_{m}\sum_{n}A_jA_\ell A_mA_n\cos(\varphi_j-\varphi_\ell+\varphi_m-\varphi_n)\cos[2\pi f(T_j-T_n)] \tag{7-31}$$
$$T_j - T_\ell = T_n - T_m$$

tendo-se já incluído nesta expressão o factor "γ" de perda de potência óptica no sistema, assim como o ganho "M" na detecção. Para frequências baixas, esta expressão pode ser simplificada. De facto, quando $f << 1/(T_j-T_n)$, $\cos[2\pi f(T_j-T_n)] \approx 1$. Por exemplo, se N = 5 e a sequência *b)* da Tab. 7.1 é utilizada, o valor máximo para "T_j-T_n" é $(m_1 + m_2 + m_3 + m_4 + m_5)\tau_a = 88\tau_a$. Se $\tau_a = 3\tau_c$ e $L_c = 50\ \mu m$ ($\tau_c = 1.6 \times 10^{-13}$s), então deve-se ter $f << 1/264\tau_c = 23$ GHz, condição bem satisfeita na prática. Além disso, $H_v(0) = 1$, e para frequências baixas $H_v(f) \approx 1$. Assim

$$G_{fonte}(f) \approx 2(I_o\gamma M)^2\tau_c\sum_{j}\sum_{\ell}\sum_{m}\sum_{n}A_jA_\ell A_mA_n\cos(\varphi_j-\varphi_\ell+\varphi_m-\varphi_n) \tag{7-32}$$
$$T_j - T_\ell = T_n - T_m$$

Uma maneira de satisfazer a condição "$T_j - T_\ell = T_n - T_m$" é quando $j = \ell = n = m$. Neste caso, todos os quatro percursos são idênticos, donde os termos correspondentes em (7-32) são relativos às flutuações de intensidade da radiação emitida, as quais são significativas para um SLD [182]. Assim, a partir de um dado nível de potência óptica, o nível do ruído de intensidade da radiação torna-se mais importante do que o nível do ruído quântico [40]. Para os casos em que não se tem $j = \ell = n = m$, os termos de ruído em (7-32) são devidos às flutuações da fase da radiação emitida, as quais se transformam em flutuações de intensidade à saída do sistema por via interferométrica.

A expressão (7-32) foi obtida desprezando a dispersão da radiação na propagação ao longo do sistema. Atendendo a que os SLD's têm um espectro relativamente largo, pode-se colocar a questão de saber se este efeito é ou não importante. Em princípio não o será, desde que os atrasos relativos das componentes do espectro óptico na propagação através do sistema, da fonte até ao detector, sejam inferiores ao inverso das frequências de sinal. Assumindo que a largura espectral a meia altura da radiação emitida pelo SLD é 30 nm, a dispersão material em sílica a 850 nm reduz a largura de banda do sistema para ≈ 400 MHz.km. Em aplicações em sensores, a largura de banda dos sinais de interesse é, por regra, inferior a 100 kHz. Assim, conclui-se, que no presente contexto, os efeitos da dispersão da radiação podem ser ignorados.

O resultado (7-32), apesar de relativamente complexo, pode ser interpretado qualitativamente de uma forma simples. O ruído induzido pela fonte à saída de quaiquer dois interferómetros presentes no sistema (isto é, quaiquer dois pares de percursos da fonte até ao detector) não é correlacionado caso

os interferómetros tenham não-balanceamentos significativamente diferentes. Assim, e de uma forma mais precisa, caso o não-balanceamento de cada par de percursos existente no sistema seja único, na escala do comprimento de coerência da fonte óptica, ou se o tempo médio de percurso de cada par for único na escala do tempo de coerência da fonte, então a potência total de ruído seria simplesmente a soma das potências de ruído relativas aos interferómetros individuais. Caso estas condições não ocorram, é necessário considerar também as possíveis correlações entre estes termos de ruído. A expressão (7-32) dá a soma das potências de ruído dos diversos interferómetros, modificada pelos termos de correlação entre elas.

Para determinar "G_{fonte}" é necessário especificar os percursos, na topologia da Fig 7.1, que cumprem a condição "$T_j - T_\ell = T_n - T_m$". Se os não-balanceamentos dos interferómetros forem seleccionados pelos critérios explicitados na secção 7.2, e se, por enquanto, se ignorar o facto de existirem dois interferómetros com o mesmo não-balanceamento (o interferómetro sensor e o interferómetro receptor), então a condição "$T_j - T_\ell = T_n - T_m$" deve ser satisfeita em cada interferómetro. As possibilidades são ilustradas na Fig 7.4.

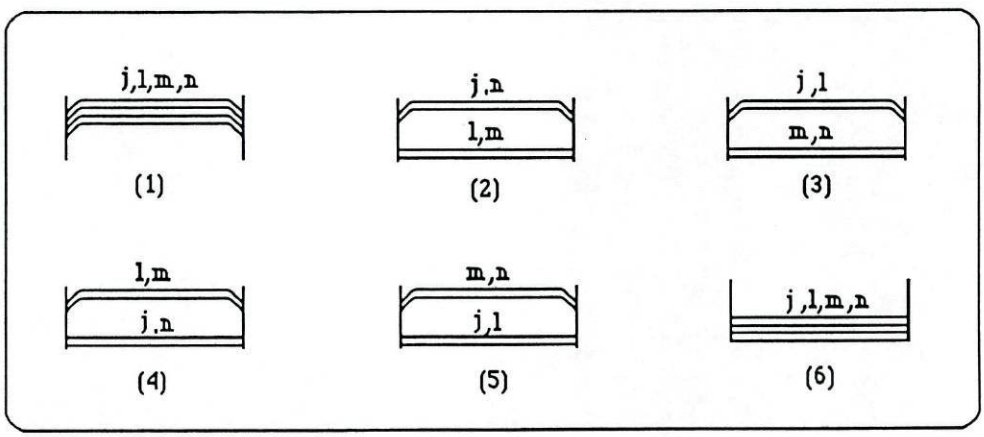

Figura 7.4. Ilustração das possibilidades que satisfazem a condição "$T_j - T_\ell = T_n - T_m$" em cada interferómetro.

Para todos os casos, $\varphi_j - \varphi_\ell + \varphi_m - \varphi_n = 0$, donde $\cos(\varphi_j - \varphi_\ell + \varphi_m - \varphi_n) = 1$. Em cada ponto de acoplamento, cada um dos estados da Fig 7.4 pode ser transformado em qualquer um dos outros. Por exemplo, se o estado "1" continua como estado "1" no interferómetro seguinte, $A_j A_\ell A_m A_n = 1-\kappa^2$. A transformação do estado "1" no estado "2" dá origem ao coeficiente $A_j A_\ell A_m A_n = \kappa(1-\kappa)$, e assim por diante. Como tal, os 36 coeficientes relativos a todas as transformações possíveis num ponto de acoplamento com factor de divisão de potência "κ", podem ser expressos por uma matriz "C_κ", 6x6, designada por matriz de acoplamento. Sendo

$$\begin{aligned} a &= \kappa(1-\kappa) \\ b &= (1-\kappa)^2 \\ c &= \kappa^2 \end{aligned} \qquad (7\text{-}33)$$

tem-se

$$C_\kappa = \begin{bmatrix} b & a & a & a & a & c \\ a & b & a & c & a & a \\ a & a & b & a & c & a \\ a & c & a & b & a & a \\ a & a & c & a & b & a \\ c & a & a & a & a & b \end{bmatrix} \tag{7-34}$$

Quando a matriz "C_κ" é multiplicada por ela própria, a análise da matriz produto mostra que o elemento com índices "i,h" (i, h = 1, 2, ...,6) é a soma de todos os coeficientes "$A_jA_\ell A_mA_n$" relativos às configurações em que o estado "i" é a entrada de um dado ponto de acoplamento, e o estado "h" é a saída do ponto de acoplamento seguinte. Generalizando, atendendo a que o estado "6" na Fig 7.4 é a entrada e a saída do primeiro e do último ponto de acoplamento no esquema da Fig 7.2, a soma na expressão (7-32) é (não considerando o interferómetro receptor)

$$\sum_j\sum_\ell\sum_m\sum_n A_jA_\ell A_mA_n = \left[C_{\kappa'}C_\kappa^{N+1}\right]_{66} \tag{7-35}$$

onde "$C_{\kappa'}$" é a matriz de acoplamento relativa ao ponto de acoplamento de índice "N+2" (analisador). O estado "6" é também a entrada e a saída do interferómetro receptor. Assim, a soma dos coeficientes "$A_jA_\ell A_mA_n$" relativos aos estados representados na Fig 7.4 quando aplicados a este interferómetro é

$$\kappa_r^4 + 4\kappa_r^2(1-\kappa_r)^2 + (1-\kappa_r)^4 = \left[\kappa_r^2 + (1-\kappa_r)^2\right]^2 + 2\kappa_r^2(1-\kappa_r)^2 \tag{7-36}$$

onde $\kappa_r = 1/2$ é o factor de divisão de potência no interferómetro receptor. Atendendo a (7-35) e a (7-36), a expressão (7-32) fica

$$G_{fonte} \approx \frac{3}{4}(I_0\gamma M)^2\tau_c\left[C_{\kappa'}C_\kappa^{N+1}\right]_{66} \tag{7-37}$$

A condição "$T_j - T_\ell = T_n - T_m$" também é satisfeita nas situações em que os percursos "j" e "ℓ" se separam no sensor mas não no receptor, e os percursos "m" e "n" são comuns no sensor e distintos no receptor (como é óbvio, o caso recíproco também é válido). Fora dos interferómetros sensor e receptor, a condição "$T_j - T_\ell = T_n - T_m$" deve ser satisfeita dentro de cada um dos restantes "N" interferómetros. Estes casos têm duas propriedades específicas, nomeadamente

$$\cos(\varphi_j - \varphi_\ell + \varphi_m - \varphi_n) = \cos(\phi_r - \phi_s)$$

$$T_j - T_\ell = T_n - T_m \neq 0 \tag{7-38}$$

A primeira propriedade implica que o ruído induzido por estas contribuições depende do sinal aplicado ao interferómetro sensor; a segunda determina que o ruído é do tipo ruído de fase.

As configurações nas quais os percursos "j" e "ℓ" se separam no sensor mas não no receptor, e os percursos "m" e "n" são comuns no sensor e distintos no receptor, são ilustradas na Fig 7.5-a; as

configurações simétricas (percursos "j" e "ℓ" comuns no sensor) são explicitadas na Fig. 7.5-b.

Como foi referido, fora dos interferómetros sensor e receptor, a condição "$T_j - T_\ell = T_n - T_m$" deve ser satisfeita dentro de cada um dos restantes "N" interferómetros, existindo para os percursos j,ℓ,m,n as possibilidades explicitadas na Fig 7.4. No ponto de acoplamento à entrada do interferómetro sensor cada um dos seis estados pode ser transformado, com um peso "$A_jA_\ell A_mA_n$", em qualquer um dos estados definidos na Fig 7.5. Por exemplo, se o estado "1" é transformado no estado "s_1", então $A_jA_\ell A_mA_n = \kappa^{3/2}(1-\kappa)^{1/2}$. Assim, os coeficientes associados a esta transformação podem ser ordenados numa matriz "H_1" (percursos "j" e "ℓ" distintos no sensor) ou "H_2" (percursos "j" e "ℓ" comuns no sensor):

$$H_1 = \begin{bmatrix} d & d & f & f \\ d & f & d & f \\ f & f & d & d \\ f & d & f & d \\ d & d & f & f \\ f & f & d & d \end{bmatrix} \qquad H_2 = \begin{bmatrix} d & d & f & f \\ f & d & d & f \\ d & d & f & f \\ d & f & f & d \\ f & f & d & d \\ f & f & d & d \end{bmatrix} \tag{7-39}$$

sendo

$$\begin{aligned} d &= \kappa^{3/2}(1-\kappa)^{1/2} \\ f &= \kappa^{1/2}(1-\kappa)^{3/2} \end{aligned} \tag{7-40}$$

No ponto de acoplamento que liga o interferómetro sensor ao interferómetro seguinte o processo é invertido, e as matrizes correspondentes são as transpostas de "H_1" e "H_2", isto é, "H_1^T" e "H_2^T". Por simetria, o coeficiente global "$A_jA_\ell A_mA_n$" relativo a um conjunto de percursos {j,ℓ,m,n} da fonte óptica ao detector que cumprem a condição "$T_j - T_\ell = T_n - T_m$", deve ser independente da posição do interferómetro sensor na cadeia de interferómetros. Assim, seguindo um raciocínio semelhante ao que conduziu à expressão (7-35), tem-se

$$\sum_j \sum_\ell \sum_m \sum_n A_jA_\ell A_mA_n \cos[\varphi_j - \varphi_\ell + \varphi_m - \varphi_n] = 2\,\frac{1}{16}\left\{ \left[C_\kappa H_1^T H_1 C_\kappa^{N-1}\right]_{66} + \left[C_\kappa H_2^T H_2 C_\kappa^{N-1}\right]_{66} \right\} \cos(\phi_r - \phi_s) \tag{7-41}$$

Nesta expressão o factor "2" aparece porque, para cada configuração "s_i" (i = 1, 2, ...,8) dos percursos j,ℓ, m,n no interferómetro sensor, existem duas possibilidades para os percursos no interferómetro receptor; por sua vez, o factor 1/16 é o valor de "$A_jA_\ell A_mA_n$" no interferómetro receptor para qualquer uma das possibilidades ilustradas na Fig 7.5. Assim, de (7-37) e (7-41), obtem-se

$$G_{fonte} \approx (I_o \gamma M)^2 \tau_c \left\{ \frac{3}{4} \left[C_\kappa C_\kappa^{N+1} \right]_{66} + \frac{\phi_s}{4u} \left[\left[C_\kappa H_1^T H_1 C_\kappa^{N-1}\right]_{66} + \left[C_\kappa H_2^T H_2 C_\kappa^{N-1}\right]_{66} \right] \right\} \tag{7-42}$$

onde o parâmetro "u" é 1 ou 4, conforme se considere processamento homodino ou heterodino, respectivamente. Na situação em que os interferómetros são utilizados para detectar pequenos sinais, $\phi_s << 1$, donde é razoável desprezar a segunda parcela de (7-42) em face da primeira (o que também

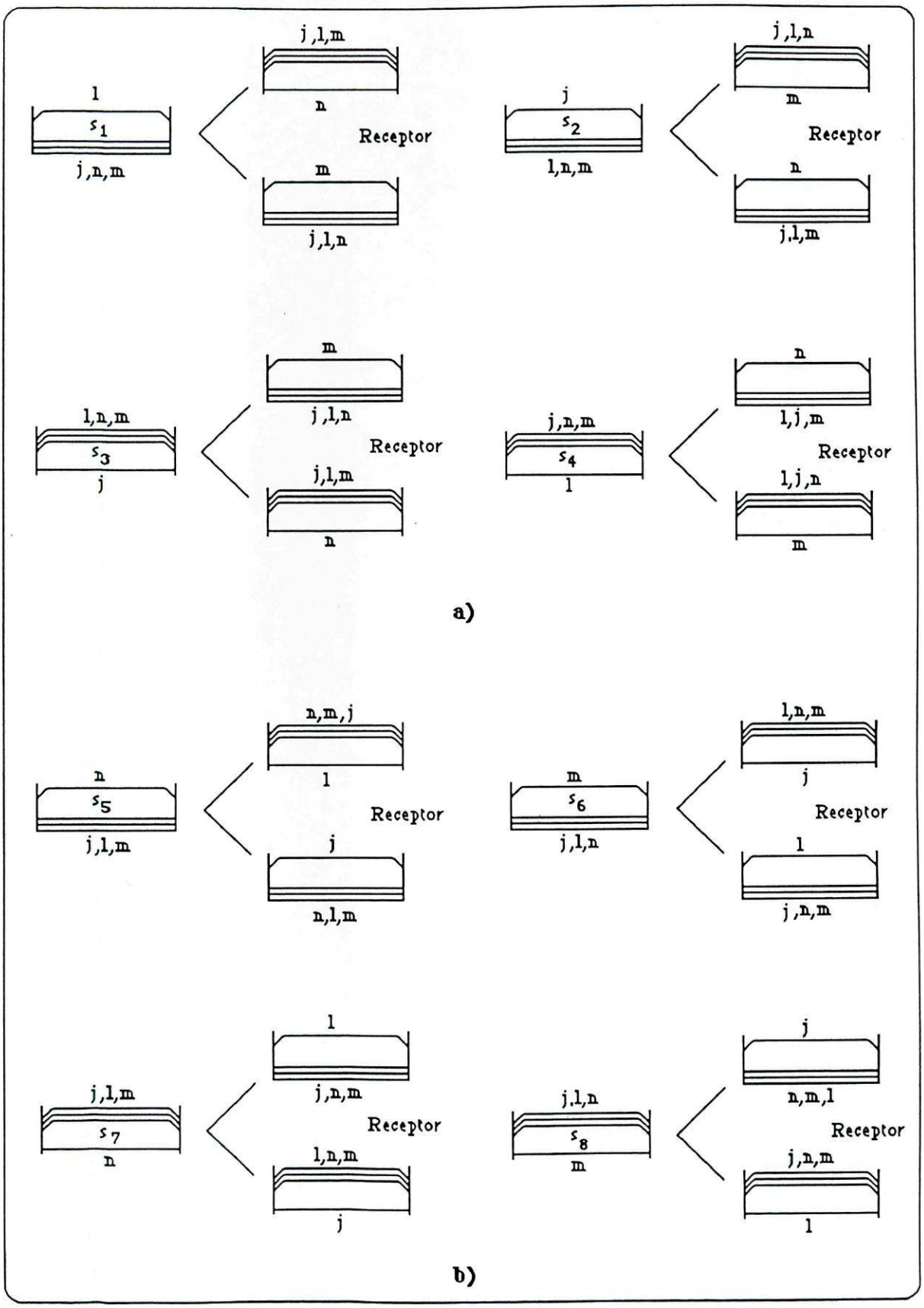

Figura 7.5. **a)** Configurações para os interferómetros sensor e receptor que satisfazem a condição $T_j - T_\ell = T_n - T_m$ com os percursos "j" e "ℓ" distintos no sensor ; **b)** casos para os quais os percursos "j" e "ℓ" são comuns no sensor.

simplifica consideravelmente o cálculo de valores numéricos). O elemento de matriz $(C_{\kappa'}C_{\kappa}^{N+1})_{66}$ pode ser avaliado tansformando a matriz "C_κ" numa matriz diagonal, sobre a qual se efectua a operação de levantar à potência "N+1", regressando-se de seguida à base inicial. Com esta técnica, obtem-se para a densidade espectral de ruído induzido pela fonte óptica* ($\kappa' = 1/2$)

$$G_{fonte} \approx \frac{3}{16}(I_o\gamma M)^2\tau_c\left[\frac{3}{2} - 2(\kappa - \frac{1}{2})^2\right]^{N+1} \tag{7-43}$$

7.3.3 Sensibilidade de Fase dos Sensores

Quando se considera a fonte de ruído "x" com densidade espectral "G_x", para se ter uma razão sinal-ruído unitária, então $S = BG_x$, onde "S" (o quadrado da potência de sinal) é dado por (7-20) ou (7-21), e "B" é a largura de banda de detecção. Assim, a fase mínima detectável quando se considera somente a fonte de ruído "x" é

---

* Para o caso de lasers semicondutores monomodo com ruído de intensidade desprezável, a amplitude complexa "v(t)" em (7-12) pode ser modelizada como tendo módulo unitário e uma fase com espectro plano que resulta de um processo aleatório Gaussiano (este modelo implica uma dependência espectral para a radiação emitida do tipo Lorentziano) [39]. Com este modelo, e seguindo um percurso similar ao que conduziu à expressão (7-31), obtem-se para a densidade espectral de ruído induzido pelas flutuações da fase da fonte óptica [163]

$$G_{Phase}(f) = \frac{2(I_o\gamma M)^2\tau_c}{1+(\pi f\tau_c)^2}\sum_j\sum_\ell\sum_m\sum_n A_jA_\ell A_mA_n\cos(\varphi_j-\varphi_\ell+\varphi_m-\varphi_n)\cos[2\pi f(T_j-T_n)] \tag{7-44}$$
$$T_j - T_\ell = T_n - T_m \neq 0$$

Esta expressão foi obtida na situação em que, no sistema, se tem interferómetros com não-balanceamentos "ΔL" muito menores ou muito maiores do que "L_c". No primeiro caso, no limite de $\Delta L \to 0$, a densidade espectral de ruído de fase é nula. Assim, (7-44) dá "G_{Phase}" gerada por todos os interferómetros existentes no sistema com $\Delta L >> L_c$.

É interessante aplicar esta expressão para o caso em que se tem somente um interferómetro (por exemplo, do tipo Michelson ou Mach-Zehnder) com constante de acoplamento "κ". Atendendo às possibilidades ilustradas na Fig 7.4, em que se tem "$T_j - T_\ell = T_n - T_m$", e impondo a condição adicional de que estas diferenças de tempos de percurso necessitam de ser diferentes de zero (o que significa que não se considera o ruído de intensidade da fonte), obtem-se

$$G_{Phase}(f) = \frac{4(I_o\gamma M)^2\tau_c}{1+(\pi f\tau_c)^2}\kappa^2(1-\kappa)^2 \tag{7-45}$$

Assumindo perdas desprezáveis e ausência de ganho na detecção ($\gamma = M = 1$), $I_A = I_o\kappa^2$ e $I_B = I_o(1-\kappa)^2$ são as potências ópticas que saem do interferómetro, provenientes de cada um dos seus braços. Assim, quando $\pi f\tau_c << 1$, tem-se:

$$G_{Phase} \approx 4I_AI_B\tau_c \tag{7-46}$$

que é precisamente o resultado derivado no Apêndice D para a densidade espectral de ruído de fase num interferómetro de duas ondas no regime incoerente (equação D-15).

$$\phi_{s|x} = \frac{1}{I_o \beta^{N+4} M\kappa(1-\kappa)} \sqrt{8uBG_x} \tag{7-47}$$

Note-se que "$\phi_{s|x}$" é uma fase diferencial, ou seja, é a diferença entre os sinais de fase induzidos pela acção de um dado mensurando nos modos rápido e lento da secção de fibra Hi-Bi sintonizada pelo sistema. Admitindo que não existe correlação entre as várias fontes de ruído, a fase mínima detectável é

$$\phi_s = \left[(\phi_{s|fonte})^2 + (\phi_{s|shot})^2 + (\phi_{s|electron})^2\right]^{1/2} \tag{7-48}$$

É importante identificar o valor do factor de acoplamento "κ" que minimiza a fase mínima detectável na presença de cada fonte de ruído, e também quando todas as fontes de ruído são consideradas em conjunto. A análise das expressões (7-20), (7-21), (7-22), (7-23) e (7-47) mostra que o efeito do ruído quântico e electrónico é minimizado quando $\kappa = 1/2$, resultando em

$$\phi_{s_{opt}|shot} = \left[\frac{64uBFh\upsilon_o}{\eta I_o \beta^{N+4}}\right]^{1/2} \tag{7-49}$$

$$\phi_{s_{opt}|electron} = \frac{h\upsilon_o \sqrt{128uB}}{I_o M e \eta \beta^{N+4}} \left[2ei_{dark}M^2F + \frac{4k\theta}{R_f} + i_A^2\right]^{1/2} \tag{7-50}$$

Por seu turno, a fase mínima detectável quando se considera o ruído da fonte óptica, é

$$\phi_{s|fonte} = \left[\frac{3uB\tau_c\left[\frac{3}{2} - 2\left(\kappa - \frac{1}{2}\right)^2\right]^{N+1}}{2\kappa^2(1-\kappa)^2}\right]^{1/2} \tag{7-51}$$

a qual é minimizada quando

$$\kappa = \kappa_{opt} = \frac{1}{2}; \qquad N = 1, 2, 3, 4, 5 \tag{7-52}$$

$$\kappa = \kappa_{opt} = \frac{1}{2}\left[1 + \left(1 - \frac{4}{N-1}\right)^{1/2}\right]$$

$$N \geq 5 \tag{7-53}$$

$$\kappa = \kappa_{opt} = \frac{1}{2}\left[1 - \left(1 - \frac{4}{N-1}\right)^{1/2}\right]$$

sendo as sensibilidades de fase correspondentes

$$\phi_{s_{opt}|fonte} = \left[24uB\tau_c\left(\frac{3}{2}\right)^{N+1}\right]^{1/2}; \qquad N = 1, 2, 3, 4, 5 \tag{7-54}$$

$$\phi_{s_{opt}|fonte} = (N-1)\left[\frac{3}{2}uB\tau_c\left(\frac{3}{2} - \frac{N-5}{2(N-1)}\right)^{N+1}\right]^{1/2}; \quad N \geq 5 \tag{7-55}$$

É interessante constatar que quando $N \geq 5$, "$\phi_{s|fonte}$" tem um máximo relativo quando $\kappa = 1/2$.

Quando todas as fontes de ruído são consideradas, o valor de "k" que minimiza o ruído total é

$$\kappa = \kappa_{opt} = 1/2 \quad ; \qquad N = 1, 2, 3, 4, 5 \tag{7-56}$$

Para $N > 5$, é complicado explicitar o valor óptimo para "κ". No entanto, como se verá na próxima secção, com valores razoáveis para os diversos parâmetros, "κ" e "ϕ_s" são essencialmente determinados pelo ruído induzido pela fonte óptica.

O valor do ganho "M" que minimiza "ϕ_s" é (considerando, para APD's de silício, $F = M^{0.25}$)

$$M = M_{opt} = \left[\frac{16 h \upsilon_o}{I_o \beta^{N+4} \eta e^2 + 4 h \upsilon_o e i_{dark}} \left(\frac{4k\theta}{R_f} + i_A^2 \right) \right]^{4/9} \qquad (7\text{-}57)$$

$$M_{opt} \geq 1$$

7.3.4 Resultados Numéricos

Para se obter resultados para a sensibilidade dos sensores, considerou-se a utilização de um SLD como fonte óptica, concretamente o modelo C86067E da RCA, com especificações : $I_o = 0.5$ mW, $\upsilon_o = 3.49 \times 10^{14}$ Hz ($\lambda = 860$ nm), $\Delta\lambda = 25$ nm (de (1-13) resulta $\tau_c = 6.6 \times 10^{-14}$ s, isto é, $L_c = 20$ μm). Os valores para os outros parâmetros são: $\beta = 0.9$ (perda conjunta de 0.45 dB em cada ponto de acoplamento),$M = F = 1$, $\eta = 0.7$, $\theta = 300$ K, $i_{dark} = 1$ nA, $R_f = 60$ kΩ*. O ruído electrónico foi avaliado para dois casos, nomeadamente: amplificador com entrada bipolar (exemplo: 741; $i_A^2 = 16$ pA^2/√Hz); amplificador com entrada FET (exemplo: 725; $i_A^2 = 0.02$ pA^2/√Hz). Em todas as situações tem-se processamento homodino, isto é, $u = 1$.

A Fig 7.6 mostra "$\phi_{slfonte}$", em função de "κ", tendo "N" como parâmetro. A Fig 7.7 ilustra os valores de "κ" que minimizam "$\phi_{slfonte}$", estando a dependência em "N" de "$\phi_{s_{opt}lfonte}$" representada na Fig 7.8 (todos os resultados para a sensibilidade estão normalizados por $\sqrt{B}$).

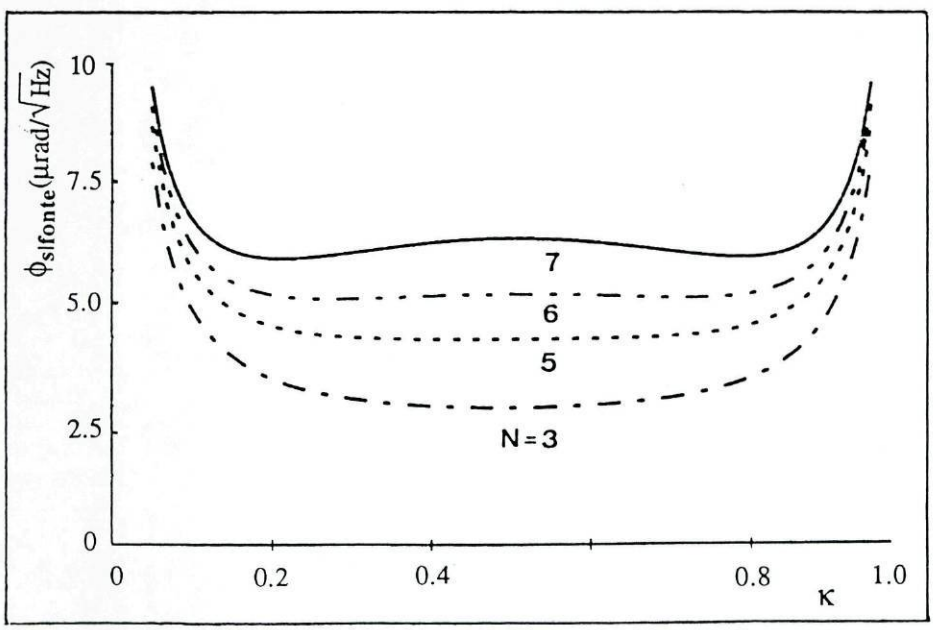

Figura 7.6. Fase mínima detectável, em função de "κ", quando se considera somente o ruído da fonte, tendo como parâmetro o número de sensores.

* Este valor para o ganho de transimpedância, conjugado com valores típicos para as capacidades parasitas existentes no detector e no preamplificador utilizados, determinam uma largura de banda de detecção de ≈ 50 kHz.

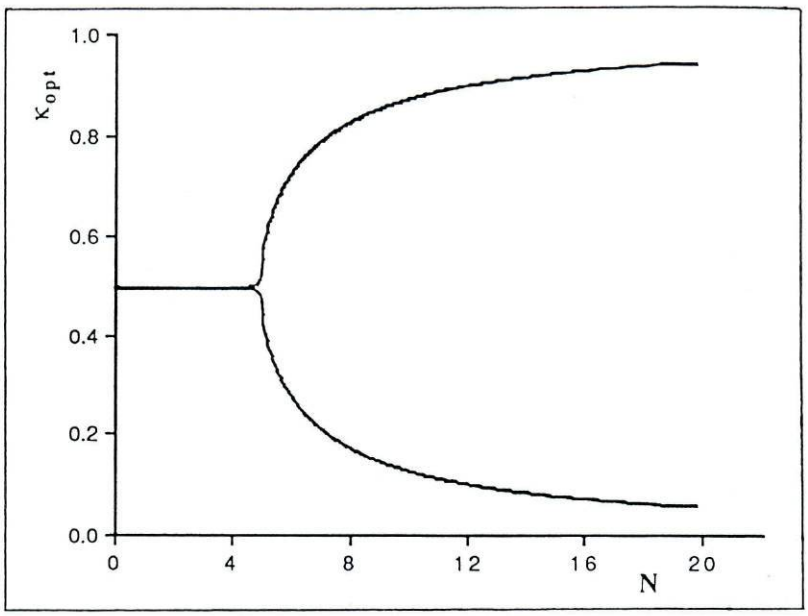

Figura 7.7. Valores de "κ" que minimizam "$\phi_{slfonte}$".

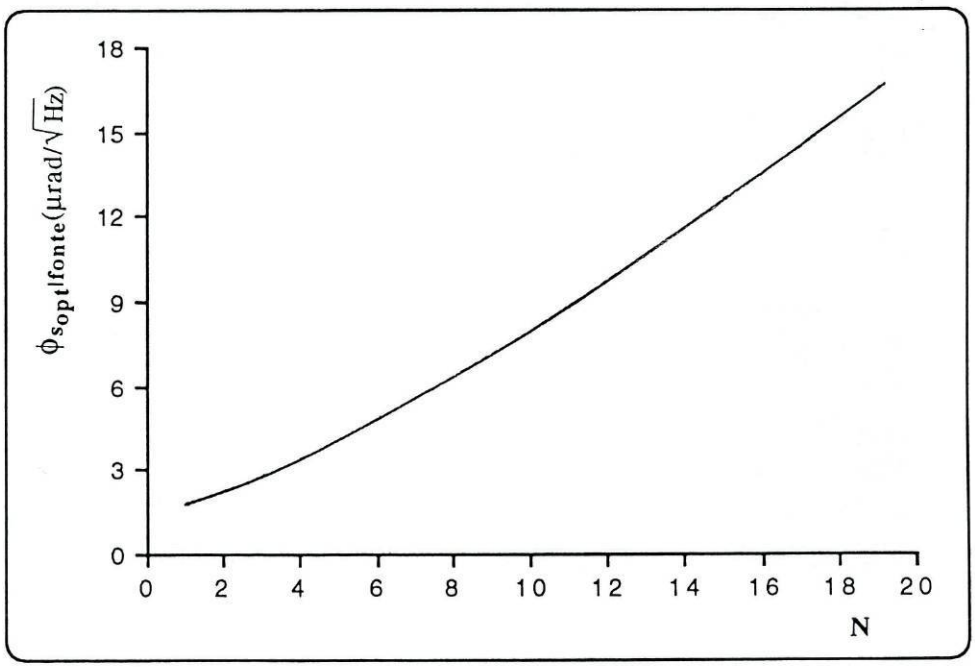

Figura 7.8. Sensibilidade de fase, em função de "N", quando se considera somente o ruído da fonte e se utiliza para "κ" os valores óptimos ilustrados na Fig 7.7.

As Fig 7.9 e 7.10 mostram a sensibilidade de fase determinada pelo ruído quântico e pelo ruído electrónico, respectivamente.

Dos resultados apresentados, retira-se claramente que o ruído induzido pela fonte é dominante, sendo a correspondente fase mínima detectável dependente do valor do factor de acoplamento "κ" (Fig 7.6). Os dois valores óptimos para "κ" são distintos para $N > 5$ (Fig. 7.7), sendo simétricos em torno de $\kappa = 0.5$ (o que é também verdadeiro quando se considera o conjunto de todas as fontes de ruído, dado que as contribuições relativas ao ruído quântico e electrónico têm uma dependência em "κ" simétrica em torno de $\kappa = 0.5$). Apesar de os dois valores para "κ" serem equivalentes em termos

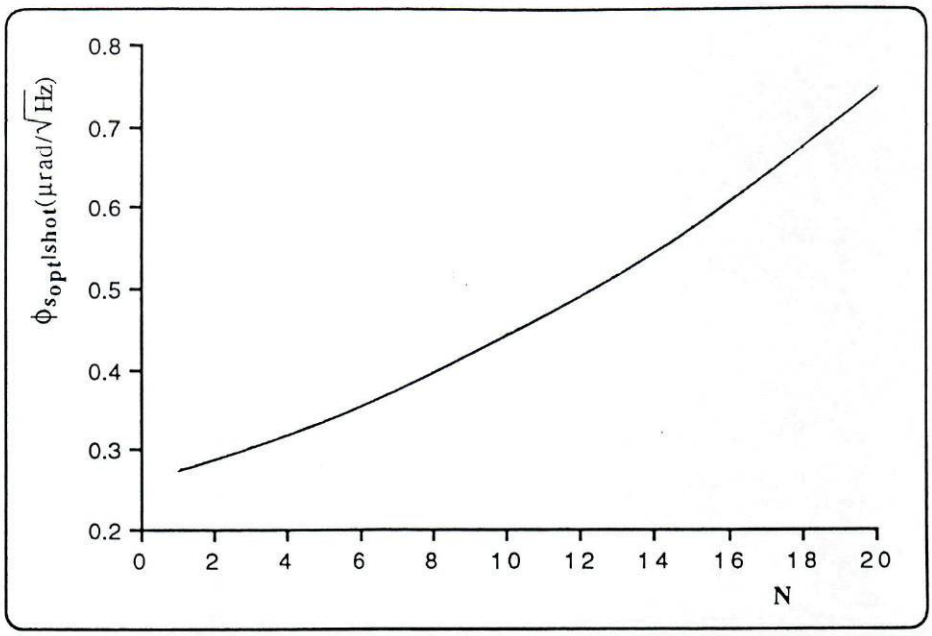

Figura 7.9. Sensibilidade de fase quando se considera somente o ruído quântico.

da sensibilidade dos sensores, é preferível, em princípio, implementar na prática o valor mais pequeno, dado que isso corresponde ao caso em que a rotação entre secções adjacentes de fibra tem uma amplitude mais pequena (ângulo "α": $\kappa = sen^2\alpha$).

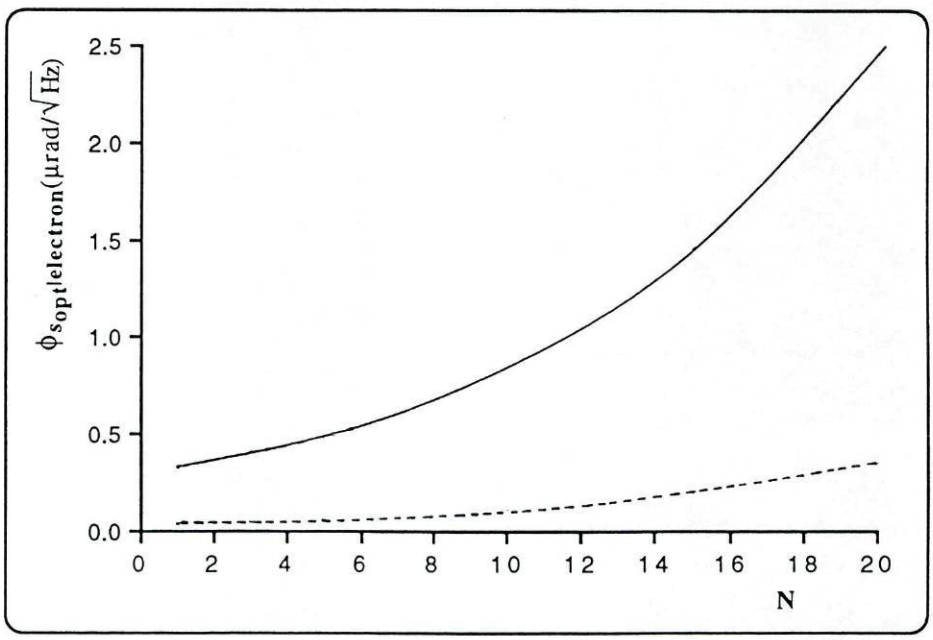

Figura 7.10. Sensibilidade de fase quando se considera somente o ruído electrónico (curva contínua: amplificador bipolar - 741; curva a tracejado: amplificador FET - 725).

A Fig 7.9 mostra que a sensibilidade imposta pelo ruído quântico é cerca de uma ordem de grandeza inferior à determinada pelo ruído induzido pela fonte. De facto, na presente topologia e para níveis razoáveis de potência óptica injectada no sistema (da ordem do mW), o ruído quântico não é muito importante, sendo isto uma consequência do nível relativamente elevado de potência óptica incidente no detector (para além das perdas nas juntas, somente existe perda significativa de potência

óptica no analisador e no interferómetro receptor).

Para o caso do amplificador bipolar considerado, o ruído electrónico é dominado pelo ruído do próprio amplificador. Se este tem entrada FET, o ruído térmico gerado na resistência de realimentação é a principal contribuição para o ruído electrónico (sendo, no entanto, muito inferior ao gerado pelo amplificador bipolar - Fig 7.10). Em qualquer dos casos analisados, o nível de ruído electrónico é significativamente inferior ao nível do ruído induzido pela fonte.

Foi referido, no contexto da equação (7-56), que o valor óptimo de "κ", em termos da optimização da sensibilidade dos sensores, é (para valores razoáveis dos diversos parâmetros) essencialmente determinado pelo ruído da fonte, sendo, assim, dado aproximadamente pela expressão (7-55) - para $N > 5$. Os resultados que se apresentam na Tabela 7.3 confirmam que é, de facto, isso o que acontece.

N	κ_{opt} *(ruído da fonte)*	κ_{opt} *(ruído total)*	$\phi_{s_{opt}\|fonte}$ *($\mu rad/\sqrt{Hz}$)*	$\phi_{s_{opt}}$ *($\mu rad/\sqrt{Hz}$)*
1	0.500	0.500	1.88	1.91
2	0.500	0.500	2.30	2.33
3	0.500	0.500	2.83	2.86
4	0.500	0.500	3.46	3.48
5	0.500	0.500	4.24	4.26
6	0.276	0.279	5.10	5.12
7	0.211	0.214	5.97	5.98
8	0.173	0.175	6.83	6.85
9	0.146	0.148	7.68	7.71
10	0.127	0.129	8.54	8.58

Tabela 7.3. Valores de "κ" (do ramo inferior da Fig. 7.7) que minimizam "$\phi_{s|fonte}$" e "ϕ_s" (amplificador 741), resultando nas sensibilidades de fase "$\phi_{s_{opt}|fonte}$" e "$\phi_{s_{opt}}$", respectivamente.

A sensibilidade dos sensores é também optimizada para um determinado ganho na detecção (expressão (7-57)). A Fig 7.11 mostra, em função de "M", a sensibilidade de fase determinada pelo conjunto "ruído quântico + ruído electrónico" ($\kappa = 0.5$, $N = 10$, amplificador 741). O valor óptimo para "M" é $M = M_{opt} \approx 4.4$ (o ruído induzido pela fonte não depende de "M"; assim, o valor de "M" que optimiza a sensibilidade determinada pelo conjunto "ruído quântico + ruído electrónico" é também aquele que optimiza a sensibilidade global do sistema).

7.4 IMPLEMENTAÇÃO EXPERIMENTAL

A Fig 7.12 mostra o esquema da experiência efectuada, em que se simula a situação em que se

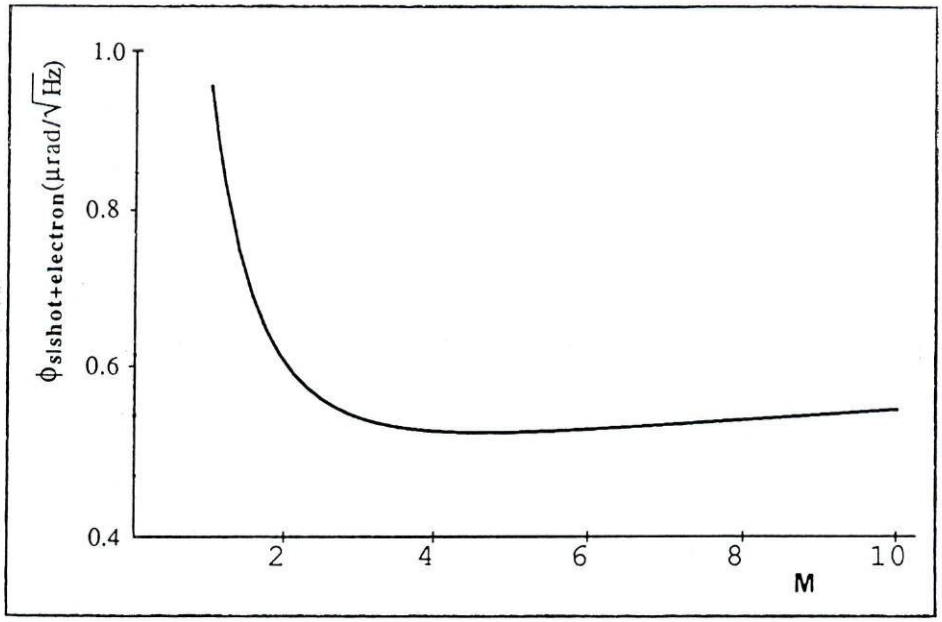

Figura 7.11. Sensibilidade determinada pelo conjunto "ruído quântico + ruido electrónico", em função de "M", para N = 10, $\kappa = 0.5$ e amplificador 741.

tem três sensores na rede. Como fonte óptica de baixa coerência utilizou-se o laser semicondutor Hitachi 7801E ($\lambda_o = 780$ nm) operado 5 mA abaixo do seu limiar ($i_{th} = 41$ mA). Neste regime, o laser é acentuadamente multimodo. A visibilidade das franjas em função do não-balanceamento "ΔL" de um interferómetro de Michelson iluminado pelo laser, operado nas referidas condições, encontra-se representada na Fig 7.13. Desta figura obtem-se $L_c \approx 20$ μm. No entanto, este valor deve ser interpretado com cuidado. De facto, para $\Delta L > L_c$ observou-se a existência de regiões onde a visibilidade das franjas não era desprezável, sendo-o nas regiões intermédias. Este fenómeno é consequência do carácter multimodo da radiação injectada no interferómetro (secção 6.1).

A radiação emitida pela fonte era polarizada, sendo de seguida injectada na primeira secção de fibra

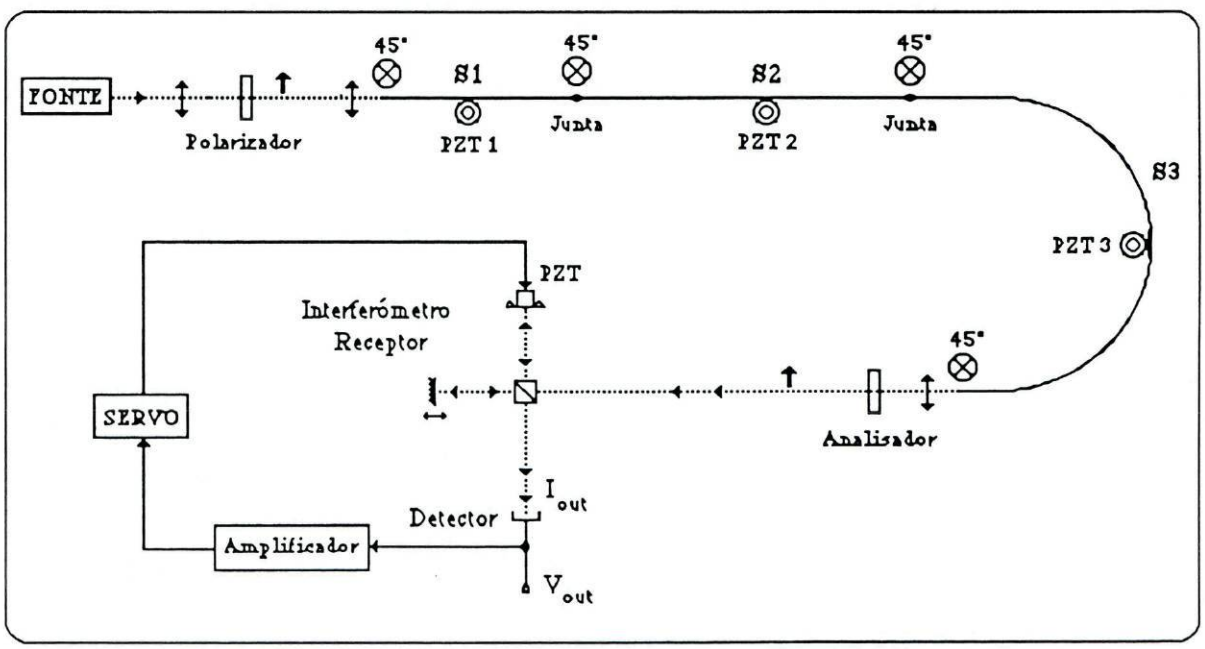

Figura 7.12. Esquema da experiência efectuada.

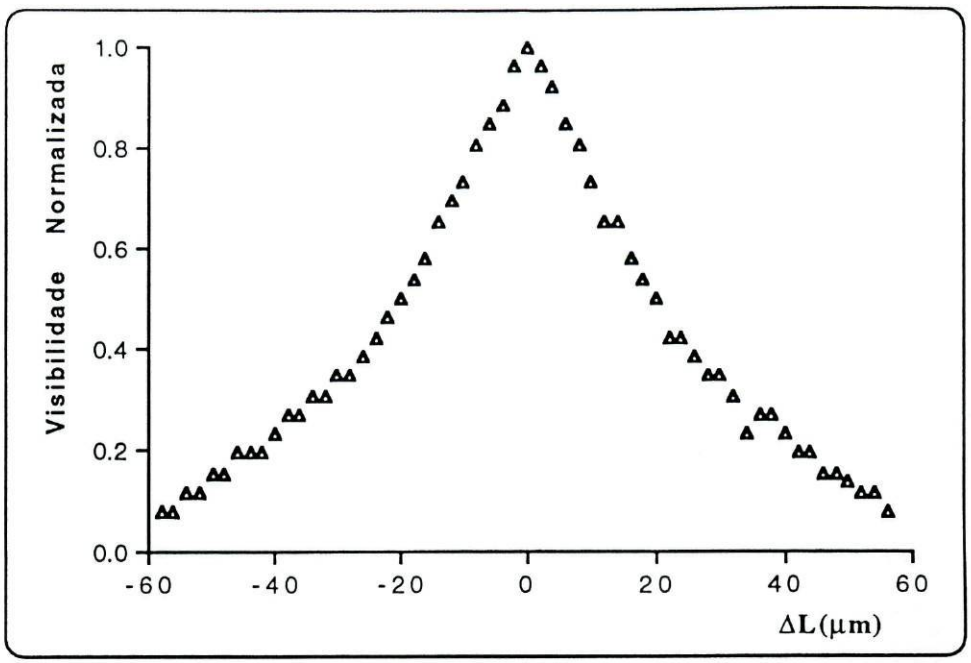

Figura 7.13. Visibilidade das franjas em função do não-balanceamento "ΔL" de um interferómetro de Michelson iluminado pela fonte óptica utilizada na experiência (visibilidade normalizada pelo seu valor em $\Delta L = 0$).

birrefringente, fazendo a direcção de polarização um ângulo de 45±2° com os eixos próprios da fibra*. Esta tinha um comprimento de batimento "L_b" de ≈ 1.3 mm a 780 nm. As extensões das três secções de fibra, correspondentes aos três sensores, eram de 2±0.05 m, 6±0.05 e 16±0.05 m, respectivamente, isto é, seguem a relação 1, 3, 8 obtida a partir da expressão (7-8) para a eliminação das interferências cruzadas entre os sensores. Atendendo ao valor de "L_b", o não-balanceamento óptico entre a propagação nos modos lento e rápido destas secções de fibra é de: 1.21±0.03 mm, 3.64±0.03 mm e 9.68±0.03 mm, respectivamente. Em cada junta (efectuada por fusão: perda de ≈ 0.2 dB) os eixos próprios das duas extremidades de fibra tinham uma rotação relativa de 45±5°, donde o factor de acoplamento de potência "κ" tinha o valor de 0.5±0.09 (por (7-56), o valor óptimo de "κ" é 0.5). Para aplicar sinais de teste aos interferómetros polarimétricos utilizou-se cilindros piezoeléctricos (diâmetro: 6.5 cm), em torno dos quais as fibras de cada secção eram enroladas sob tensão. As eficiências foram determinadas pela técnica descrita no Apêndice B, sendo : PZT 1: 5.2 mrad/V; PZT 2: 15.6 mrad/V; PZT 3: 41.7 mrad/V (a 1 kHz). A radiação que emergia do último troço de fibra, após ser colimada, atravessava um analisador com o eixo óptico orientado na direcção vertical, em relação

* A determinação da orientação dos eixos próprios da fibra Hi-Bi foi efectuada da forma seguinte. Radiação linearmente polarizada (na direcção vertical) foi injectada na extremidade de entrada da fibra Hi-Bi. A radiação que saía da fibra atravessava um analisador, incidindo então num detector. A extremidade de entrada da fibra era sucessivamente rodada em passos de pequena amplitude. Para cada passo, o analisador era rodado até se obter a posição em que a intensidade detectada era mínima. Na situação em que esta intensidade era praticamente nula (mesmo com perturbações mecânicas aplicadas ao longo da extensão de fibra), a radiação estava a ser injectada num dos modos próprios da fibra, cuja orientação à saída desta fazia um ângulo de 90° com o eixo óptico do analisador.

ao qual os eixos próprios da fibra (na sua extremidade) faziam um ângulo de 45±2°. Um dos espelhos do interferómetro receptor podia ser deslocado de forma a sintonizar sequencialmente cada um dos interferómetros sensores. Quando isso acontecia, um sistema de realimentação (largura de banda: ≈ 20 Hz) aplicava um sinal de erro ao PZT acoplado ao segundo espelho do interferómetro receptor, mantendo o conjunto "interferómetro sensor + interferómetro receptor" numa das posições centrais de quadratura ($\Delta L_{total} = \pm \lambda/8$).

7.5 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E RESPECTIVA AVALIAÇÃO

A potência média incidente no detector foi determinada como sendo ≈ 1.2 μW. Com o sistema sintonizado para o sensor "1", aplicou-se ao interferómetro "1" (via ZPT "1") um sinal sinusoidal de fase com frequência de 200 Hz e amplitude de ≈ 3.1 rad. O sinal "V_{out}" respectivo encontra-se representado na Fig 7.14.

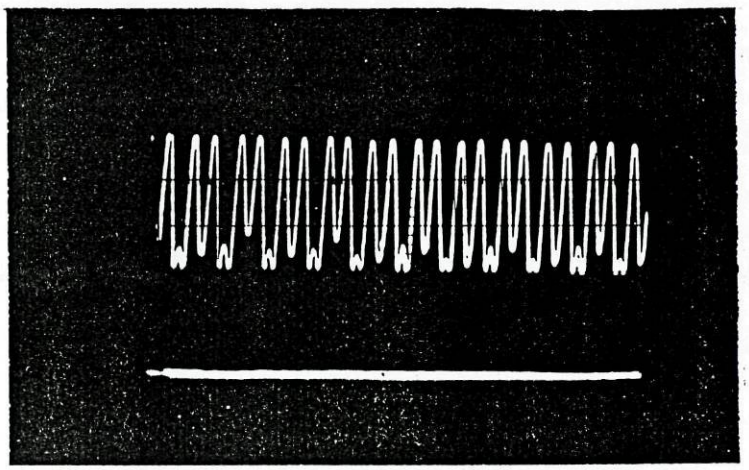

Figura 7.14. Sinal "V_{out}" com o sistema sintonizado para o sensor "1", ao qual se aplicou um um sinal sinusoidal de fase a 200 Hz com uma amplitude de ≈ 3.1 rad (mostra-se igualmente o nível de referência, isto é, $V_{out} = 0$; escala: 0.2 V/div).

Desta figura decorre que a visibilidade das franjas é ≈ 0.42 (o máximo teórico é 0.5), valor similar ao encontrado quando se sintonizava o interferómetro "2", ou o interferómetro "3". No entanto, verificou-se que, com o sistema sintonizado para o interferómetro "1", a visibilidade apresentava flutuações em torno deste valor médio com amplitudes que atingiam os ± 15% (estas flutuações eram bem menos significativas quando se sintonizava os outros interferómetros). Certamente, a origem deste fenómeno não está na flutuação do estado de polarização das ondas que interferem, já que este estado se encontra sempre bem definido ao longo do sistema. Provavelmente, trata-se de uma consequência do carácter multimodo da radiação que se propaga no sistema, já que se constatou que o não-balanceamento do interferómetro "1" se situava próximo do valor onde existia uma região com visibilidade residual (naturalmente, quando o não-balanceamento aumenta, a amplitude das franjas nestas regiões torna-se cada vez mais reduzida, o que pode, eventualmente, explicar a menor amplitude das flutuações de visibilidade quando o sistema era sintonizado para qualquer um dos outros dois interferómetros).

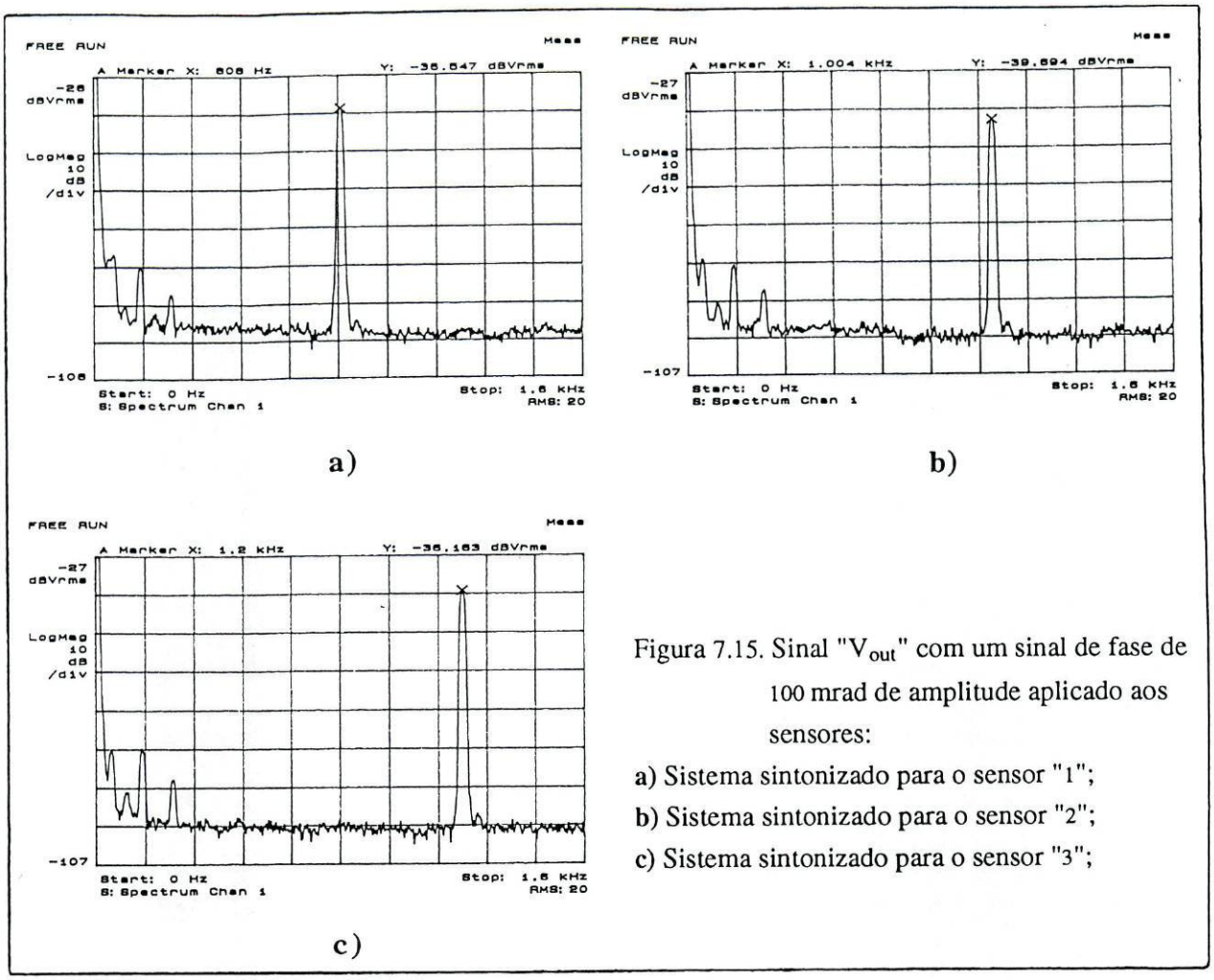

Figura 7.15. Sinal "V_{out}" com um sinal de fase de 100 mrad de amplitude aplicado aos sensores:

a) Sistema sintonizado para o sensor "1";

b) Sistema sintonizado para o sensor "2";

c) Sistema sintonizado para o sensor "3";

A Fig 7.15 mostra o sinal "V_{out}" quando um sinal sinusoidal de fase de amplitude 100 mrad foi aplicado simultaneamente a todos os sensores com frequências: sensor 1 - 800 Hz; sensor 2 - 1000 Hz; sensor 3 - 1200 Hz. As Figs 7.15-a, Figs 7.15-b e Figs 7.15-c dizem respeito ao sistema sintonizado para os sensores "1", "2" e "3", respectivamente (B = 16 Hz). Como seria de esperar, não é visível interferência recíproca entre os sensores. Das figuras retira-se também a sensibilidade de fase dos sensores, a qual é: 26 $\mu rad/\sqrt{Hz}$ (sensor 1); 35 $\mu rad/\sqrt{Hz}$ (sensor 2); 21 $\mu rad/\sqrt{Hz}$ (sensor 3). É interessante avaliar a sensibilidade determinada pelas fontes primárias de ruído. Assim, atendendo aos valores experimentais para os diversos parâmetros, e utilizando a teoria da secção 7.3, encontra-se: $\phi_{slshot} \approx 2.5\ \mu rad/\sqrt{Hz}$; $\phi_{slfonte} \approx 2.3\ \mu rad/\sqrt{Hz}$. Por outro lado, quando nenhuma potência óptica incidia no detector, o nível de ruído na saída "V_{out}" era de $\approx$ - 100 dBV_{rms} a 1 kHz (B = 16 Hz), isto é, $G_{electron} \approx 2.5 \times 10^{-23}\ W^2/Hz$. Assim, obtem-se $\phi_{slelectron} \approx 14.7\ \mu rad/\sqrt{Hz}$. Pela expressão (7-48), a sensibilidade global é $\phi_s \approx 15\ \mu rad/\sqrt{Hz}$. Este resultado indica claramente que o ruído electrónico é dominante, sendo assim vantajoso, para a diminuição de "$\phi_{slelectron}$", utilizar um APD na detecção (para além do aumento da potência óptica injectada no sistema). Note-se que o valor obtido para "$\phi_{slfonte}$" deve ser interpretado com cuidado no presente contexto, já que a expressão (7-54) foi obtida para o caso de uma fonte óptica de características térmicas (de que os SLD são uma boa aproximação), não sendo isso o que aconteceu na situação experimental em que se utilizou um laser semicondutor operado abaixo do seu limiar. Os resultados anteriores indicam que o valor

experimental para "ϕ_s" é mais elevado por um factor da ordem de 1.8 relativamente ao valor teórico. É provável que a razão para tal esteja no acoplamento de ruído ambiental aos interferómetros, o qual era particularmente significativo no local onde se realizou a experiência.

Os sinais de teste foram aplicados aos interferómetros utilizando-se cilindros piezoeléctricos em torno dos quais a fibra era enrolada sob tensão. Como consequência, é induzida birrefringência adicional na fibra, "Ψ_{tc}", a qual deve ser muito inferior à birrefringência interna da fibra "Ψ_{int}" por forma a não alterar apreciavelmente as propriedades da fibra, em termos da manutenção do estado de polarização da radiação quando injectada num dos seus modos próprios. Em termos do raio externo da fibra, "r", do raio do cilindro piezoeléctrico, "R", da deformação axial da fibra, "ε", e dos coeficientes elasto-óptico ("C_s") e de Poisson ("χ") da fibra, tem-se [183]

$$\Psi_{tc} = C_s \left[\frac{2 - 3\chi}{1 - \chi}\right] \frac{r}{R} \varepsilon \qquad (7\text{-}58)$$

Para r = 65 μm, R = 3.25 cm, $\varepsilon = 1 \times 10^{-6}$, $\chi = 0.17$ e $C_s = 2 \times 10^6$ rad/m (em sílica), obtem-se $\Psi_{tc} = 7 \times 10^{-3}$ rad/m. Por outro lado, para $L_b = 1.3$ mm, $\Psi_{int} = 4.8 \times 10^3$ rad/m. Assim, $\Psi_{tc} << \Psi_{int}$, sendo pois desprezável o efeito atrás mencionado.

O estudo realizado neste capítulo permitiu concluir que a multiplexagem em coerência de sensores polarimétricos, quando implementada com fontes ópticas de baixa coerência e de elevada eficiência de acoplamento da radiação emitida à fibra óptica, permite obter sensibilidades de fase excelentes para os sensores (mesmo quando estes são em número significativo), elevada gama dinâmica de medição, medição essa que é recuperável sem ambiguidade todas as vezes que o sistema é ligado, e nível de "crosstalk" desprezável entre sensores, desde que certas regras sejam satisfeitas. Estas implicam que os sensores tenham não-balanceamentos distintos, o que, por sua vez, implica propriedades distintas, sendo isto frequentemente não aceitável. No entanto, como se viu na secção 7.2, é possível encontrar soluções em que os não-balanceamentos dos sensores sejam todos muito próximos uns dos outros, o que, de certa forma, atenua o problema da individualização das suas propriedades. Mesmo assim, a amplitude do intervalo de sintonização dos sensores da rede efectuada pelo interferómetro receptor obriga, muito provavelmente, a que este interferómetro seja clássico ou, na melhor das hipóteses, implementado em fibra, isto é, elimina a possibilidade de um interferómetro receptor integrado. A consequência , na prática, é a inviabilização da leitura de mensurandos que variam rapidamente no tempo. Assim, é provável que a técnica descrita neste capítulo seja particularmente útil para a monitoração quase-distribuida de grandezas físicas quase-estáticas, de que são exemplos a temperatura e a pressão hidrostática.

Como referido, a análise apresentada na secção 7.2 permitiu obter certas condições para o não-balanceamento dos sensores, as quais, quando aplicadas, eliminam o "crosstalk" entre eles (excepto, possivelmente, o associado a uma coerência residual da radiação). Nesta situação, foi possível a optimização da sensibilidade dos sensores. No entanto, uma outra perspectiva consiste em admitir um certo nível de "crosstalk" entre os sensores, assim como uma eventual degradação da sensibilidade dos mesmos, em troca da sua uniformização, isto é, todos eles terem as mesmas

características físicas (por exemplo, o mesmo não-balanceamento) [92,177]. Para tal, deve-se ter um valor baixo para "κ" nos pontos de acoplamento, de forma a ser aceitável desprezar os acoplamentos de potência de ordem "i", que têm peso proporcional a κ^i, quando $i > 1$. Por outro lado, este esquema implica que a leitura dos sensores seja diferencial, isto é, por exemplo, a informação relativa ao sensor "N-1" é obtida subtraindo o sinal derivado do ponto de acoplamento "N" do sinal derivado do ponto de acoplamento "N-1". Este processo diminui a visibilidade dos sensores devido ao facto de, à saída, a potência nos modos rápido e lento ser muito diferente. Em princípio, isto implicará uma degradação da sensibilidade dos mesmos. No entanto, para se ser conclusivo, seria necessário estudar o efeito deste factor sobre o nível de ruído de fase presente no sistema. À partida, os resultados da Fig 7.7 parecem indicar que, quando o número de sensores aumenta, a configuração de baixos valores para "κ" não é penalizada substancialmente em termos da sensibilidade dos sensores. No entanto, um problema significativo desta configuração reside na gama elevada de varrimento que é exigida ao interferómetro receptor, a qual deve ser, no mínimo, igual ao não-balanceamento entre os modos rápido e lento a partir do primeiro ponto de acoplamento. Independentemente deste aspecto, é de realçar novamente que a principal vantagem desta configuração reside na possibilidade de os sensores serem todos iguais, o que simplifica consideravelmente operações tais como reparação dos sensores, substituição dos mesmos, etc. Note-se que esta característica pode ser preservada utilizando-se outro tipo de endereçamento, como é o caso do descrito no Capítulo 6 (endereçamento temporal + leitura em coerência).

8

INTERROGAÇÃO DE CAVIDADES DE FABRY-PÉROT DE BAIXO CONTRASTE UTILIZANDO TÉCNICAS DE MULTIPLEXAGEM TEMPORAL

8.1 DESCRIÇÃO DO PRINCÍPIO

8.2 APLICAÇÃO A ESQUEMAS DE PROCESSAMENTO HOMODINO PASSIVO

8.3 QUANTIFICAÇÃO DOS ERROS DE PROCESSAMENTO

8.4 ANÁLISE DA UTILIZAÇÃO DA CAVIDADE DE FABRY-PÉROT DE BAIXO CONTRASTE COMO ELEMENTO SENSOR

Foi mencionado no Capítulo 1 que os sensores interferométricos de fibra óptica têm vindo a ser utilizados na medição de um número crescente de grandezas físicas, nas mais diversas situações. Em particular, nos casos em que o ambiente de medição é hostil (por exemplo, em aeronaves, em plataformas petrolíferas, em centrais nucleares, etc.), ou em que o volume da zona de medição é reduzido (por exemplo, em aplicações médicas), é importante que o elemento sensor tenha pequenas dimensões, por forma a serem atenuados os problemas das sensibilidades cruzadas e da disponibilidade de espaço. Nestes casos, um interferómetro de Fabry-Pérot, de baixo contraste e com uma cavidade óptica muito pequena, é uma escolha atractiva para o elemento sensor. No entanto, a interrogação destas cavidades com dimensões da ordem das dezenas de micrometros e com a exigência de resoluções de fase da ordem do micro-radiano, não é possível com as técnicas de processamento de sinal desenvolvidas para os interferómetros de fibra óptica do tipo Michelson ou Mach-Zehnder. Métodos que se baseiam na modulação da frequência da radiação emitida ou na interferometria de luz branca não são viáveis para cavidades tão pequenas. Esquemas de processamento homodino passivo, que dependem da geração de sinais ópticos em quadratura via comutação da frequência de emissão da fonte óptica [72], da manipulação do estado de polarização da radiação que se propaga no sistema [184,185], ou da utilização de acopladores direccionais tipo 3x3 implementados em fibra [71], não são adequados no presente contexto. A técnica da comutação da frequência óptica, com as fontes ópticas actualmente disponíveis, exigiria cavidades com dimensões

superiores a 2 mm, enquanto os outros esquemas são só aplicáveis em interferómetros tipo Michelson ou Mach-Zehnder. Obviamente, qualquer solução que exija actuação nos parâmetros da cavidade (como é o caso das técnicas de processamento homodino activo) não é, aceitável, em princípio, dado que, frequentemente, se pretende que estes sensores operem remotamente.

Neste capítulo, descreve-se um método de interrogação passiva de cavidades de Fabry-Pérot de baixo contraste, baseado em técnicas de multiplexagem temporal, o qual não impõe nenhuma restrição ao comprimento das mesmas. O princípio deste método é desenvolvido na secção 8.1. Na secção 8.2, este método é combinado com vários esquemas de processamento de sinal para a recuperação dos sinais aplicados à cavidade, sendo apresentados resultados experimentais. Na secção 8.3, é efectuada uma análise dos erros de leitura introduzidos, quando certas condições necessárias à implementação da técnica de desmodulação são só parcialmente satisfeitas. Finalmente, na secção 8.4, é efectuada uma análise detalhada dos erros introduzidos quando a função de transferência de um interferómetro de Fabry-Pérot de baixo contraste é aproximada pela função de transferência de um interferómetro de duas ondas. É também estudada a propagação destes erros ao longo de certos esquemas de processamento de sinal.

8.1 DESCRIÇÃO DO PRINCÍPIO

O princípio consiste em implementar, no elemento sensor, dois interferómetros cujas saídas variam em quadratura. O conceito é ilustrado na Fig 8.1.

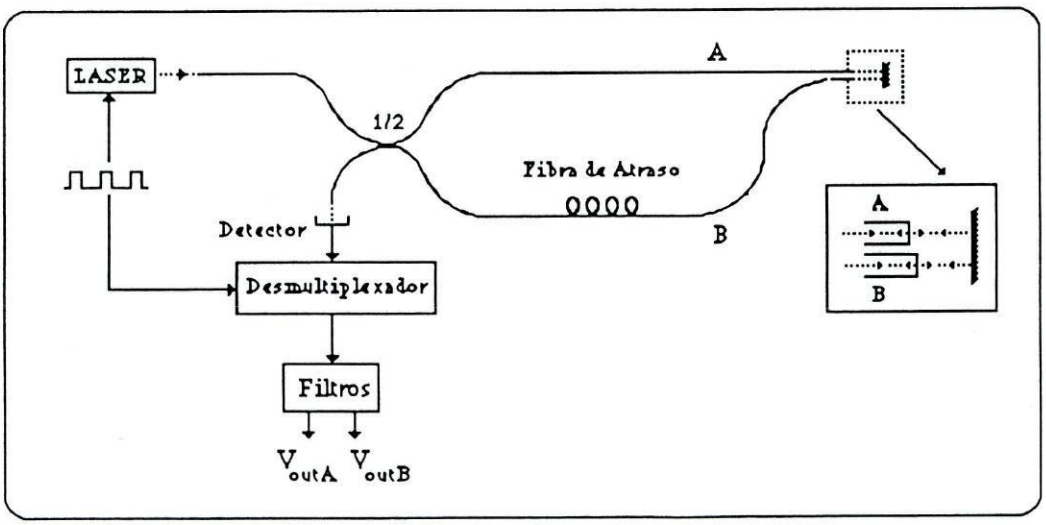

Figura 8.1. Esquema que ilustra a geração de dois sinais interferométricos, os quais variam em quadratura.

No interferómetro "A" adicionam-se a onda reflectida na extremidade da fibra "A" com a onda reinjectada na fibra após reflexão na superfície do elemento (espelho, diafragma, etc.) cujo deslocamento se pretende medir. Um interferómetro similar é formado com a fibra "B". No entanto, as distâncias entre o elemento reflector e as extremidades das fibras "A" e "B" são diferentes de $m\lambda/2 \pm \lambda/8$, onde "m" é um inteiro e "λ" é o comprimento de onda da radiação. Assim, é introduzida

uma diferença de fase estática de $\pi/2$ (módulo 2π) entre os dois interferómetros. As extremidades das duas fibras devem estar montadas de maneira a que a sua separação lateral seja a menor possível (isto é, da ordem de 125 μm para fibra monomodo normal), o que significa que os dois interferómetros estão a interrogar zonas muito próximas do elemento sensor, as quais, em princípio, têm a mesma amplitude de deslocamento (em certas aplicações isto pode não ser rigorosamente verdade; nestes casos, a separação lateral dos núcleos das duas fibras pode ser reduzida a alguns micrometros, através do polimento das baínhas respectivas).

A discriminação dos sinais dos dois interferómetros é efectuada temporalmente, via modulação da potência óptica injectada no sistema e da inserção de uma linha de atraso numa das fibras (fibra "B", na Fig 8.1). As condições exactas necessárias à separação temporal dos sinais são idênticas às explicitadas na secção 3.1 (equações 3.1 a 3.5). Admitindo que a função de transferência dos dois interferómetros pode ser aproximada pela função de transferência resultante da interferência de duas ondas (o que é razoável caso a reflectividade do elemento sensor seja pequena - este assunto será analisado na secção 8.4), tem-se

$$V_{outA} \approx V_A[1 + k_A\cos(\phi_o + \phi_s\text{sen}\omega_s t)] \tag{8-1}$$

$$V_{outB} \approx V_B[1 + k_B\cos(\phi_o \pm 2m\pi \pm \frac{\pi}{2} + \phi_s\text{sen}\omega_s t)]$$

$$= V_B[1 \pm k_B\text{sen}(\phi_o + \phi_s\text{sen}\omega_s t)] \tag{8-2}$$

onde "ϕ_o" é a fase quase-estática associada ao não-balanceamento comum dos dois interferómetros, com visibilidades "k_A" e "k_B" respectivamente, "$\phi_s\text{sen}\omega_s t$" é o sinal de fase aplicado à cavidade, e "V_A", "V_B" são proporcionais às potências ópticas de retorno dos interferómetros respectivos. Estas expressões mostram que os sinais "V_{outA}" e "V_{outB}" variam em quadratura.

Devido à multiplexagem temporal, existe um intervalo temporal "Δt" entre as interrogações do deslocamento do elemento reflector efectuadas pelos dois interferómetros. Assim, para a técnica descrita acima ser viável, é necessário que $2\pi/\Delta t >> \omega_s$ (se "T" for o período da sequência de impulsos ópticos injectados no sistema, então $\Delta t = T/4$). Por exemplo, para $1/T = 100$ kHz, $\omega_s = 2\pi \times 10^3$ e $\phi_s = 1$ rad, na situação mais desfavorável, a diferença entre "V_{outA}" e "V_{outB}" é $\approx 1\%$ (neste cálculo considera-se que os dois interferómetros têm o mesmo não-balanceamento e que $V_A = V_B$, $k_A = k_B$). Caso se revele necessário, este erro relativo pode ser reduzido aumentando a frequência de amostragem (para $1/T = 1$ MHz, obtem-se um valor de $\approx 0.1\%$). Por outro lado, é importante salientar que, normalmente, os deslocamentos a medir correspondem a amplitudes de fase muito inferiores a 1 rad, o que reduz proporcionalmente a relevância deste efeito.

O conceito esquematizado na Fig 8.1 pode ser implementado com vantagem da forma seguinte: por polimento, as faces terminais das fibras "A" e "B" são colocadas no mesmo plano, com os dois núcleos tão próximos quanto possível; na superfície reflectora, em frente de um dos núcleos, deposita-se uma película com espessura de "$\lambda/8$", de forma a introduzir uma diferença de fase estática entre os dois interferómetros de $\pi/2$. Esta superfície reflectora é, então, colocada sob o objecto cujo deslocamento se pretende medir (deslocamento esse que pode ser induzido por variações de temperatura, de pressão, etc.).

8.2 APLICAÇÃO A ESQUEMAS DE PROCESSAMENTO HOMODINO SIMPLES

A partir das expressões (8-1) e (8-2), as quais variam em quadratura, é possível recuperar a amplitude do sinal "ϕ_s" sem as flutuações associadas à variação aleatória de "ϕ_o". Com esse objectivo, desenvolveu-se três esquemas de processamento que são explicitados e analisados nas secções seguintes.

8.2.1 Esquema de Processamento "Soma dos Quadrados"

Expandindo as equações (8-1) e (8-2) em séries de funções de Bessel (expressão (1-17)), tem-se

$$V_{outA}(\omega = \omega_s) \approx -2V_A k_A J_1(\phi_s)\text{sen}\phi_o \text{sen}\omega_s t \tag{8-3}$$

$$V_{outB}(\omega = \omega_s) \approx \pm 2V_B k_B J_1(\phi_s)\cos\phi_o \text{sen}\omega_s t \tag{8-4}$$

donde

$$V_{out} \equiv \left[V^2_{outA}(\omega = \omega_s) + V^2_{outB}(\omega = \omega_s)\right]^{1/2} =$$

$$= \left[4V_A^2k_A^2\text{sen}^2\phi_o J_1^2(\phi_s)\text{sen}^2\omega_s t + 4V_B^2k_B^2\cos^2\phi_o J_1^2(\phi_s)\text{sen}^2\omega_s t\right]^{1/2} \tag{8-5}$$

Ajustando o ganho dos dois canais de forma a que $V_Ak_A = V_Bk_B = Vk$, tem-se

$$V_{out} = 2kV|J_1(\phi_s)\text{sen}\omega_s t| \approx kV\phi_s|\text{sen}\omega_s t| =$$

$$= \frac{2kV\phi_s}{\pi} - \frac{4kV\phi_s}{3\pi}\cos2\omega_s t - \frac{4kV\phi_s}{15\pi}\cos4\omega_s t - \cdots \tag{8-6}$$

onde se considerou $J_1(\phi_s) \approx \phi_s/2$, aproximação válida para $\phi_s << 1$ (caso $\phi_s < 0.28$ rad, o erro introduzido é inferior a 1%). Este resultado mostra que este esquema de processamento gera um espectro complexo em que, não considerando a componente contínua, a amplitude de sinal aparece, sem flutuações, em múltiplos pares da frequência de sinal ($2\omega_s, 4\omega_s, \cdots$). Assim, esta técnica de processamento só é viável quando o deslocamento aplicado ao elemento reflector tem um espectro simples.

Para testar o conceito descrito na secção 8.1, assim como a técnica de processamento aqui referida, realizou-se uma experiência cujo esquema se mostra na Fig 8.2. Como fonte óptica utilizou-se o laser Mitsubishi 4102, com λ_o = 781 nm e i_{th} = 37 mA. Uma onda quadrada com um factor de forma de ≈ 40% e frequência 115 kHz, foi aplicada à corrente de injecção do laser, efectuando a sua modulação com uma amplitude pico-a-pico de 12 mA em torno da corrente de polarização (42 mA). Um isolador óptico do tipo Faraday foi utilizado para evitar a instabilidade do laser devido ao acoplamento à sua cavidade de radiação reflectida pelo sistema. As extremidades das fibras "A" e "B" foram colocadas em tubos capilares com um diâmetro interno ligeiramente superior ao diâmetro das fibras sem protecção (125 μm). A separação lateral das duas fibras era de ≈ 2 mm. Actuando no PZT 1, era possível ajustar o não-balanceamento relativo dos dois interferómetros até se atingir uma posição de quadratura entre eles. Podiam ser aplicados sinais de teste à cavidade via PZT 2 (eficiência: 1 rad/V a 1 kHz). O

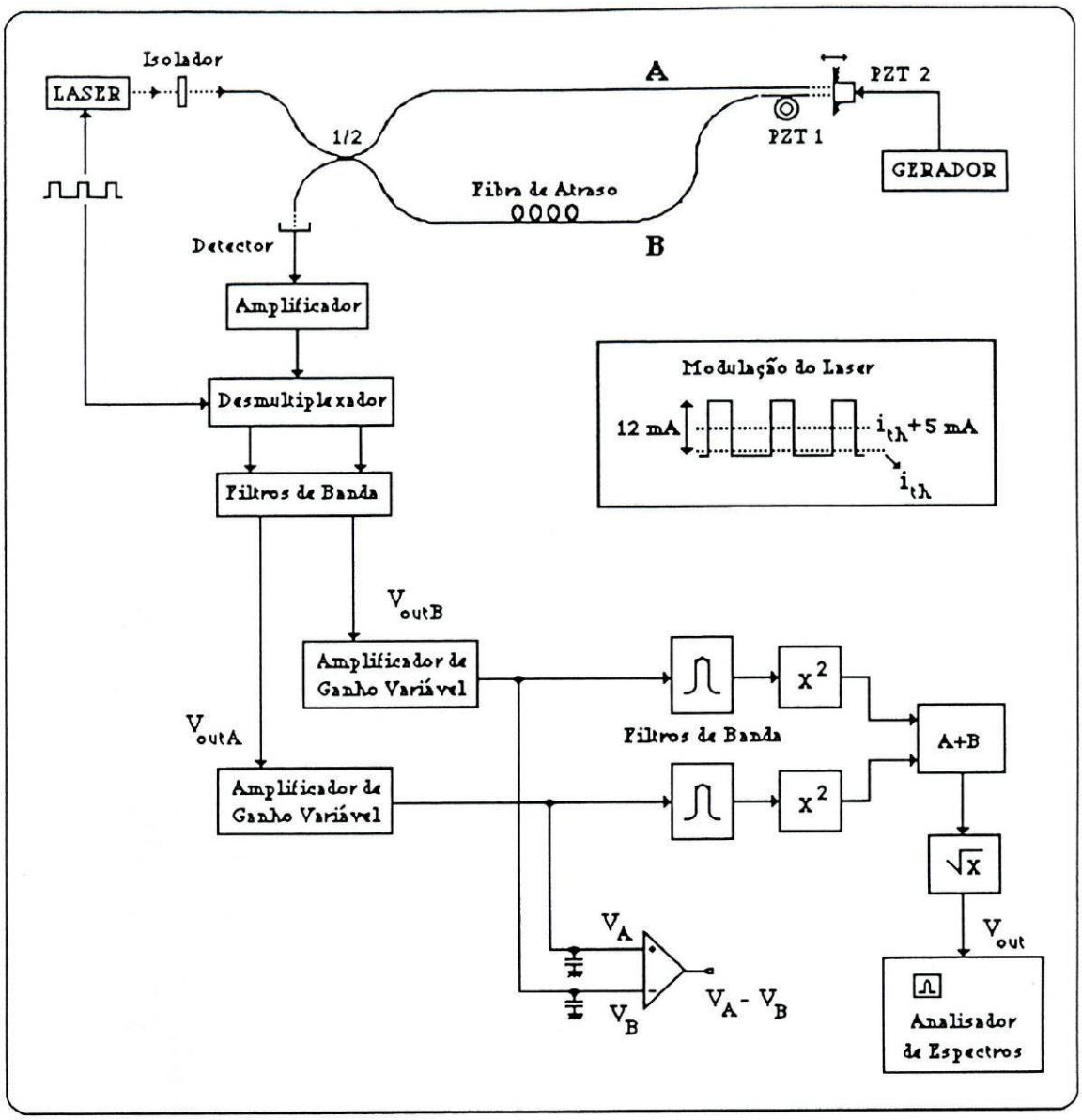

Figura 8.2. Esquema da experiência realizada.

comprimento da fibra de atraso era ≈ 440 m. O conjunto "detector+amplificador" tinha um ganho de ≈ 2 x 10^5V/W, e uma largura de banda de ≈ 1.2 MHz. A potência óptica média de retorno dos interferómetros "A" e "B" era de ≈ 6 μW e 3 μW, respectivamente (esta diferença é devida à perda de potência na propagação ao longo da fibra de atraso). As operações matemáticas "quadrado" e "raíz quadrada" foram efectuadas pelo integrado AD534. Colocando momentaneamente o laser a funcionar abaixo do seu limiar, para reduzir o comprimento de coerência da radiação e anular os termos de interferência em (8-1) e (8-2), o ganho dos amplificadores foi ajustado para se ter $V_A = V_B$. O esquema do desmultiplexador temporal utilizado encontra-se no Apêndice "C".

Da potência óptica que emerge das extremidades das fibras, somente uma fracção "F" é nelas reinjectada após reflexão no espelho. A dependência de "F" com "d" (distância das fibras ao espelho) é pronunciada quando não é utilizada óptica colimadora (como é o presente caso). Para determinar experimentalmente essa dependência, uma onda em dente de serra foi aplicada ao PZT 2 com uma amplitude suficiente para modular a fase dos interferómetros de 2π (uma franja). Considerando, por exemplo, o interferómetro "A", a amplitude da portadora assim gerada é proporcional a

$[I_{A1}I_{A2}(d)]^{0.5}$, onde "I_{A1}" é a potência óptica reflectida na extremidade da fibra "A" (reflexão de Fresnel na interface vidro/ar), e "$I_{A2}(d)$" é a potência óptica nela reinjectada após reflexão no espelho. Assim, medindo a amplitude desta portadora, é possível determinar $F \equiv I_{A2}(d)/I_{A2}(d=0)$. Os resultados estão representados na Fig 8.3.

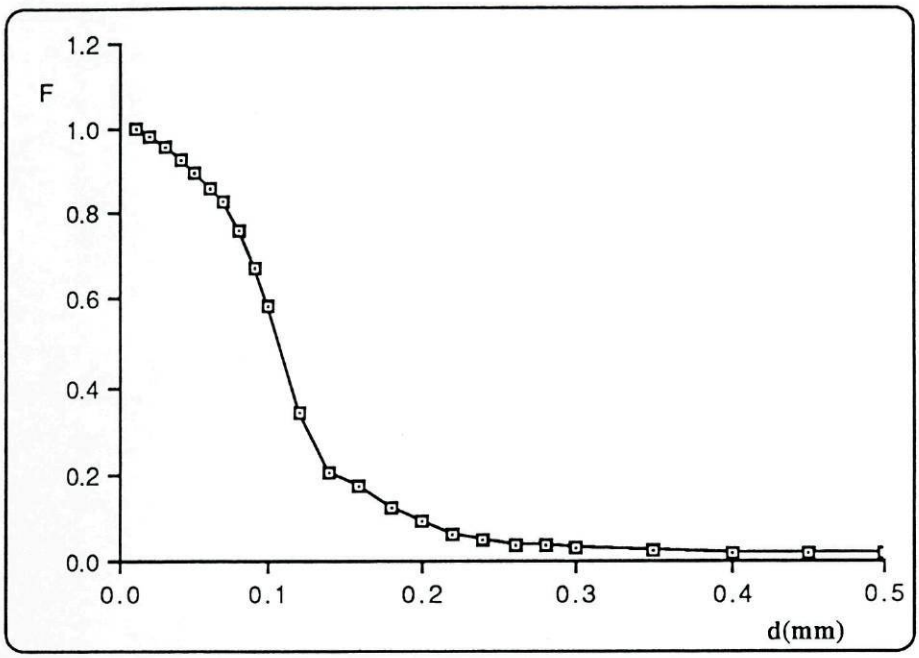

Figura 8.3. Dependência (normalizada) da potência reinjectada na fibra após reflexão no espelho à distância "d".

Verifica-se que a condição $I_{A1} = I_{A2}$ ocorre para $d = d_b \approx 250$ μm. Nesta situação, a visibilidade das franjas dos interferómetros é optimizada, tendo sido verificado que era de ≈ 90% (note-se que, devido à sua natureza, o problema das flutuações da visibilidade decorrentes das flutuações dos estados de polarização das ondas que interferem não se coloca para estes interferómetros). É importante referir que as variações da potência "I_{A2}" ("I_{B2}") quando a posição do espelho oscila em torno do valor $d = d_b$ são desprezáveis. De facto, para $\Delta d = 64$ nm (correspondendo a uma amplitude de fase de 1 rad), a variação percentual de "I_{A2}" ("I_{B2}") é de 8.6×10^{-5}%.

A Fig 8.4-a mostra a forma de onda emitida pelo laser e o sinal à saída do amplificador; a Fig 8.4-b ilustra as saídas dos canais "A" e "B" já desmultiplexados temporalmente.

Para testar a estabilidade da fase relativa dos dois interferómetros, uma onda em dente de serra (frequência: 200 Hz) foi aplicada ao espelho, com uma amplitude ajustada para modular a fase dos interferómetros de 2π rad (uma franja), em cada período. Como se mostra na Fig 8.5, após filtragem de banda, a fase relativa das portadoras (frequência angular: ω_c) assim geradas foi determinada utilizando um amplificador "lock-in". Através do controle (via PZT 1) da distância entre a extremidade da fibra "B" e o espelho, a diferença "$\phi_A - \phi_B$" foi sintonizada, sucessivamente, para $\pi/2$ (módulo 2π) e para π (módulo 2π), situações ilustradas nas Figs 8.6-a e 8.6-b, respectivamente.

A Fig 8.7 mostra a dependência temporal de "$\phi_A - \phi_B$" quando sintonizada inicialmente para $\pi/2$ (módulo 2π). Como se observa, no intervalo temporal considerado (≈ 10 min), a variação temporal de "$\phi_A - \phi_B$" não excedeu 1%.

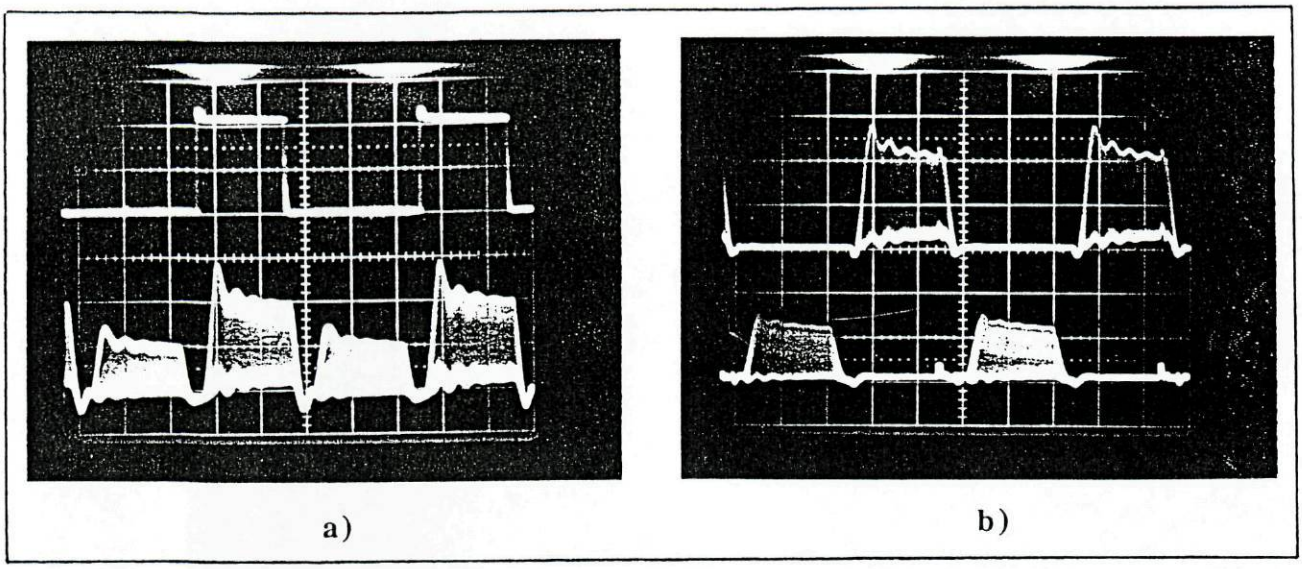

Figura 8.4. **a)** *Cima*: forma de onda injectada na fibra de iluminação do sistema; *baixo*: sinal à saída do amplificador (2 μs/div). **b)** *cima*: sinal à saída do canal "A"; *baixo*: sinal à saída do canal "B" (1 V/div; 2 μs/div).

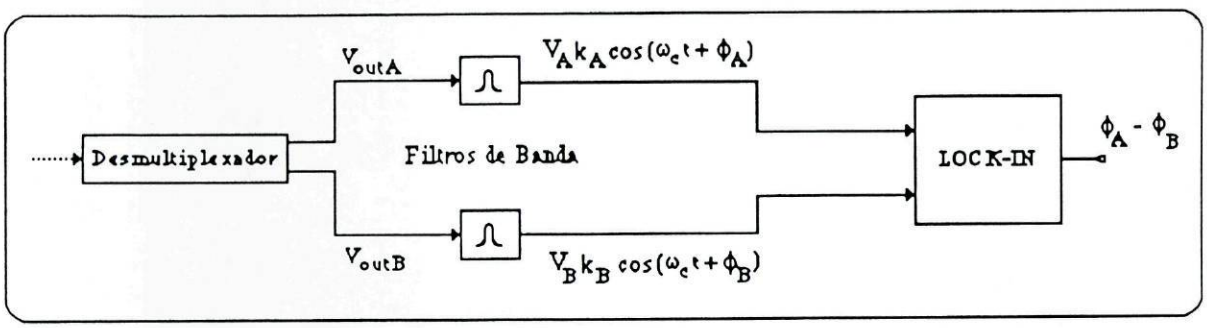

Figura 8.5. Esquema utilizado para determinar a estabilidade relativa da fase dos dois interferómetros.

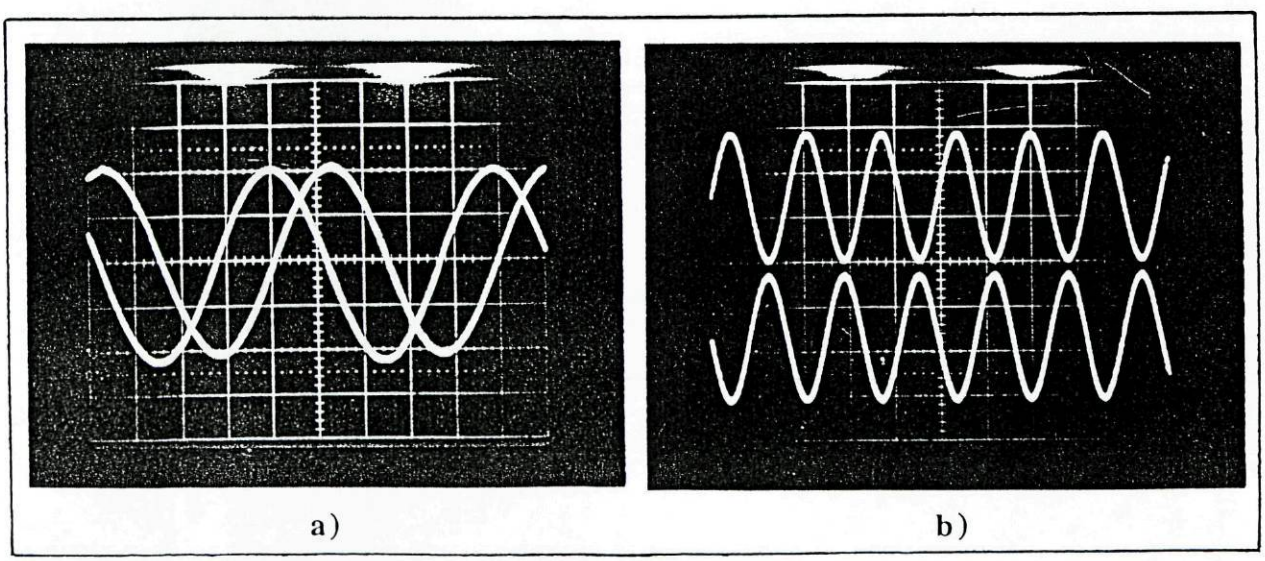

Figura 8.6. Portadoras dos interferómetros "A" e "B": **a)** $\phi_A - \phi_B = \pi/2$ (módulo 2π); **b)** $\phi_A - \phi_B = \pi$ (módulo 2π).

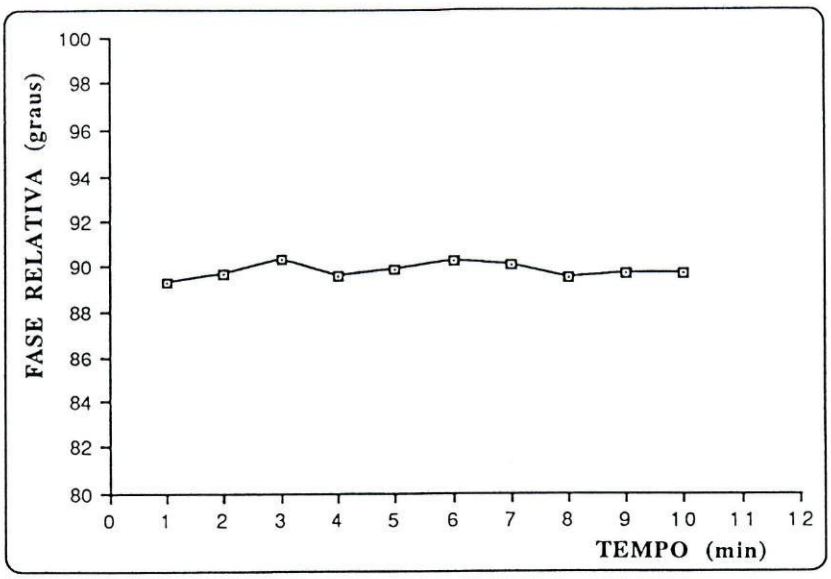

Figura 8.7. Variação temporal da fase relativa "$\phi_A - \phi_B$" dos dois interferómetros.

Para testar o conceito de leitura da cavidade de Fabry-Pérot, assim como o esquema de processamento atrás descrito, aplicou-se aos interferómetros (via PZT 2) um sinal de fase a 500 Hz com amplitudes de 5 mrad (Fig 8.8-a) e de 100 mrad (Fig 8.8-b).

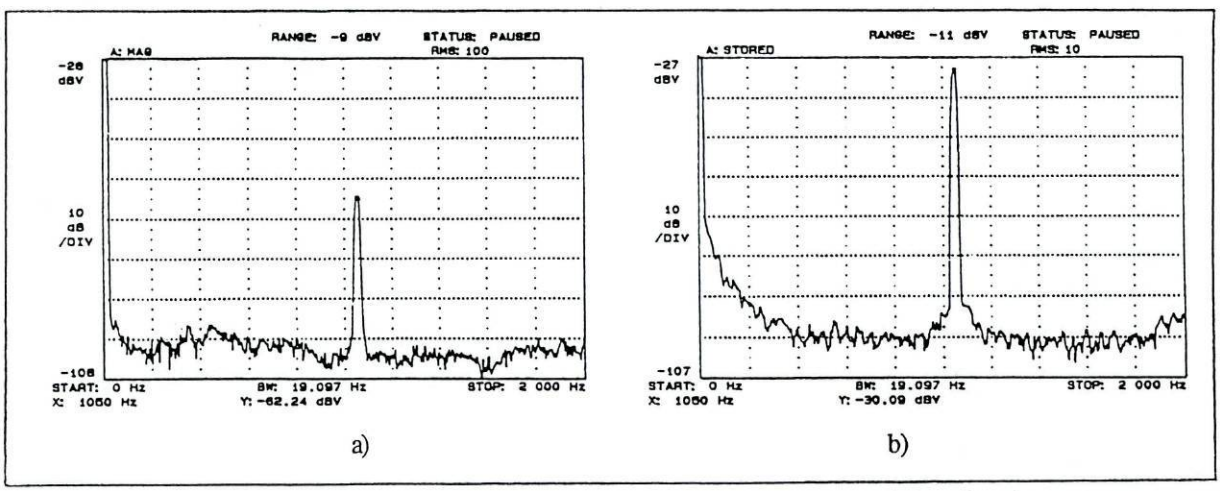

Figura 8.8. Sinal "V_{out}" quando um sinal de teste a 500 Hz foi aplicado ao PZT 2, originando sinais de fase com amplitudes de 5 mrad (**a**) e de 100 mrad (**b**).

Destes resultados deduz-se as sensibilidades de $\approx 12\ \mu rad/\sqrt{Hz}$ (Fig. 8.8-a) e $\approx 11\ \mu rad/\sqrt{Hz}$ (Fig. 8.8-b). Sendo estes valores praticamente idênticos, concluiu-se pela linearidade da técnica de processamento utilizada. Admitindo que "ϕ_s" é inferior a 0.28 rad (para se ter um desvio da linearidade inferior a 1%), tem-se que a gama dinâmica do sistema de leitura é ≈ 87 dB (B = 1 Hz).

Para comparar as sensibilidades derivadas da Fig 8.8 com as relativas à situação em que se tem processamento homodino simples (secção 1.4.3), a saída do interferómetro "A" foi registada quando, devido às flutuações da fase quase-estática "ϕ_o", uma posição de quadratura foi atingida. Os resultados encontam-se na Fig 8.9.

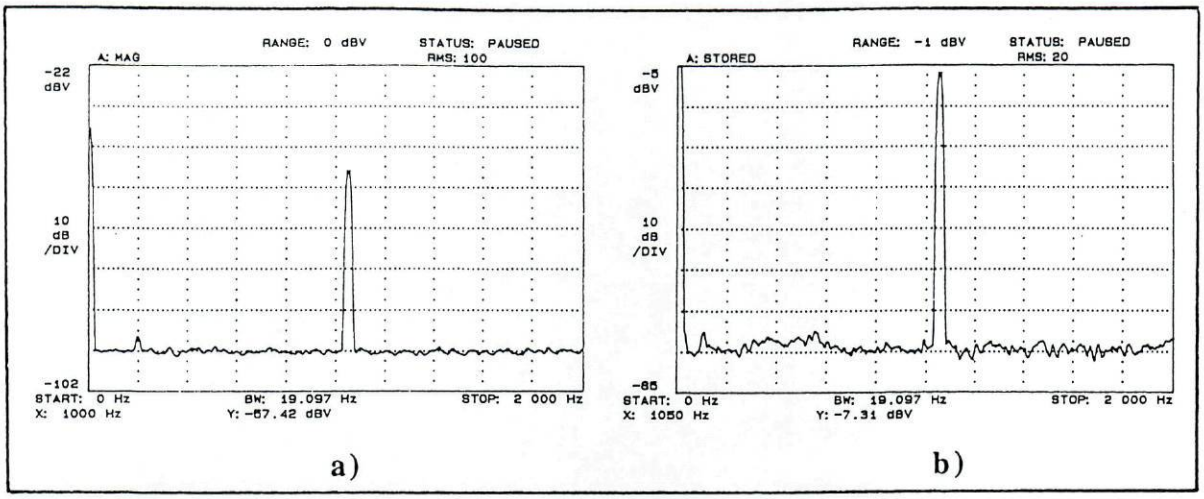

Figura 8.9. Saída do canal "A" (V_{outA}) quando um sinal de fase a 1000 Hz foi aplicado ao interferómetro "A", em quadratura: **a**) amplitude de 5 mrad; **b**) amplitude de 100 mrad.

Da Fig 8.9 resultam as sensibilidades de 9 $\mu rad/\sqrt{Hz}$ (a) e 8 $\mu rad/\sqrt{Hz}$ (b). Comparando estes dois conjuntos de resultados, conclui-se que este esquema de processamento não introduz um nível significativo de ruído adicional*.

8.2.2 Esquema de Processamento "Desvio de Fase"

Somando as expressões (8-3) e (8-4), após se ter introduzido numa delas um desvio de fase de $\pi/2$, tem-se

$$V_{out} \approx Vk\phi_s sen(\omega_s t + \phi_o) \tag{8-7}$$

onde se considerou $J_1(\phi_s) \approx \phi_s/2$ e se ajustou o ganho dos dois canais para se ter $V_A k_A = V_B k_B = Vk$. Como desejado, este sinal tem uma amplitude proporcional ao sinal de fase "ϕ_s"; por outro lado, utilizando detecção síncrona, é possível recuperar a fase quase-estática "ϕ_o" sem qualquer restrição fundamental sobre o valor da sua grandeza. Para além desta característica, este esquema de processamento tem, relativamente ao método descrito na secção 8.2.1, a vantagem significativa de "V_{out}" só ter componente espectral na frequência de sinal.

Para testar este conceito realizou-se uma experiência, na qual os sinais "V_{outA}" e "V_{outB}" eram obtidos da forma descrita na Fig 8.2. No entanto, as extremidades das fibras "A" e "B" foram agora colocadas num mesmo suporte ("fibre chuck"). Isso assegurava que as regiões do espelho

---

* Para o interferómetro "A" em quadratura, a sensibilidade imposta pelo ruído quântico é $\approx 0.6\ \mu rad/\sqrt{Hz}$; por outro lado, o ruído de fase não é muito significativo, dado o reduzido não-balanceamento dos interferómetros (mesmo considerando as flutuações adicionais da frequência de emissão do laser induzidas pela modulação da sua corrente de injecção - efeito abordado nos Capítulos 3 e 4). Assim, a fonte principal de ruído é de origem electrónica, incluindo a contribuição gerada no desmultiplexador temporal pelas comutações digitais.

interrogadas pelos dois interferómetros estavam próximas uma da outra (separação lateral: ≈ 250 μm), isto é, as suas amplitudes de vibração eram praticamente idênticas. Na situação descrita na secção 8.2.1, em que a separação lateral era de ≈ 2 mm, foi necessário seleccionar com cuidado as regiões do espelho interrogadas pelos interferómetros para ser satisfeita a condição de idêntica amplitude de deslocamento. Caso tal não aconteça, ocorrem erros sistemáticos na leitura da cavidade.

Para testar a condição de idêntica amplitude de deslocamento, um sinal sinusoidal foi aplicado ao PZT 2 e a sua amplitude ajustada até que a função "$J_1(\phi_s)$" atingia o seu primeiro zero não trivial, tendo sido verificado que esta situação ocorria simultaneamente para os dois interferómetros.

Para ajustar a fase relativa dos dois interferómetros para $\pi/2$ (módulo 2π), uma das fibras foi fixada a um movimento de translação (o PZT 1 foi retirado). Quando este era actuado, as duas extremidades de fibra deslocavam-se em relação ao espelho, mas não da mesma quantidade; foi, assim, possível, utilizando o esquema representado na Fig 8.7, sintonizar com precisão a posição de quadratura.

A partir dos sinais "V_{outA}" e "V_{outB}", o processamento foi efectuado da forma ilustrada na Fig 8.10 (a condição $V_A = V_B$ foi assegurada utilizando a técnica descrita no contexto da Fig. 8.2).

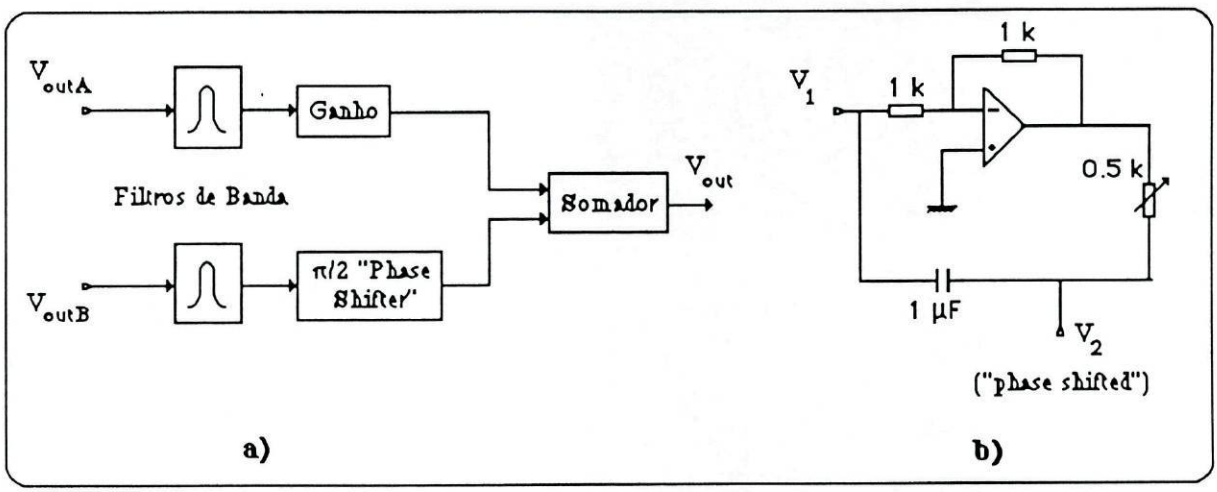

Figura 8.10. **a)** Esquema de processamento; **b)** Detalhe do "Phase Shifter".

O "phase shifter", desenhado para proporcionar um desvio de fase de $\pi/2$ a 1 kHz (não tinha possibilidade de sintonização automática), foi testado aplicando à sua entrada sinais com amplitudes que variavam de 1 mV a 10 V. Em todos os casos, observou-se um desvio de fase estável de $\pi/2$.

A Fig 8.11 mostra o sinal "V_{out}" quando um sinal de 5 mrad de amplitude (valor eficaz) a 1 kHz foi aplicado à cavidade. A Fig 8.11-a é para o caso do laser polarizado a 45 mA e com uma excursão de corrente de 10 mA (pico-a-pico); a Fig 8.11-b diz respeito à situação em que o laser estava polarizado a 50 mA, com uma modulação de corrente pico-a-pico de 20 mA (assim, para o caso *b*, a potência óptica injectada no sistema era o dobro relativamente ao caso *a*).

Da Fig 8.11 deduz-se as sensibilidades de 15 $\mu rad/\sqrt{Hz}$ e 7 $\mu rad/\sqrt{Hz}$, respectivamente. Estes resultados são consistentes com os apresentados na secção 8.2.1, e também com um nível de ruído determinado pelo ruído electrónico (quando tal acontece, a sensibilidade de fase é inversamente proporcional ao nível médio de potência óptica injectada no sistema).

A Fig 8.12 mostra a amplitude "V_{out}" quando a amplitude do sinal de fase aplicado à cavidade era variada. Como seria de prever, para sinais de fase com amplitudes inferiores a 0.2-0.3 rad, a

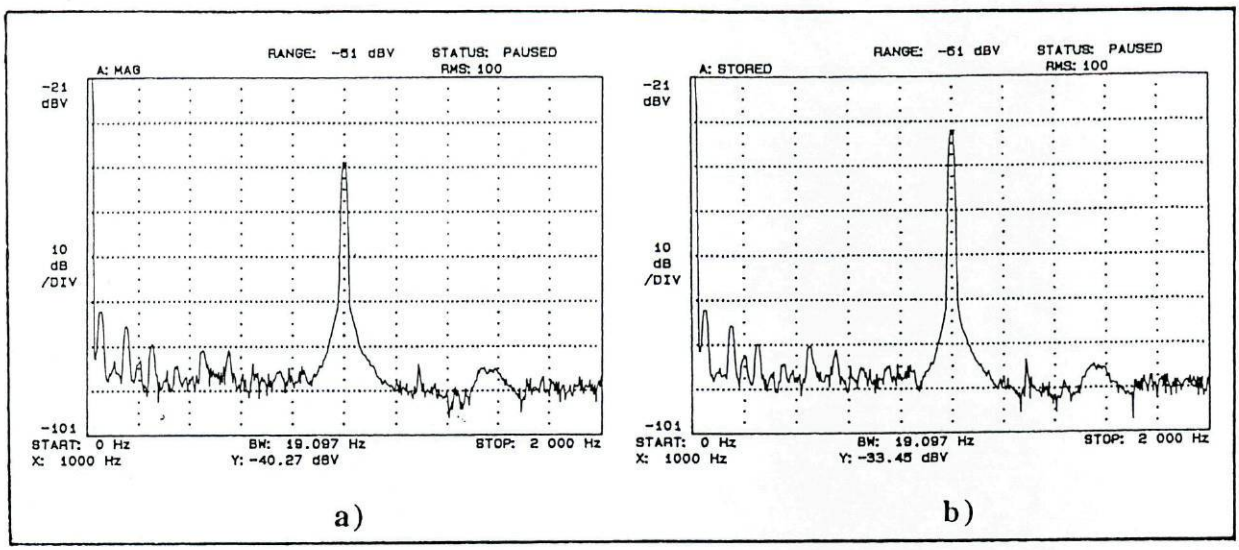

Figura 8.11. Sinal "V_{out}" quando é aplicado à cavidade um sinal de fase de 5 mrad (valor eficaz) a 1 kHz. Para o caso **b**, a potência óptica injectada no sistema é, relativamente ao caso **a**, o dobro.

resposta do sistema é linear. Para amplitudes superiores, o sinal "V_{out}" tem uma dependência em "ϕ_s" determinada por "$J_1(\phi_s)$".

8.2.3 Esquema de Processamento "Diferenciação, Soma e Integração"

As técnicas de processamento descritas nas secções 8.2.1 e 8.2.2 só funcionam na situação em qua a amplitude "ϕ_s" do sinal de fase aplicado à cavidade é relativamente pequena ($\phi_s < 0.28$ rad para um erro de linearidade inferior a 1%). Nesta secção, considera-se uma técnica de processamento em que não existe esta limitação. A sua estrutura encontra-se explicitada na Fig. 8.13.

O sinal "V_{out}" à saída do sistema tem um espectro complexo, tendo todas as suas componentes uma amplitude proporcional a "ϕ_s", aparecendo a primeira na frequência "$2\omega_s$", dupla da frequência de sinal. Devido a esta característica (geração de um número infinito de componentes), esta técnica é basicamente limitada à detecção de sinais de fase de conteúdo espectral simples.

Para testar este método de processamento, realizou-se uma experiência em que os sinais "V_{outA}" e "V_{outB}" foram obtidos da forma ilustrada na Fig 8.2, com as modificações referidas na secção 8.2.2. As operações "quadrado" e "raíz quadrada" foram efectuadas pelo integrado AD534; as restantes foram implementadas pelo amplificador de entrada FET 355.

No sentido de avaliar os níveis de ruído relativos à técnica de processamento, o ramo associado ao interferómetro "A", na Fig 8.13, foi desligado. A corrente do laser foi polarizada a 45 mA, sendo modulada por uma onda quadrada que originava uma excursão pico-a-pico de 10 mA. Um sinal de fase com amplitude de 15 mrad (valor eficaz) a 1 kHz foi aplicado à cavidade. O sinal relativo ao interferómetro "B" (em quadratura) foi registado ao longo das várias etapas da técnica de processamento. A Fig 8.14-a mostra o sinal após a desmultiplexagem temporal e a filtragem passa-baixo (ponto "A" na Fig 8.13). A razão sinal-ruído é ≈ 46 dB, correspondendo a uma

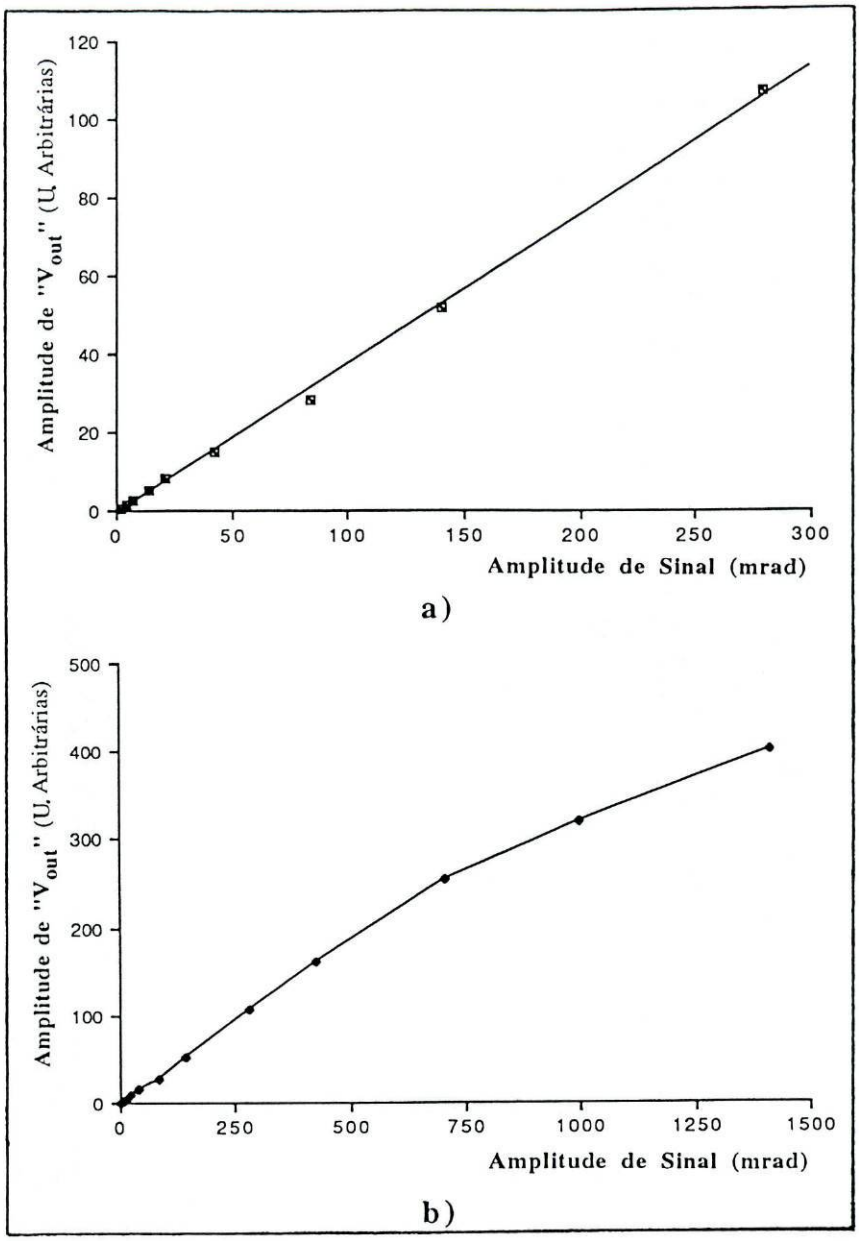

Figura 8.12. Amplitude de "V_{out}" em função da amplitude do sinal de fase aplicado à cavidade. **a)** $0 \leq \phi_s < 0.3$ rad; **b)** $0 \leq \phi_s < 1.5$ rad.

sensibilidade de $\approx 15\ \mu rad/\sqrt{Hz}$. As Fig 8.14-b, 8.14-c e 8.14-d mostram o sinal à saída do diferenciador, do operador "quadrado" e do operador "raiz-quadrada" (pontos "B", "C" e "D" na Fig 8.13, respectivamente). O sinal após o integrador (que é o sinal de saída, "V_{out}") é ilustrado na Fig 8.14-e (ponto "E" na Fig 8.13). A razão sinal-ruído é agora ≈ 32 dB (a 2 kHz), resultando numa sensibilidade de $\approx 75\ \mu rad/\sqrt{Hz}$. Este resultado indica que este esquema de processamento introduz níveis significativos de ruído electrónico, o qual tem a sua origem fundamentalmente no diferenciador (comparar a Fig 8.14-a com a Fig 8.14-b). Este efeito é claramente ilustrado na Fig 8.15, a qual mostra os sinais antes e depois da operação "diferenciação", quando ao interferómetro "B", em quadratura, é aplicado um sinal sinusoidal de 0.3 rad de amplitude.

Quando os dois ramos da Fig 8.13 operam simultaneamente, os quadrados das potências de ruído respectivas somam-se (o que é razoável admitir, dado que o ruído é essencialmente de origem

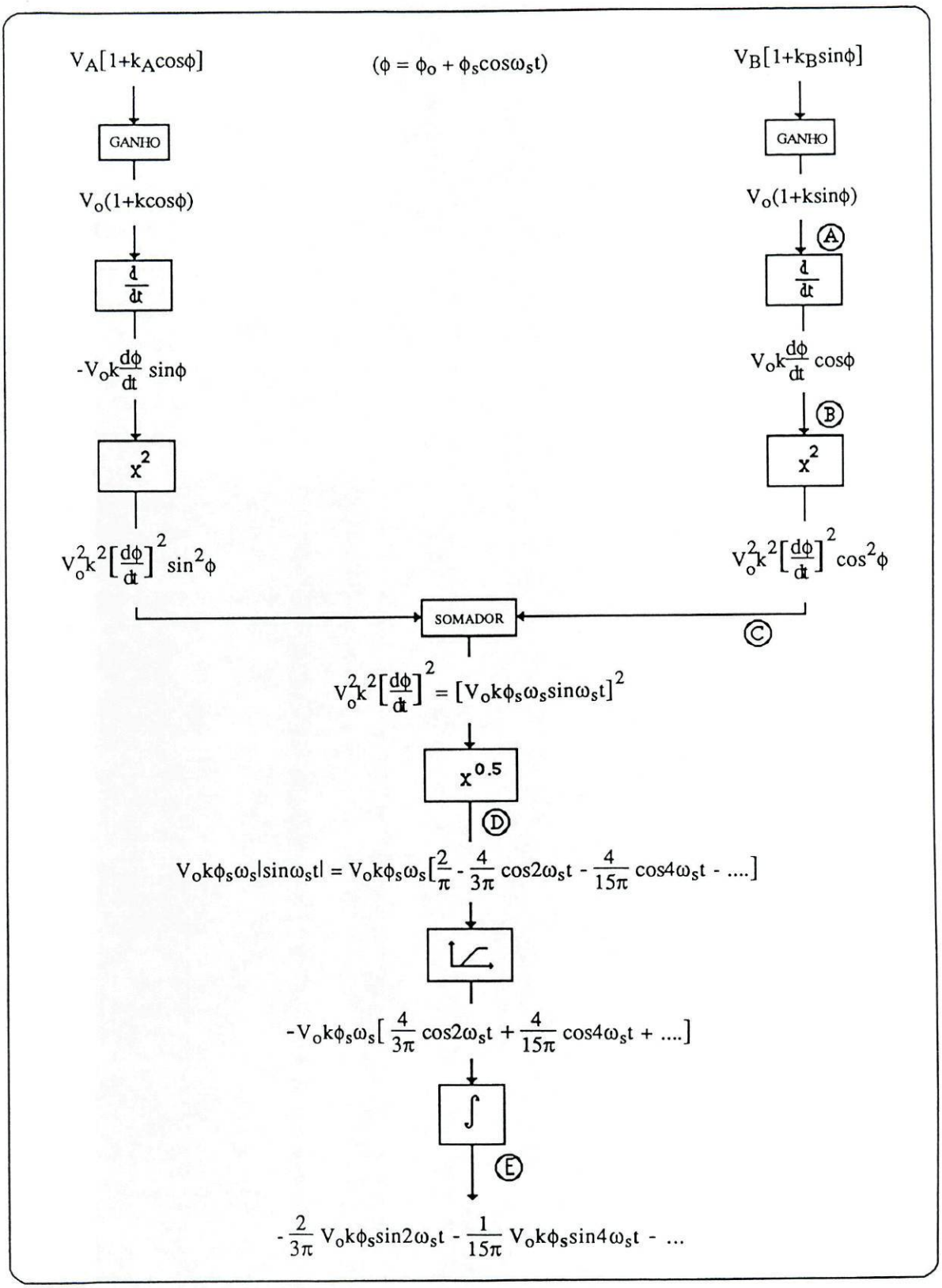

Figura 8.13. Técnica de processamento que permite a leitura de sinais de fase de espectro simples, sem qualquer restrição fundamental sobre o valor da sua amplitude.

electrónica), o que aumenta o nível de ruído pelo factor $\sqrt{2}$. Assim, quando toda a contribuição para o sinal "V_{out}" provem do interferómetro "B" (o que ocorre quando este atinge uma posição de quadratura), é de prever uma sensibilidade de $\approx 100\,\mu rad/\sqrt{Hz}$; quando o sinal "$V_{out}$" é determinado

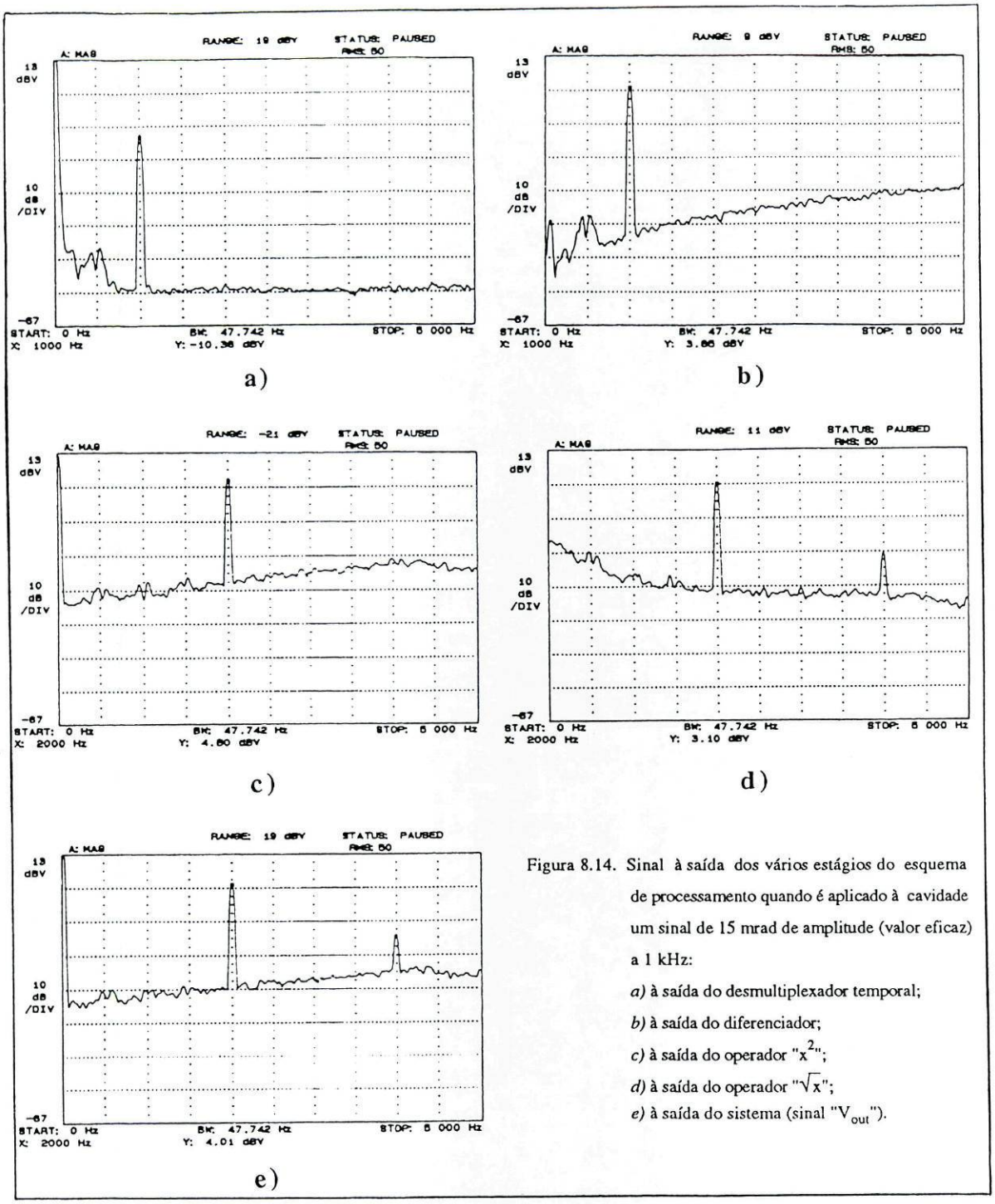

Figura 8.14. Sinal à saída dos vários estágios do esquema de processamento quando é aplicado à cavidade um sinal de 15 mrad de amplitude (valor eficaz) a 1 kHz:
a) à saída do desmultiplexador temporal;
b) à saída do diferenciador;
c) à saída do operador "x^2";
d) à saída do operador "$\sqrt{x}$";
e) à saída do sistema (sinal "V_{out}").

pelo interferómetro "A" (o que acontece quando este está em quadratura), a sensibilidade deverá ser da ordem de 50 $\mu rad/\sqrt{Hz}$ (a potência óptica de retorno do interferómetro "A" é aproximadamente o dobro da proveniente do interferómetro "B"). Nas situações intermediárias, a sensibilidade de fase do sistema deverá situar-se algures entre estes dois valores.

Para testar estas previsões, um sinal de fase com amplitude de 85 mrad (valor eficaz) a 1 kHz foi aplicado à cavidade. A fase relativa dos dois interferómetros foi sintonizada para $\pi/2$ (módulo 2π), e o ganho dos dois canais ajustado de forma a ter-se sinais com idêntica amplitude à entrada do somador na Fig 8.13. A Fig 8.16 mostra o sinal "V_{out}" respectivo. A 2 kHz, a razão sinal-ruído é $\approx$ 48 dB, o que significa uma sensibilidade de $\approx$ 70 $\mu rad/\sqrt{Hz}$, resultado este que está de acordo com as estimativas

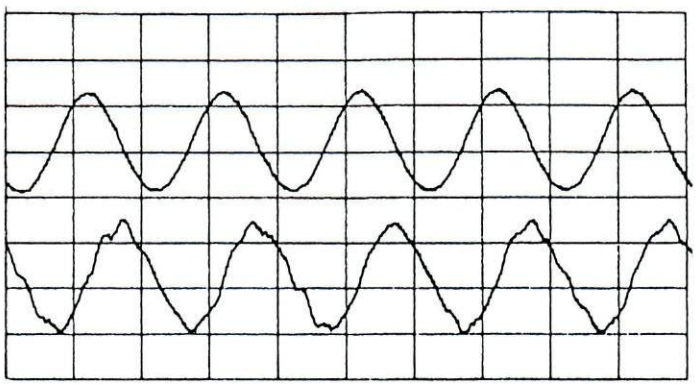

Figura 8.15. Sinais antes (*cima*) e depois (*baixo*) do diferenciador, quando um sinal sinusoidal de fase com 0.3 rad de amplitude é aplicado ao interferómetro "B" em quadratura.

apresentadas atrás. Registou-se que o sinal "V_{out}" se mantinha estável, mesmo quando perturbações de baixa frequência eram aplicadas ao espelho (o que significa variação da fase "ϕ_o"). Isto ilustra as potencialidades da técnica de processamento em termos da eliminação das flutuações do sinal "V_{out}".

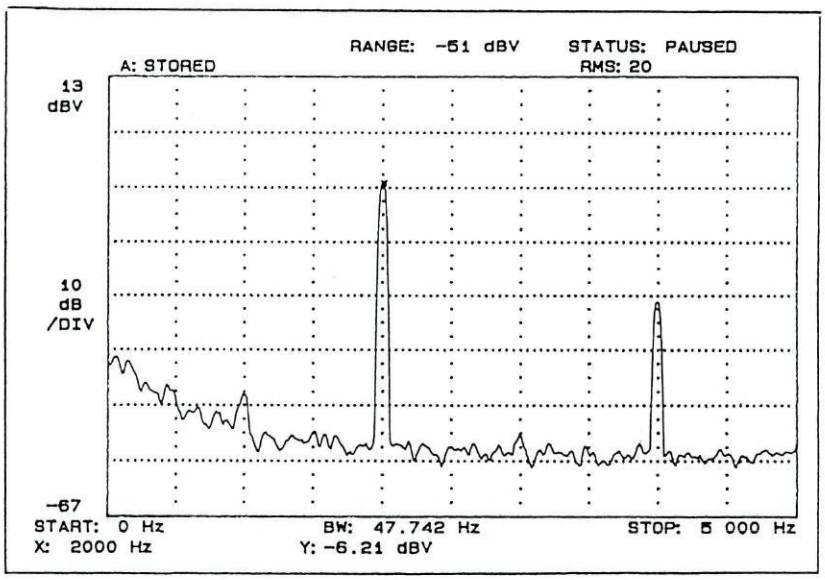

Figura 8.16. Sinal "V_{out}" na situação em que um sinal de fase com amplitude de 85 mrad (valor eficaz) a 1 kHz é aplicado à cavidade.

A Fig 8.16 mostra que a componente de "V_{out}" a 4 kHz está ≈ 22 dB abaixo da componente que aparece a 2 kHz*. A partir das expressões apresentadas na Fig 8.13, seria de prever um valor $20\log[(1/15\pi)/(2/3\pi)] = -20$ dB, o que está próximo do valor encontrado experimentalmente.

A linearidade desta técnica de processamento é ilustrada na Fig 8.17. Um sinal de fase sinusoidal a

* Verificou-se experimentalmente, que para o espectro de "V_{out}" só ter componentes nas frequências $2\omega_s$, $4\omega_s$, $6\omega_s$, etc., é necessário que as seguintes condições sejam rigorosamente satisfeitas: i) quadratura dos dois interferómetros, ii) os termos "V_A" e "V_B" terem o mesmo valor (Fig 8.2). Se tal não acontecer, observa-se o aparecimento, no sinal "V_{out}", de componentes de amplitude significativa nas frequências ω_s, $3\omega_s$, $5\omega_s$, etc.

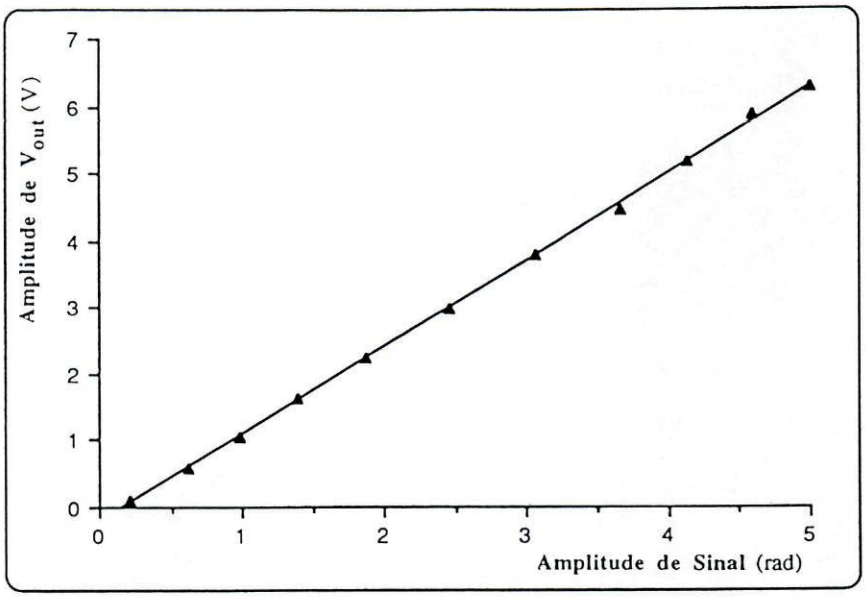

Figura 8.17. Amplitude de "V_{out}" na componente a 2 kHz em função da amplitude do sinal de fase (a 1 kHz) aplicado à cavidade.

1 kHz e com amplitude variável foi aplicado à cavidade, registando-se a amplitude de "V_{out}" na componente a 2 kHz. Como se observa, a resposta do sistema é linear. Para sinais aplicados com amplitudes superiores a 5 rad, esta resposta desvia-se da linearidade, devido a efeitos de saturação na electrónica. Refira-se, no entanto, que estes efeitos podem ser eliminados, implementando-se blocos de processamento em escada com ganhos sucessivamente menores, acompanhando o aumento da amplitude do sinal aplicado à cavidade.

A Fig 8.18 mostra a resposta em frequência do esquema de processamento. Como se observa, o comportamento é típico de um filtro passa-alto de primeira ordem, com uma frequência de corte de ≈ 65 Hz. Este valor pode ser reduzido ajustando as constantes de tempo dos diferenciadores. No entanto, é evidente que esta técnica não é adequada para o processamento de sinais de baixa frequência.

8.2.4 Comentário

Nas secções 8.2.1, 8.2.2 e 8.2.3 demonstrou-se três técnicas possíveis para o processamento dos dois sinais interferométricos que variam em quadratura, as quais têm, entre si, vantagens e desvantagens relativas. Consideradas em conjunto, estas técnicas não são a solução ideal para a leitura de sinais induzidos na cavidade. Por exemplo, os esquemas descritos nas secções 8.2.1 e 8.2.2 só são válidos quando os sinais de fase têm pequena amplitude, enquanto os considerados nas secções 8.2.1 e 8.2.3 geram espectros complexos que limitam subtancialmente o conteúdo espectral das perturbações que podem ser aplicadas ao elemento sensor.

Em geral, a técnica de processamento mais adequada para a desmodulação dos sinais aplicados à cavidade consiste na geração de uma portadora pseudo-heterodina. Dado que o comprimento da cavidade é muito pequeno, não é possível, em princípio, obter a portadora modulando a frequência

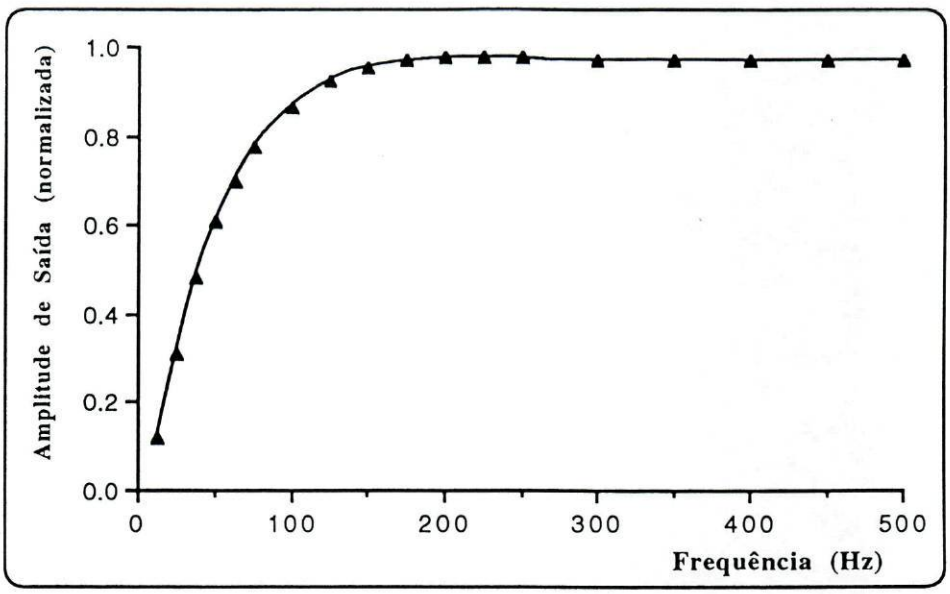

Figura 8.18. Resposta em frequência do sistema.

óptica emitida pelo laser via modulação da sua corrente de injecção (secção 2.4.2.4). Um método alternativo muito interessante consistiria em remover das expressões (8-1) e (8-2) os termos "V_A" e "V_B", de forma a obter-se

$$V_1 = V\cos\phi \tag{8-8}$$

$$V_2 = V\mathrm{sen}\phi \tag{8-9}$$

Multiplicando "V_1" por "$\mathrm{sen}\omega_c t$" e "V_2" por "$\cos\omega_c t$", onde "$\mathrm{sen}\omega_c t$" e "$\cos\omega_c t$" são sinais gerados electronicamente no bloco de processamento, tem-se

$$V_{out} = V_1\mathrm{sen}\omega_c t + V_2\cos\omega_c t = V\mathrm{sen}(\omega_c t + \phi) \tag{8-10}$$

A partir desta portadora é possível, utilizando detecção síncrona, recuperar a fase "ϕ", em princípio sem quaisquer restrições quer sobre a sua amplitude, quer sobre o seu conteúdo espectral. Assim, é crucial remover os termos "V_A" e "V_B" de (8-1) e (8-2), respectivamente. Além disso, para o fazer deve-se utilizar somente informação extraída dos interferómetros "A" (para remover "V_A") ou "B" (para remover "V_B"), já que, em geral, "V_A" e "V_B" serão diferentes e as suas flutuações não serão necessariamente correlacionadas. Infelizmente, sem modulação adicional da fase da cavidade (o que, situando-se ela remotamente, só seria possível via modulação da frequência óptica emitida pela fonte, caso o comprimento da cavidade fosse superior a alguns milímetros), não é possível remover em "tempo real" os termos "V_A" e "V_B". Isso é assim porque o termo DC em "V_{outA}" (por exemplo) *não é* "V_A" mas sim "$V_A[1 + k_A J_o(\phi_s)\cos\phi_o]$", não existindo nenhum processo de identificar nele a parcela "V_A". No entanto, uma solução provavelmente adequada é possível. De facto, devido à flutuação de "ϕ_o", os sinais "V_{outA}" e "V_{outB}" atingirão eventualmente os seus valores máximo e mínimo. Se estes valores são registados em memória e periodicamente actualizados, então os termos "V_A" e "V_B" podem ser identificados, sendo então possível obter a expressão (8-10). Claro está que, para esta

técnica funcionar, é necessário que "V_A" e "V_B" não variem significativamente na escala de tempo em que se processa o varrimento da função de transferência da cavidade, varrimento esse induzido pelas flutuações da fase "ϕ_o".

8.3 QUANTIFICAÇÃO DOS ERROS DE PROCESSAMENTO

O funcionamento correcto das técnicas de processamento descritas na secção anterior exige que duas condições sejam satisfeitas, nomeadamente: *i)* os sinais dos dois interferómetros variam em quadratura; *ii)* os sinais dos dois interferómetros têm a mesma amplitude. Quando isso não acontece, ocorrem erros sistemáticos de leitura, os quais são quantificados nesta secção para os casos dos esquemas de desmodulação analisados nas secções 8.2.2 e 8.2.3.

8.3.1 Técnica de Processamento "Desvio de Fase"

São analisadas ambas as situações referidas atrás; os efeitos cruzados não são considerados.

i) Os Sinais dos Dois Interferómetros não Variam em Quadratura

Se os sinais "V_{outA}" e "V_{outB}" forem

$$V_{outA} = V[1+k\cos(\phi_o+\phi_s\text{sen}\omega_s t)] \tag{8-11}$$

$$V_{outB} = V[1+k\cos(\phi_o+\frac{\pi}{2}+\Delta\phi+\phi_s\text{sen}\omega_s t)] \tag{8-12}$$

onde idealmente se deveria ter $\Delta\phi = 0$, então, em vez de (8-7), obtem-se

$$V_{out} \approx -Vk\phi_s F_1 \text{sen}(\omega_s t+\phi_{r1}) \tag{8-13}$$

onde

$$F_1 = [\text{sen}^2\phi_o + (\cos\phi_o\cos\Delta\phi - \text{sen}\phi_o\text{sen}\Delta\phi)^2]^{\frac{1}{2}} \tag{8-14}$$

$$\phi_{r1} = \frac{\pi}{2} - \text{Arctan}\left[\frac{\cos\phi_o\cos\Delta\phi - \text{sen}\phi_o\text{sen}\Delta\phi}{\text{sen}\phi_o}\right] \tag{8-15}$$

A expressão (8-13) mostra que a amplitude de sinal "ϕ_s" é modulada pelo factor "F_1", o qual é função de "ϕ_o" (Fig 8.19-a). Como foi apontado anteriormente, a fase "ϕ_o" pode ser recuperada de (8-7) utilizando detecção síncrona. No entanto, a expressão (8-13) mostra que um valor $\Delta\phi \neq 0$ introduz um erro na leitura de "ϕ_o" que é dado por "$\phi_o - \phi_{r1}$" (Fig 8.19-b). Quando $\Delta\phi = 0$, então $F_1 = 1$ e $\phi_{r1} = \phi_o$. Note-se que, para se ter um erro inferior a 1% na leitura de "ϕ_s", "$\Delta\phi$" deve situar-se no intervalo [-1.25°,1.25°].

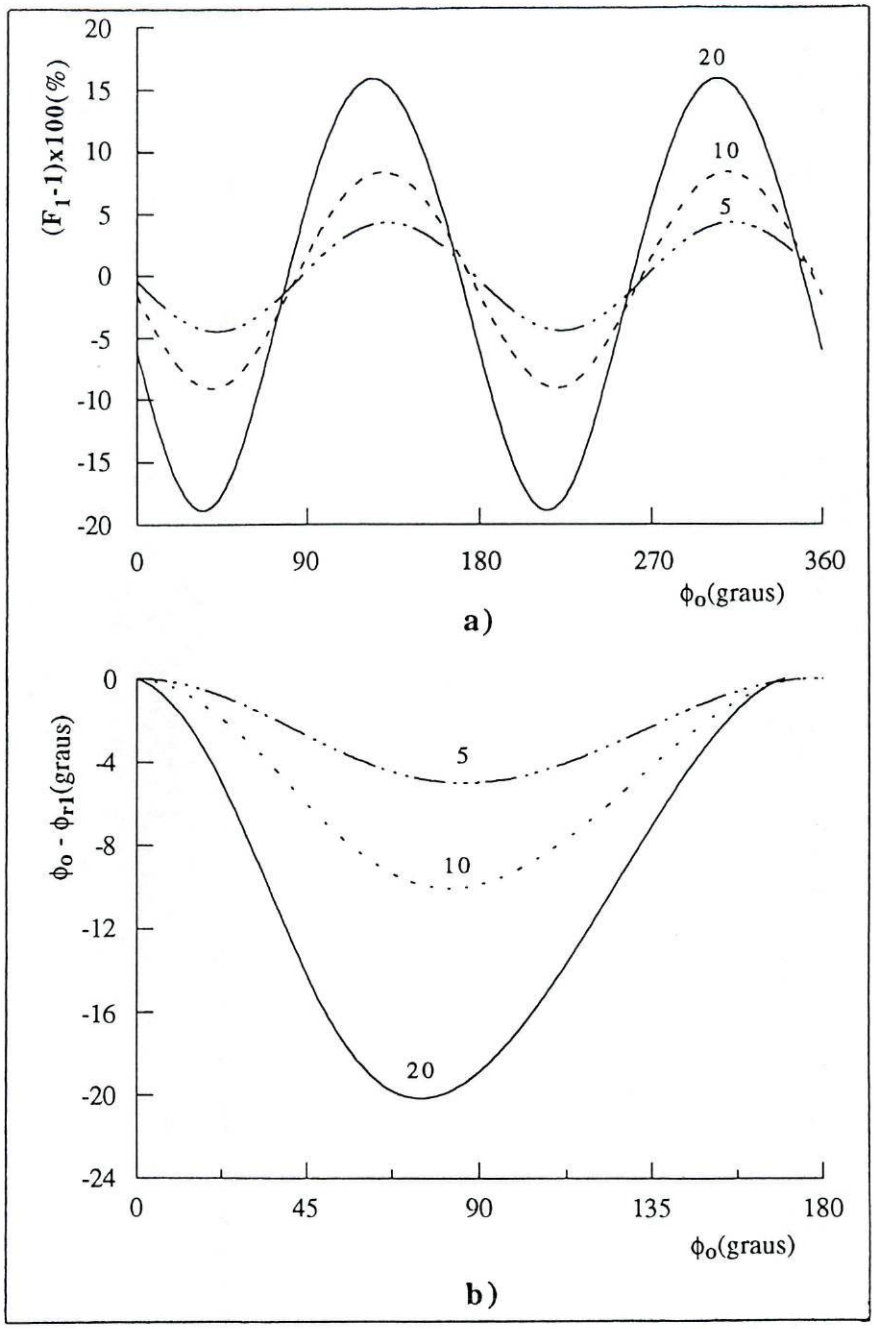

Figura 8.19. Erro de escala **(a)** e erro na leitura de fase **(b)** introduzidos pela técnica de processamento "Desvio de Fase" quando os dois sinais interferométricos não variam em quadratura. As curvas são apresentadas para $\Delta\phi = 5°$, 10° e 20°.

ii) *Os Sinais dos Dois Interferómetros não têm a mesma Amplitude*

Se à entrada do somador na Fig 8.10 os sinais forem

$$- 2VkJ_1(\phi_s)\cos\phi_o \operatorname{sen}\omega_s t \qquad (8\text{-}16)$$

$$- 2Vk\beta J_1(\phi_s)\operatorname{sen}\phi_o \cos\omega_s t \qquad (8\text{-}17)$$

onde idealmente se deveria ter $\beta = 1$, então, em vez de (8-7), obtem-se

$$V_{out} \approx -Vk\phi_s F_2 \sin(\omega_s t + \phi_{r2}) \tag{8-18}$$

onde

$$F_2 = [\beta^2 \sin^2\phi_o + \cos^2\phi_o]^{\frac{1}{2}} \tag{8-19}$$

$$\phi_{r2} = \text{Arctg}[\beta \text{tg}\phi_o] \tag{8-20}$$

Assim, a amplitude de sinal "ϕ_s" é modulada pelo factor "F_2", o qual depende de "ϕ_o" (Fig 8.20-a). A Fig 8.20-b mostra "$\phi_o - \phi_{r2}$" (para $\beta = 1$, $F_2 = 1$ e $\phi_{r2} = \phi_o$). Para se ter um erro inferior a 1% na leitura de "ϕ_s" então "β" deve situar-se no intervalo [0.99,1.01].

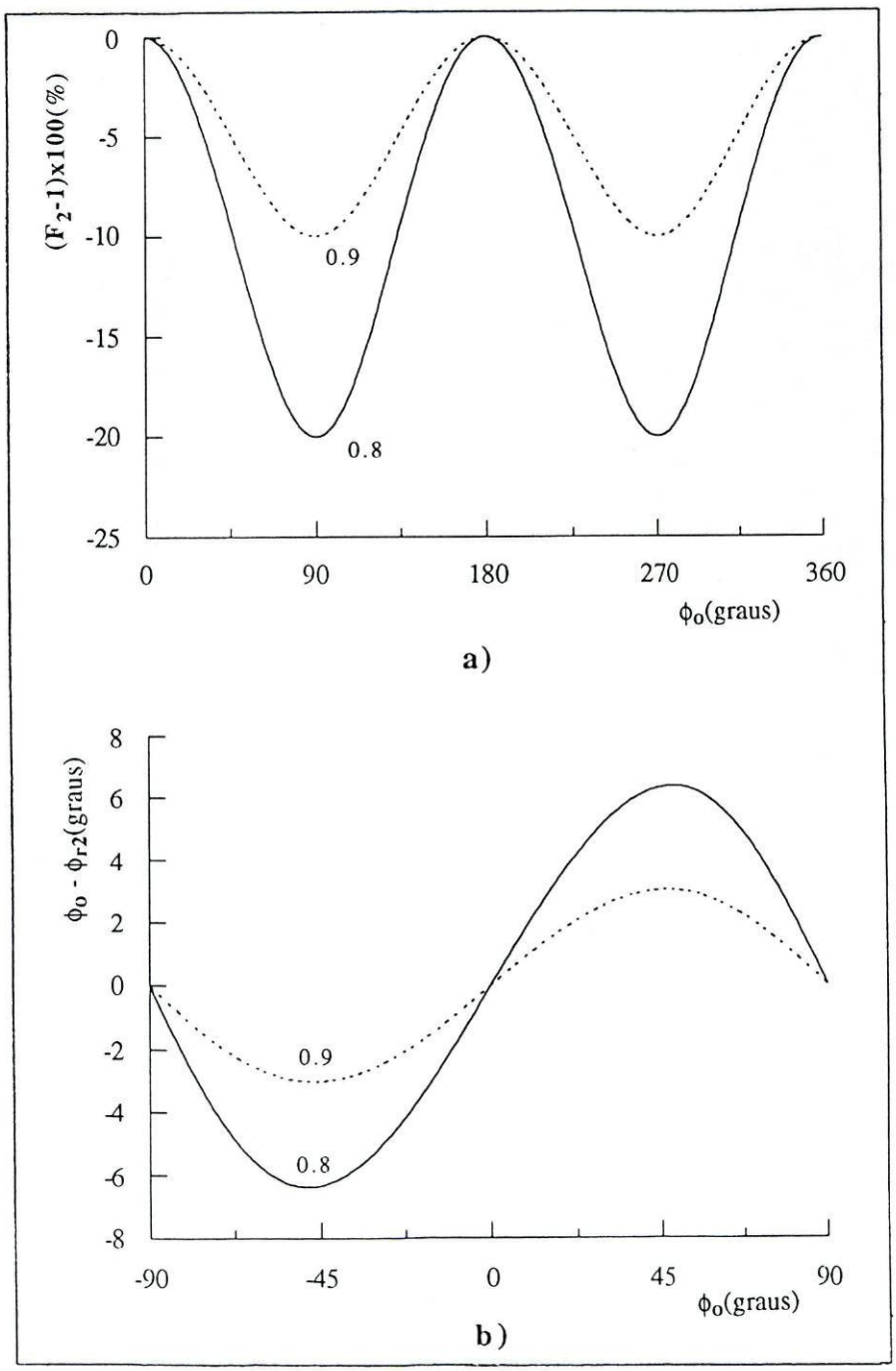

Figura 8.20. Erro de escala **(a)** e erro na leitura de fase **(b)** introduzidos pela técnica de processamento "Desvio de Fase" quando os dois sinais interferométricos não têm a mesma amplitude. As curvas são apresentadas para $\beta = 0.8$ e $\beta = 0.9$.

8.3.2 *Técnica de Processamento "Diferenciação, Soma e Integração"*

i) Os Sinais dos Dois Interferómetros não Variam em Quadratura

Se os sinais "V_{outA}" e "V_{outB}" forem dados, respectivamente, pelas expressões (8-11) e (8-12), então a componente na frequência $\omega = 2\omega_s$ do sinal "V_{out}" é (Fig 8.13)

$$-\frac{2}{3\pi} VkF_1\phi_s sen2\omega_s t \tag{8-21}$$

onde

$$F_1 = [sen^2\phi + cos^2(\phi+\Delta\phi)]^{\frac{1}{2}} \tag{8-22}$$

Desta forma, é introduzido um erro de escala na leitura de "ϕ_s", o qual depende do valor actual da fase "ϕ" (a qual é essencialmente determinada pela componente quase-estática "ϕ_o"). A Fig 8.21 ilustra $(F_1\text{-}1)x100(\%)$ para os casos $\Delta\phi = 5°$, 10° e 20°. Caso se tenha $\Delta\phi = 0$, é óbvio de (8-22) que $F_1 = 1$. Para limitar este erro na leitura de "ϕ_s" ao valor máximo de 1%, então é necessário que "$\Delta\phi$" se situe no intervalo [-1.2°,1.2°].

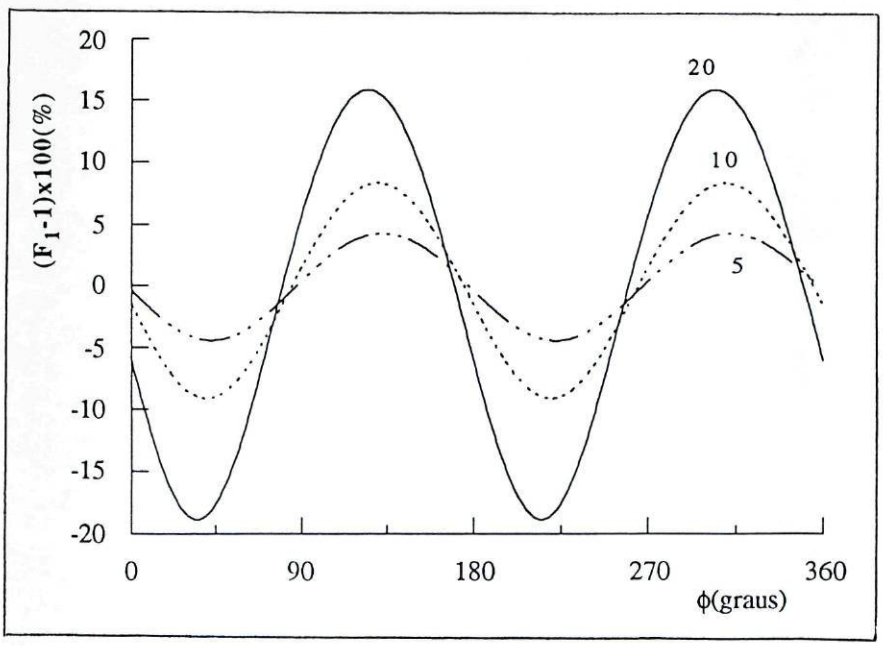

Figura 8.21. Erro de escala introduzido pela técnica de processamento "Diferenciação, Soma e Integração", quando os dois sinais interferométricos não variam em quadratura. São considerados os casos $\Delta\phi = 5°$, 10° e 20°.

ii) Os Sinais dos Dois Interferómetros não têm a mesma Amplitude

Se à entrada do somador na Fig 8.13 os sinais forem

$$V_1 = V^2k^2\left[\frac{d\phi}{dt}\right]^2 sen^2\phi \tag{8-23}$$

$$V_2 = V^2\beta^2k^2\left[\frac{d\phi}{dt}\right]^2\cos^2\phi \tag{8-24}$$

então a componente de "V_{out}" na frequência $\omega = 2\omega_s$ é

$$-\frac{2}{3\pi}VkF_2\phi_s sen2\omega_s t \tag{8-25}$$

onde

$$F_2 = [sen^2\phi + \beta^2\cos^2\phi]^{\frac{1}{2}} \tag{8-26}$$

A Fig 8.22 mostra $(F_2 - 1)x100(\%)$ para os casos $\beta = 0.8$ e $\beta = 0.9$. Caso se pretenda um erro de leitura inferior a 1%, então "β" deve situar-se no intervalo [0.99,1.01].

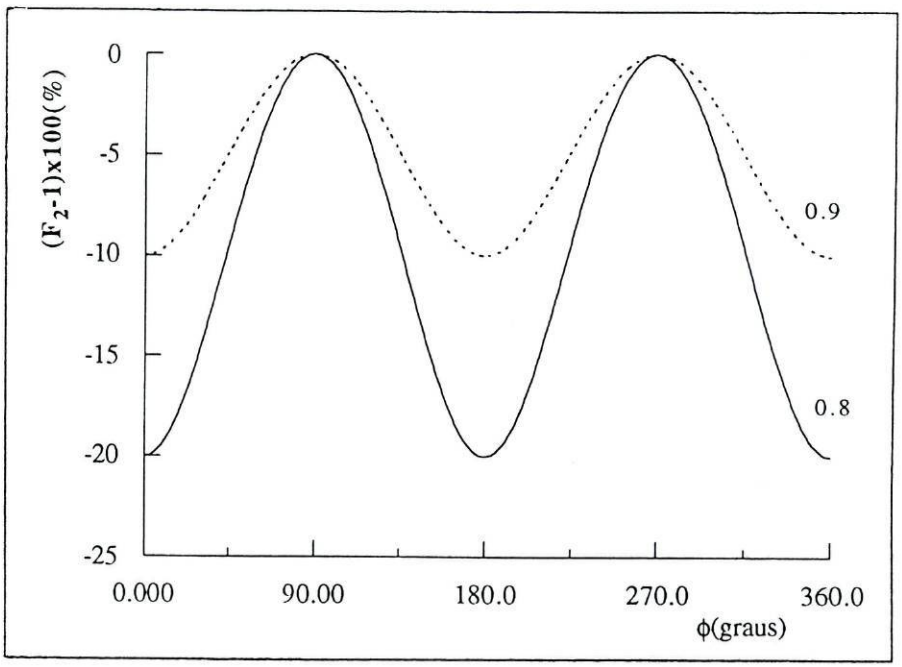

Figura 8.22. Erro de escala introduzido pela técnica de processamento "Diferenciação, Soma e Integração", quando os dois sinais interferométricos não têm a mesma amplitude. São considerados os casos $\beta = 0.8$ e $\beta = 0.9$.

8.4 ANÁLISE DA UTILIZAÇÃO DA CAVIDADE DE FABRY-PÉROT DE BAIXO CONTRASTE COMO ELEMENTO SENSOR

No contexto dos sensores de fibra óptica, o interferómetro de Fabry-Pérot, de baixo contraste e com cavidade óptica tendo um comprimento de algumas dezenas ou centenas de micrometros, vem assumindo uma importância crescente como elemento sensor de grande flexibilidade, com potencialidade para ser utilizado nas mais diversas situações [186-197]. Normalmente, as interfaces ópticas destas cavidades são a face terminal da fibra óptica que guia a radiação para a cavidade, e um elemento reflector externo localizado em frente e próximo dessa extremidade. Em alternativa, podem ser simplesmente as duas interfaces ar-vidro de uma extensão de fibra óptica. Estes interferómetros

têm as vantagens significativas de serem de construção simples, serem compactos e robustos, e permitirem resoluções elevadas. Para além destes aspectos, a leitura do sinal aplicado à cavidade não é afectada por perturbações induzidas nas fibras de ligação ao longo do sistema, já que elas afectam de igual forma as ondas que dão origem ao sinal de interferência.

Devido ao facto de a reflectividade na interface vidro-ar ser pequena (≈ 0.035), é habitual assumir que as ondas geradas através de reflexões múltiplas nas interfaces ópticas da cavidade têm uma amplitude residual, podendo assim ser desprezadas. Como consequência, admite-se que a função de transferência da cavidade é idêntica à de um interferómetro de duas ondas. Este é o ponto de partida de vários esquemas de processamento de sinal, cujo objectivo é a recuperação da informação relativa ao mensurando que actuou na cavidade.

Nesta secção, é avaliada quantitativamente a aproximação que consiste em considerar que a função de transferência da cavidade é a relativa à interferência de duas ondas. Resultados experimentais são então, apresentados e comparados com as previsões teóricas correspondentes. Finalmente, é investigada a maneira como alguns esquemas de processamento afectam a diferença básica entre as duas funções de transferência, resultando numa quantificação do erro final na medição.

8.4.1 Função de Transferência de um Interferómetro de Fabry-Pérot

A função de transferência, em reflexão, de uma cavidade de Fabry-Pérot é (assumindo perdas nulas e incidência normal) [38]

$$I_r(FP) = I_o\left[1 - \frac{(1-R)^2}{1+R^2-2R\cos\phi}\right] = 2RI_o\frac{1-\cos\phi}{1+R^2-2R\cos\phi} \qquad (8\text{-}27)$$

onde "I_o" é a potência óptica injectada na cavidade, cujas interfaces têm uma reflectividade (de potência) "R", e a fase "ϕ" é dada por

$$\phi = \frac{4\pi nL}{\lambda_o} \qquad (8\text{-}28)$$

onde "L" e "n" são o comprimento da cavidade e o índice de refracção do meio que ela contem, respectivamente. Para valores pequenos de "R" tem-se

$$I_r(FP) \approx 2RI_o[1-\cos\phi] \qquad (8\text{-}29)$$

que é a função de transferência de um interferómetro de duas ondas com visibilidade unitária. A Fig 8.23 ilustra a expressão (8-27) para alguns valores de "R".

A Fig 8.24 mostra o desvio relativo, em função de "R", entre a função de transferência de Fabry-Pérot e o caso limite correspondente à interferência de duas ondas. Duas situações são ilustradas, nomeadamente: i) $\phi = 2(m+1/2)\pi$, caso em que o desvio é máximo (Fig 8.24-a); ii) $\phi = (m+1/2)\pi$, - pontos de quadratura (Fig 8.24-b). Nesta última situação, a diferença entre as duas funções de transferência é pequena, mesmo para valores de "R" elevados.

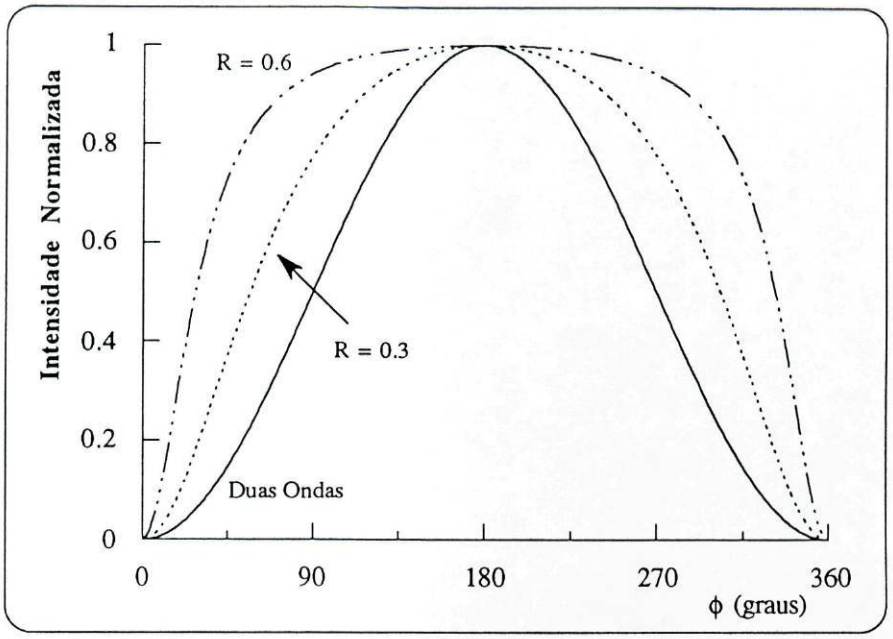

Figura 8.23. Funções de transferência em reflexão (normalizadas pelo seu valor máximo) de uma cavidade de Fabry-Pérot. Representa-se os casos correspondentes a R = 0.3 e R = 0.6, assim como a situação limite relativa à interferência de duas ondas.

Do ponto de vista prático, o caso da cavidade de Fabry-Pérot em que as interfaces têm a reflectividade correspondente à reflexão de Fresnel na fronteira vidro-ar ($R \approx 0.035$) é particularmente importante. A Fig 8.25-a mostra a função dada por (8-27) para $R = 0.035$, assim como o caso limite relativo à interferência de duas ondas. A Fig 8.25-b ilustra o desvio entre estas duas funções em função da fase "ϕ". Como se observa, o desvio máximo ocorre para $\phi = 2(m+1/2)\pi$, sendo de aproximadamente 6.5%.

8.4.2 Verificação Experimental da Função de Transferência da Cavidade

A função de transferência de uma cavidade de Fabry-Pérot de baixo contraste foi determinada experimentalmente, utilizando o esquema ilustrado na Fig 8.26. A fonte óptica escolhida foi um laser de He-Ne. A cavidade de Fabry-Pérot foi formada entre a face terminal de uma extensão de fibra e uma das faces de uma lamela de vidro ($R \approx 3.5\%$), tendo sido a outra face despolida para minimizar a sua reflectividade. A lamela foi fixada a um PZT, de forma a poder-se fazer o varrimento da cavidade. A distância entre a extremidade da fibra e a lamela era da ordem de alguns micrometros, donde é razoável admitir que as ondas geradas através de reflexões múltiplas nas interfaces eram reinjectadas na fibra óptica e guiadas para a região de processamento. Para determinar a função de transferência da cavidade, uma onda rectangular foi aplicada ao PZT, com uma amplitude suficiente para modular a fase do interferómetro de 2π rad em cada meio período. O sinal proveniente do interferómetro era monitorado via uma das portas do acoplador direccional, sendo visualizado num osciloscópio e

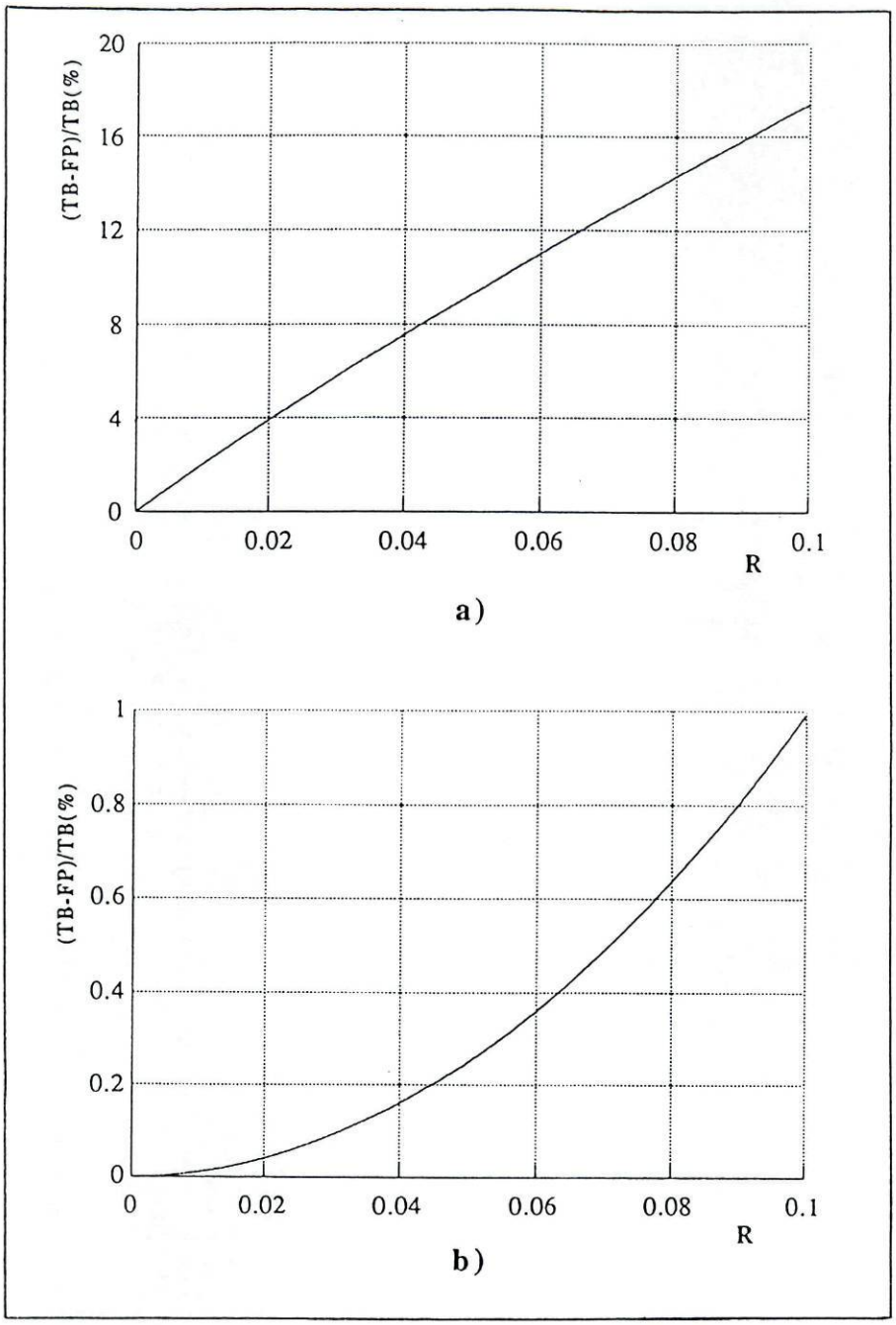

Figura 8.24. Desvio relativo entre a função de transferência de Fabry-Pérot e a função de transferência correspondente à interferência de duas ondas:
a) $\phi = 2(m+1/2)\pi$; **b)** $\phi = (m+1/2)\pi$.

registado numa impressora x-y para análise posterior.

A Fig 8.27-a mostra a onda triangular aplicada à cavidade e o correspondente sinal de saída do interferómetro. A Fig 8.27-b compara os resultados experimentais com a curva teórica obtida a partir da expressão (8-27) (os pontos experimentais foram normalizados de forma a que os máximos das duas curvas coincidam). Como se observa e seria de esperar, existe um acordo significativo entre as curvas teórica e experimental.

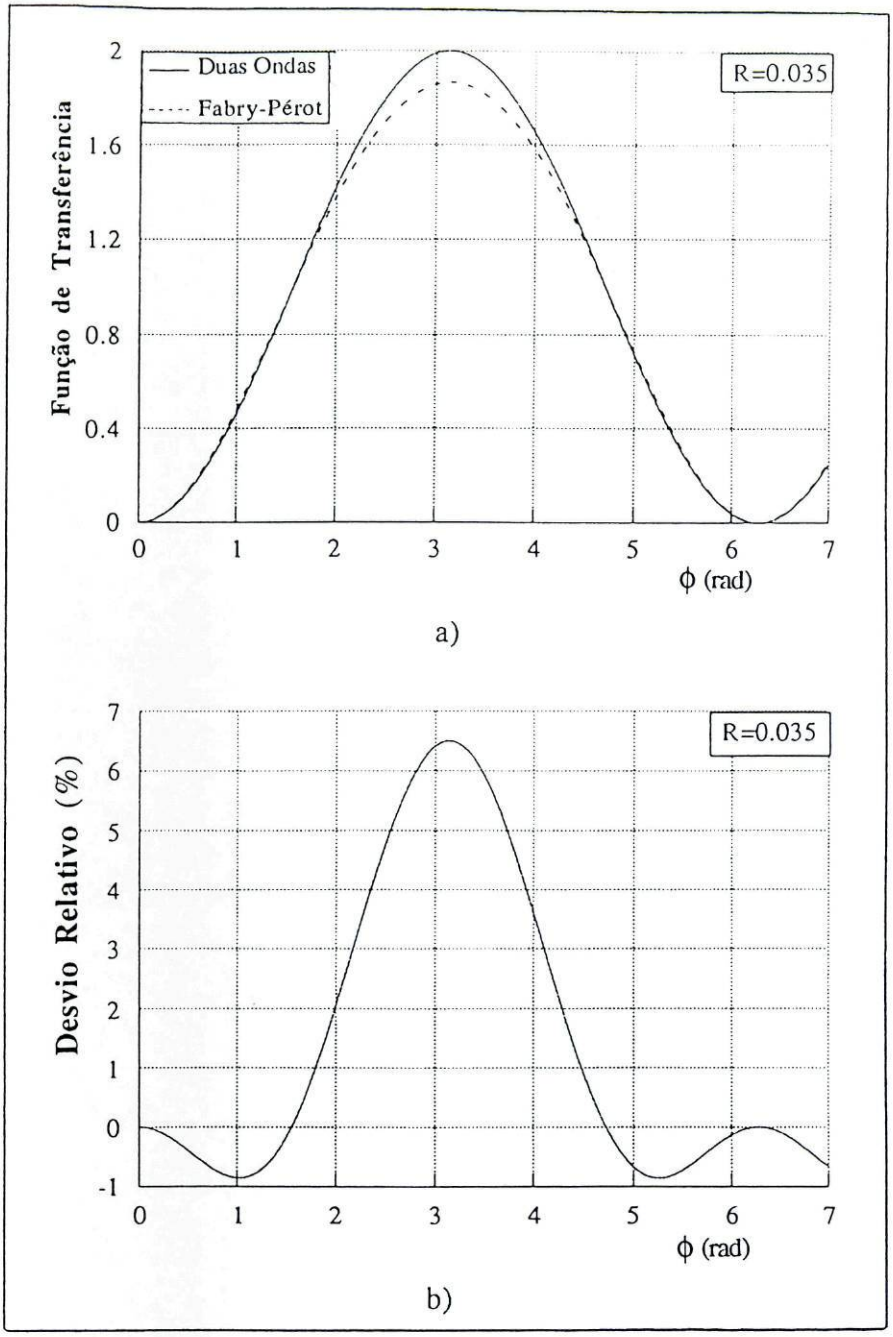

Figura 8.25. **a)** Função de transferência de Fabry-Pérot para R = 0.035, e função correspondente à interferência de duas ondas; **b)** Desvio relativo entre estas duas funções.

8.4.3 Efeito do Esquema de Processamento na Propagação do Erro

Frequentemente, assume-se que o erro introduzido ao aproximar a função de transferência de um interferómetro de Fabry-Pérot de baixo contraste pela função relativa à interferência de duas ondas é desprezável. Donde admitir-se que esquemas de desmodulação apropriados para este último caso, podem também ser utilizados na desmodulação, de sinais aplicados à cavidade de Fabry-Pérot.

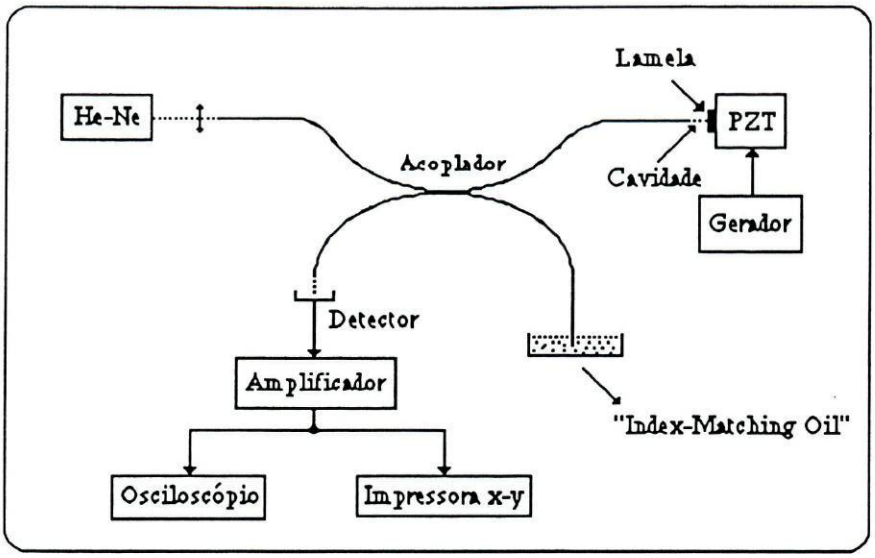

Figura 8.26. Esquema da experiência efectuada para determinar a função de transferência da cavidade de Fabry-Pérot.

No entanto, como se mostra na Fig 8.25-b, mesmo para o caso em que R = 0.035, existem diferenças entre as duas funções de transferência que não podem ser ignoradas. É, assim, importante avaliar a forma como uma dada técnica de desmodulação é afectada na sua operacionalidade ao processar não o sinal para o qual tinha sido projectada (sinal resultante da interferência de duas ondas), mas sim a saída de uma cavidade de Fabry-Pérot de baixo contraste. Este estudo é efectuado nas secções seguintes, para alguns esquemas de processamento correntemente utilizados na desmodulação de sinais provenientes de interferómetros de duas ondas.

8.4.3.1 Processamento Homodino Simples

A Fig 8.24-b mostra que, se for possível manter o interferómetro em quadratura via sintonização activa (actuando, por exemplo, na frequência óptica emitida pela fonte, caso esta seja um laser semicondutor, de uma forma que é dependente do não-balanceamento do interferómetro - note-se que este processo pode ser difícil ou mesmo impossível de implementar atendendo ao pequeno valor para este não-balanceamento), então a diferença entre as duas funções de transferência é desprezável, sendo-o também a diferença entre as suas primeiras derivadas; donde se pode concluir que é pouco relevante o erro de leitura do sistema. Para o caso em que R = 0.035, a diferença entre as duas funções de transferência não é nula para $\phi = 90°$, mas sim para $\phi = 88.9°$, o qual pode ser seleccionado para ser a posição de sintonização (e similarmente para os outros pontos de quadratura, isto é, quando $\phi = (m+1/2)\pi$.

8.4.3.2 Processamento de Duas Componentes em Quadratura

Uma técnica importante de recuperação da informação induzida numa cavidade remota por um dado mensurando consiste em processar duas saídas interferométricas que variam em quadratura,

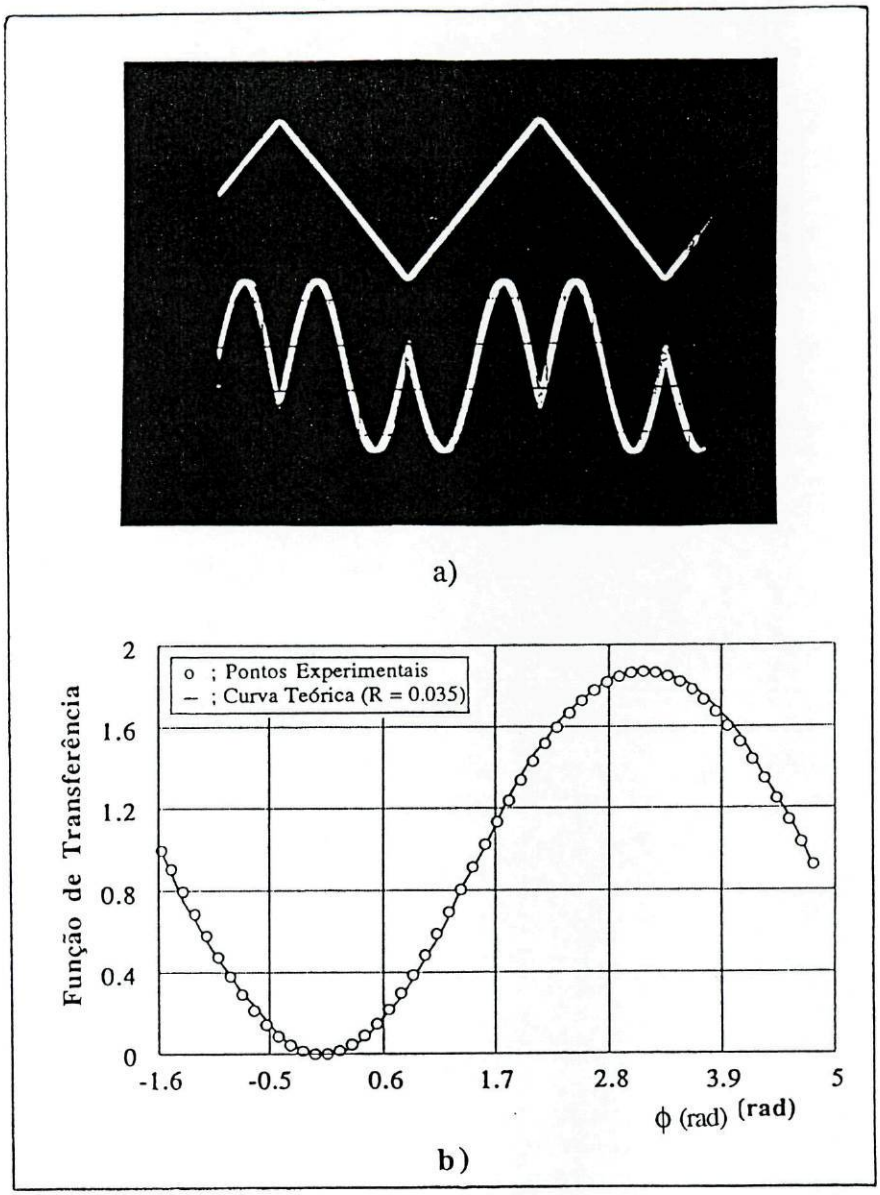

Figura 8.27. **a)***Cima*: sinal aplicado ao PZT; *baixo*: saída do interferómetro; **b)** pontos experimentais e curva teórica obtida a partir de (8-27).

geradas, por exemplo, pela técnica descrita na secção 8.1, ou utilizando dois comprimentos de onda [192,193]. No presente contexto, estes dois sinais são (partindo da expressão (8-27), em que se considerou $2RI_o = 1$)

$$I_{r(FP)_1} = \frac{1-\cos\phi}{1+R^2-2R\cos\phi} \tag{8-30}$$

$$I_{r(FP)_2} = \frac{1-\cos(\phi+\pi/2)}{1+R^2-2R\cos(\phi+\pi/2)} = \frac{1+\operatorname{sen}\phi}{1+R^2+2R\operatorname{sen}\phi} \tag{8-31}$$

Se $\phi = \phi_o + \phi_s\sin(\omega_s t)$, onde "$\phi_o$" é a fase quase-estática e "$\phi_s\sin(\omega_s t)$" é o sinal aplicado à cavidade, a expansão dos numeradores nas expressões anteriores permite obter

$$I_{r(FP)_1} = \frac{1-[\cos\phi_o J_o(\phi_s) - 2\operatorname{sen}\phi_o J_1(\phi_s)\operatorname{sen}(\omega_s t)+\ldots]}{1+R^2-2R\cos\phi} \tag{8-32}$$

$$I_{r(FP)_2} = \frac{1 + [\text{sen}\phi_o J_o(\phi_s) + 2\cos\phi_o J_1(\phi_s)\text{sen}(\omega_s t) - ...]}{1 + R^2 + 2R\text{sen}\phi} \tag{8-33}$$

Assumindo que $\phi_s << 1$, é razoável aproximar "ϕ" por "ϕ_o" no denominador de (8-32) e (8-33). Assim, após filtragem de banda em torno de "$\omega=\omega_s$", obtem-se ($J_o(\phi_s) \approx 1$, $J_1(\phi_s) \approx \phi_s/2$)

$$V_{FP1} \approx \frac{\phi_s \text{sen}\phi_o \text{sen}(\omega_s t)}{1 + R^2 - 2R\cos\phi_o} \tag{8-34}$$

$$V_{FP2} \approx \frac{\phi_s \cos\phi_o \text{sen}(\omega_s t)}{1 + R^2 + 2R\text{sen}\phi_o} \tag{8-35}$$

Duas técnicas serão a seguir consideradas, as quais permitem evitar as flutuações dos sinais "V_{FP1}" e "V_{FP2}", induzidas pelas flutuações de "ϕ_o".

i) Soma dos Quadrados

Definindo (secção 8.2.1)

$$V_{out} \equiv [V_{FP1}^2 + V_{FP2}^2]^{1/2} \tag{8-36}$$

e atendendo a (8-34) e (8-35), tem-se

$$V_{out} \approx \phi_s |\sin(\omega_s t)| F_{FP} \tag{8-37}$$

sinal que é proporcional à amplitude do sinal de fase "ϕ_s". O factor de escala "F_{FP}" varia com o valor actual de "ϕ_o", sendo dado por

$$F_{FP} = \left\{ \left[\frac{\sin\phi_o}{1+R^2 - 2R\cos\phi_o} \right]^2 + \left[\frac{\cos\phi_o}{1+R^2 + 2R\sin\phi_o} \right]^2 \right\}^{1/2} \cong \left[\frac{1+4R(\sin^3\phi_o - \cos^3\phi_o)}{1 + 4R(\sin\phi_o - \cos\phi_o)} \right]^{1/2} \tag{8-38}$$

onde a última expressão foi obtida desprezando termos em R^i, $i>2$, sendo válida para pequeno"R". No caso limite da interferncia de duas ondas, $F_{FP} = 1$, isto é, obtem-se a expressão (8-6). A Fig 8.28 mostra $(1-F_{FP})\times 100(\%)$, em função de "ϕ_o", para os casos $R = 0.035$ e $R = 0.1$.

Considerando a curva para $R = 0.035$ e comparando-a com a curva da Fig 8.25-b, observa-se que este esquema de processamento aumenta ligeiramente a amplitude pico-a-pico (10% contra 7.5%) da diferença entre os sinais derivados das funções de transferência de Fabry-Pérot e de duas ondas, para além de redistribuir esta diferença ao longo do período dessas funções.

ii) Desvio de Fase

Como foi descrito na secção 8.2.2, introduzindo electronicamente uma fase relativa de $\pi/2$ nas expressões (8-34) e (8-35), obtem-se

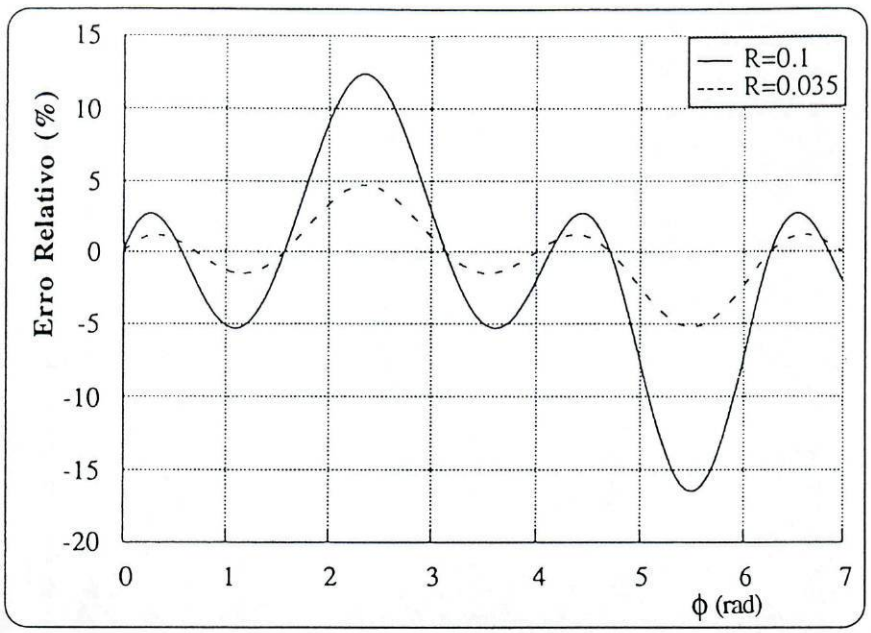

Figura 8.28. Erro de escala introduzido pela técnica de desmodulação "Soma dos Quadrados" ao processar a função de transferência de Fabry-Pérot.

$$V_{FP1} \approx \frac{\phi_s \text{sen}\phi_o \cos(\omega_s t)}{1 + R^2 - 2R\cos\phi_o} \tag{8-39}$$

$$V_{FP2} \approx \frac{\phi_s \cos\phi_o \text{sen}(\omega_s t)}{1 + R^2 + 2R\text{sen}\phi_o} \tag{8-40}$$

Somando estas duas expressões e tendo em consideração a relação trigonométrica

$$H_1\text{sen}(\omega t+\alpha_1) + H_2\text{sen}(\omega t+\alpha_2) = H\sin(\omega t+\alpha) \tag{8-41}$$

onde

$$H = \left[H_1^2 + H_2^2 + 2H_1H_2\cos\delta\right]^{\frac{1}{2}}, \quad \delta = \alpha_2 - \alpha_1 \; ; \; \tan\alpha = \frac{H_1\sin\alpha_1 + H_2\sin\alpha_2}{H_1\cos\alpha_1 + H_2\cos\alpha_2}$$

tem-se (desprezando termos em R^2 em (8-39) e (8-40))

$$V_{out} \approx \phi_s \text{sen}(\omega_s t+\alpha) F_{FP} \tag{8-42}$$

Êste sinal é proporcional a "ϕ_s", como desejado. Agora, o factor de escala "F_{FP}" é dado por

$$F_{FP} \approx \frac{\left\{1+4R[\text{sen}^3\phi_o + R\cos^4\phi_o - \cos^3\phi_o(1+4R\text{sen}^3\phi_o)^{1/2}]\right\}^{1/2}}{(1 - 2R\cos\phi_o)(1 + 2R\text{sen}\phi_o)} \tag{8-43}$$

Na expressão (8-42)

$$\alpha = \text{Arctg}\left[\frac{C\text{sen}\phi_o}{C\cos\phi_o + B}\right] \; ; \quad C \approx \left[1+4R\text{sen}^3\phi_o\right]^{1/2} \quad ; \quad B = -2R\cos^2\phi_o \tag{8-44}$$

No caso limite da interferência de duas ondas, $F_{FP}=1$ and $\alpha = \phi_o$, isto é, obtem-se a expressão (8-7).A Fig 8.29 mostra $(1-F_{FP})x100(\%)$ em função de "ϕ_o", para os casos R = 0.035 e R = 0.1.

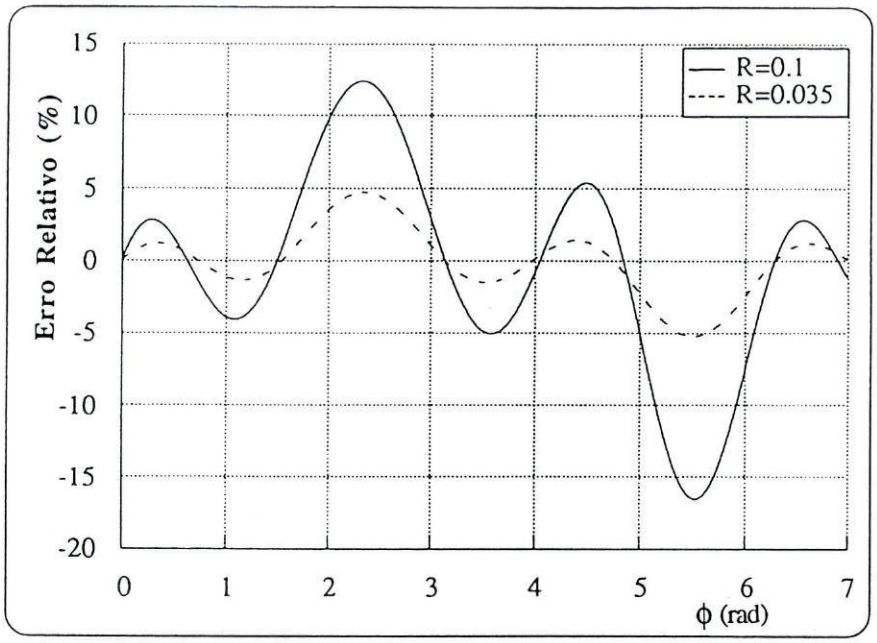

Figura 8.29. Erro de escala introduzido pela técnica de desmodulação "Desvio de Fase" ao processar a função de transferência de Fabry-Pérot.

Comparando as Fig 8.28 e 8.29, é interessante constatar que as duas técnicas de processamento de sinal geram aproximadamente a mesma distribuição de erro ao longo do período das funções de transferência. Erros muito pequenos ocorrem nas regiões em torno dos pontos de quadratura [$\phi_o = (m+1/2)\pi$], assim como nas regiões em torno dos pontos de sensibilidade nula ($\phi_o = m\pi$). No primeiro caso, a razão está na pequena diferença entre as duas funções de transferência em torno dos pontos de quadratura (Fig 8.24-b); no segundo caso, este comportamento é resultado da combinação "função de transferência + técnica de processamento".

Em princípio, parece razoável admitir que os erros introduzidos ao processar a função de transferência de Fabry-Pérot, em vez da função de transferência de duas ondas, assim como aqueles descritos na secção 8.3, podem ser subtancialmente reduzidos caso seja utilizada alguma forma de processamento digital da informação proveniente da cavidade e previamente fixada em memória. No entanto, uma análise detalhada que permitisse atestar a viabilidade, assim como o enquadramento das vantagens e desvantagens relativas do conceito proposto, teria que ser efectuada.

8.4.3.3 Leitura em Coerência

Neste caso, o comprimento "L" da cavidade é muito maior do que o comprimento de coerência da fonte óptica "L_c". A leitura do sinal aplicado à cavidade é efectuada utilizando um interferómetro receptor, cujo não-balanceamento é sintonizado para o valor "2L" (secção 2.4.3). Neste interferómetro composto constituido pela cavidade e pelo interferómetro receptor, somente interferem

entre si as ondas cujos percursos têm extensões que diferem entre si de um valor inferior a "L_c".

Assumindo ausência de perdas no sistema, as potências ópticas das sucessivas ondas reinjectadas na fibra de iluminação são (Fig 8.30)

$$I_1 = I_o R$$
$$I_2 = I_o(1-R)^2 R$$
$$I_3 = I_o(1-R)^2 R^3$$
$$\vdots$$
$$I_m = I_{m-1} R^2 \quad ; \quad m = 3,4,... \qquad (8\text{-}45)$$

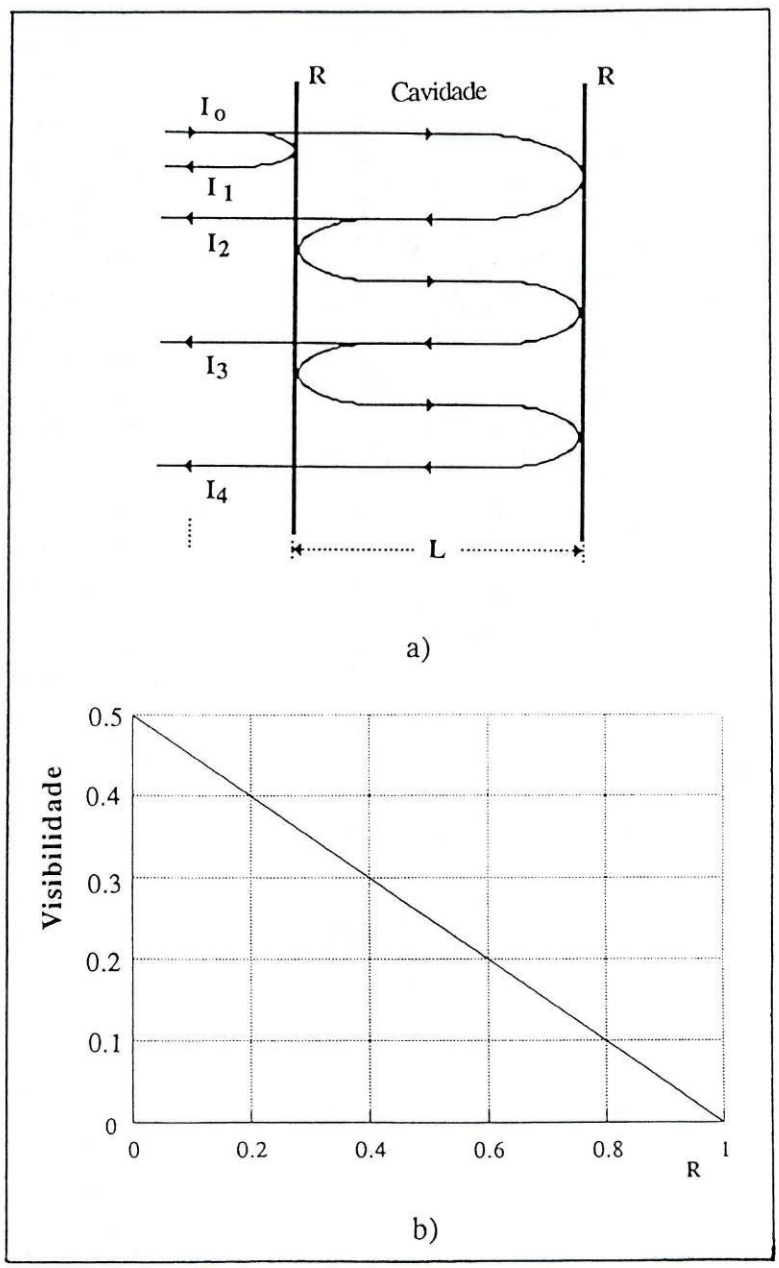

Figura 8.30. **a)** Ondas geradas na cavidade até à quarta ordem (representam-se as ondas separadas lateralmente apenas para tornar a figura mais clara);
b) Visibilidade das franjas da função de transferência da cavidade.

A diferença de fase entre ondas sucessivas é "ϕ", que é função do estado da cavidade ($\phi = \phi_o + \phi_s(t)$). Admitindo que o índice de refracção do meio constituinte da cavidade é inferior ao índice de refracção do meio circundante, é induzido um atraso de fase de "π" na primeira onda reflectida (potência "I_1"). Supondo que um interferómetro de duas ondas (Michelson ou Mach-Zehnder) é utilizado como interferómetro receptor, então à saída deste só interferem entre si ondas adjacentes provenientes da cavidade, resultando daí o sinal "I_{out}" (considera-se que todas as ondas mantêm o mesmo estado de polarização ao longo do sistema, e que toda a potência óptica de retorno da cavidade é injectada no interferómetro receptor):

$$I_{out} = \frac{1}{2}\left[\sum_i I_i + \sqrt{I_1 I_2}\cos(\phi+\pi) + \sum_{m\geq 3}\sqrt{I_m I_{m-1}}\cos\phi\right]$$

$$= I_t\,[1 + V\cos\phi] \qquad (8\text{-}46)$$

onde

$$I_t = \frac{1}{2}\sum_i I_i = \frac{I_o R}{1+R} \qquad (8\text{-}47)$$

$$V = \frac{1}{2I_t}\left[-\sqrt{I_1 I_2} + \sum_{m\geq 3}\sqrt{I_m I_{m-1}}\right] = \frac{1}{2}(R-1) \qquad (8\text{-}48)$$

Este resultado indica que a desmodulação em coerência gera uma função de transferência de duas ondas, mesmo na situação em que "R" não é pequeno. A visibilidade das franjas é dada por |V|, e é representada na Fig 8.30-b. O facto de a visibilidade diminuir linearmente com "R" é o resultado do atraso de fase de valor "π" induzido na primeira onda reflectida ("I_1"). Pode-se também demonstrar que os resultados (8-46), (8-47) e (8-48) são válidos igualmente quando o meio da cavidade tem um índice de refracção superior ao do meio circundante, como será o caso ao considerar-se um interferómetro de Fabry-Pérot em fibra.

Em resumo, neste Capítulo explicitou-se as potencialidades consideráveis da utilização da cavidade de Fabry-Pérot de baixo contraste como elemento sensor. Foi descrito um esquema de interrogação da cavidade, baseado em técnicas de multiplexagem temporal, o qual, sem impor quaisquer restrições às suas características, permite gerar dois sinais interferométricos que variam em quadratura. Para obter a partir destes sinais a informação sobre o mensurando que actua na cavidade, foram consideradas e testadas experimentalmente três técnicas de desmodulação. As suas vantagens e desvantagens relativas foram equacionadas, e quantificados os respectivos erros de processamento. A técnica de desmodulação potencialmente mais atractiva foi sumariamente analisada, tendo-se explicitado as dificuldades mais significativas em termos da sua implementação experimental. Finalmente, foram estudadas as implicações da utilização da cavidade de Fabry-Pérot de baixo contraste como elemento sensor, quando se considera a aproximação que consiste em supor que a sua função de transferência é a de um interferómetro de duas ondas, tendo sido quantificados, para vários esquemas de processamento, os erros de leitura daí resultantes.

9

CONCLUSÃO

Nos últimos doze anos desenvolveu-se um esforço significativo de investigação no sentido de explorar a utilização da fibra óptica como elemento sensor e, simultaneamente, como meio de transmissão, para o bloco de processamento, do sinal resultante da perturbação induzida por um dado mensurando. Sensibilidades elevadas à acção das mais diversas grandezas físicas, imunidade electromagnética, peso e volume reduzidos, flexibilidade geométrica, capacidade enorme de transporte de informação, são alguns dos factores que justificaram o entusiasmo inicial com que o tema foi abordado. Inevitavelmente, com o decorrer do tempo, a percepção e a identificação de problemas de difícil resolução levou a uma atitude de cepticismo crescente relativamente à aplicabilidade, em situações reais, da fibra óptica como sensor. Como exemplos desses problemas, pode-se apontar: existência de sensibilidades cruzadas de difícil controle; necessidade de referenciação em sensores baseados na modulação da intensidade da radiação; nos sensores interferométricos (baseados na modulação da fase da radiação), intervalo pequeno de leitura não-ambígua (π rad), ambiguidade na determinação do estado dos sensores quando o sistema é ligado, e flutuações aleatórias do estado de polarização da radiação no elemento sensor, as quais se traduzem em correspondentes flutuações de escala. A situação evoluiu, e a perspectiva actual é o resultado de uma análise amadurecida que levou a um optimismo moderado. É bem claro que, não sendo os sensores de fibra óptica a solução *total* para a medição de grandezas físicas, são, no entanto, uma solução alternativa com características muito especiais que a tornam única em certas situações, como é o caso da medição em ambientes hostis (por exemplo, em regiões de elevado nível de ruído electromagnético, ou elevado nível de radioactividade, etc.).

A característica única da fibra óptica, que consiste em actuar simultaneamente como elemento sensor e como meio de transmissão da informação para o bloco de processamento, só é devidamente explorada quando se considera a multiplexagem dos sensores. É evidente o interesse deste conceito, não só do ponto de vista da concepção de sistemas, mas também, e fundamentalmente, do ponto de vista económico. Topologias de redes de sensores, métodos de endereçamento destes, tipos de sensores e técnicas de interrogação/desmodulação são alguns dos tópicos que necessitam e têm vindo a ser considerados no contexto da multiplexagem dos sensores de fibra óptica.

O trabalho apresentado nesta tese é o resultado da investigação teórica e experimental que foi efectuada sobre alguns esquemas de multiplexagem de sensores de fibra óptica. Assim, após se ter feito no Capítulo 1 uma introdução genérica aos sensores de fibra óptica, onde foram apresentados os princípios básicos da utilização da fibra óptica como elemento sensor, descritas as técnicas de modulação coerente e incoerente da radiação guiada pela fibra, e enquadrada esta área no contexto da instrumentação, a temática da multiplexagem dos sensores de fibra óptica foi abordada no Capítulo 2. Soluções de multiplexagem que têm sido investigadas e descritas na literatura foram comparadas, e avaliadas as suas características mais significativas, considerando factores tais como topologia da rede de sensores e métodos de endereçamento dos mesmos, balanço de potência da rede e existência ou não de "crosstalk" intrínseco entre sensores, tipo de sensor e técnica de modulação/desmodulação. Aqui, a contribuição pessoal consistiu na sistematização e integração de vários aspectos do conceito de multiplexagem de sensores, algo que, em geral, não é comum encontrar na literatura.

No Capítulo 3, foi estudado um esquema de multiplexagem baseado no endereçamento temporal, em que os sensores eram interferométricos do tipo Michelson, integrados numa topologia inovadora tipo árvore. Foi também descrito um sistema original que permite, utilizando uma técnica híbrida (electro-óptica) a determinação, com referenciação, das correntes eléctricas das três fases da rede de distribuição de potência eléctrica. De uma forma geral, este esquema de multiplexagem revelou-se muito promissor; por um lado, devido ao facto de a modulação temporal ser feita com um modulador acusto-óptico, o que permite estabilizar a frequência da radiação emitida pelo laser semicondutor, com implicações positivas em termos da sensibilidade dos sensores; por outro, pela particularidade de ser possível utilizar acopladores direccionais nominalmente idênticos (e com factor de divisão de 1/2) ao longo de toda a rede. O principal problema detectado consistiu na flutuação do estado de polarização da radiação que se propaga nos dois braços dos interferómetros sensores. No entanto, como se verá mais adiante, é possível actualmente resolver este problema.

No Capítulo 4, estudou-se uma técnica de multiplexagem com endereçamento misto, em que a novidade residiu na forma como este foi implementado. Grupos de sensores interferométricos do tipo Mach-Zehnder eram endereçados temporalmente; dentro de cada grupo, o endereçamento era em frequência. Os sensores distribuiam-se numa topologia escada transmissiva. O endereçamento em frequência dos sensores de cada grupo foi efectuado conjugando a modulação em rampa da corrente de injecção de um laser semicondutor (e, assim, a correspondente modulação da sua frequência de emissão) com não-balanceamentos apropriados para os interferómetros; o endereçamento temporal de grupos de sensores foi realizado via amostragem do sinal de rampa, assim como pela inserção de linhas de atraso de comprimento adequado, distribuidas ao longo da rede de sensores. Foram investigados tópicos tais como o balanço de potência da rede de sensores, a sensibilidade dos mesmos e as fontes de interferência entre sensores. Os resultados experimentais demonstraram que a principal limitação do conceito reside na instabilidade da frequência da radiação emitida pelo laser semicondutor, como consequência da modulação pulsada aplicada à sua corrente de injecção para a implementação do endereçamento temporal. No entanto, foi referido que este problema pode ser ultrapassado, caso se utilize moduladores acusto-ópticos para pulsar a radiação injectada no sistema.

No Capítulo 5, foi estudado, em detalhe, o endereçamento em frequência de sensores

interferométricos, descrevendo-se uma arquitectura mista resultante da combinação duma topologia em árvore com uma topologia tipo Michelson para os interferómetros, a qual resulta em insensibilidade das fibras de iluminação e de retorno às acções de grandezas de influência indesejáveis. Julga-se que, no âmbito deste esquema de multiplexagem, foi pela primeira vez efectuada uma análise quantitativa detalhada dos níveis de "crosstalk" entre sensores da rede, "crosstalk" esse induzido por várias fontes. Os resultados obtidos aplicam-se, genericamente, a qualquer esquema de multiplexagem em que sensores interferométricos são endereçados em frequência. Foi também elaborado o modelo teórico relativo a uma técnica que permite a redução do nível de ruído de fase presente na banda de frequências de sinal, e avaliada a sensibilidade dos sensores considerando as fontes primárias de ruído. De igual forma, foi elaborado o balanço de potência da rede e considerada a sua optimização. Os resultados experimentais obtidos permitiram testar as previsões relativas aos modelos desenvolvidos, tendo sido registado um acordo significativo.

No Capítulo 6, investigou-se um esquema de multiplexagem em que, pela primeira vez, se combinou o endereçamento temporal de sensores interferométricos com leitura em coerência, sendo a iluminação multimodo. Os sensores, do tipo Michelson, distribuiam-se numa topologia escada reflectiva. Esta configuração permite que os sensores sejam fisicamente idênticos (em particular, que tenham o mesmo não-balanceamento, o que abre perspectivas no sentido de o interferómetro receptor poder ser integrado, com as vantagens correspondentes de rapidez de sintonização e de comutação entre sensores, baixa susceptibilidade a ruído ambiental, etc.), e possibilita, por um lado, que a desmodulação seja efectuada com uma gama dinâmica não-ambígua considerável e, por outro, quando se trata da medição de grandezas físicas quase-estáticas (temperatura, pressão, etc.), que a informação seja recuperada sem ambiguidade toda a vez que o sistema é ligado. A possibilidade de a fonte óptica ser um laser semicondutor multimodo foi estudada em detalhe, tendo-se concluido que tal era possível e vantajoso, já que, apesar de ser necessário impor certas condições ao valor do não-balanceamento dos interferómetros, se conseguia uma fonte óptica de baixa coerência, com níveis significativos de potência de emissão, razoavelmente insensível ao efeito do acoplamento à cavidade de radiação reflectida pela rede (o que torna desnecessária a utilização de isoladores ópticos), e que podia ser modulada directamente, via corrente de injecção, pela sequência de impulsos necessária à implementação do endereçamento temporal. Foi também efectuado um estudo relativo ao balanço de potência da rede de sensores, tendo sido considerada a sua optimização, e avaliada a sensibilidade dos sensores em face das fontes primárias de ruído para os casos em que a iluminação é efectuada a 800 nm e a 1300 nm. Os resultados experimentais apresentados testaram positivamente o conceito proposto.

No Capítulo 7, foi estudada uma topologia série transmissiva implementada em fibra birrefringente, sendo os sensores (interferómetros polarimétricos do tipo Mach-Zehnder) endereçados em coerência. Foram especificadas as condições necessárias a que o não-balanceamento relativo dos sensores deve satisfazer, para serem evitados os efeitos do "crosstalk" intrínseco entre os sensores, tendo-se concluido que é possível eliminar este tipo de "crosstalk" com

não-balanceamentos para os sensores não muito distintos uns dos outros. No contexto da avaliação da sensibilidade dos sensores, calculou-se, pela primeira vez para uma topologia deste tipo, a densidade de potência espectral de ruído de fase para o caso em que se considerou como fonte óptica um díodo superluminescente (SLD). Isso permitiu a optimização dos parâmetros da rede. As outras fontes primárias de ruído (ruído quântico e electrónico) foram igualmente consideradas. Foi realizada uma experiência cujos resultados permitiram testar parcialmente as conclusões da análise efectuada.

Finalmente, no Capítulo 8, estudou-se as potencialidades da utilização da cavidade de Fabry-Pérot de baixo contraste como elemento sensor. Descreveu-se um esquema novo de interrogação da cavidade, baseado em técnicas de multiplexagem temporal, o qual, sem impôr quaisquer restrições às suas características, permite gerar dois sinais interferométricos que variam em quadratura. No sentido de se obter, a partir destes sinais, a informação sobre o mensurando que actua na cavidade, foram consideradas e investigadas algumas técnicas de desmodulação. As suas vantagens e desvantagens relativas foram equacionadas, e quantificados os respectivos erros de processamento. Por último, foram pela primeira vez explicitadas as implicações da utilização da cavidade de Fabry-Pérot de baixo contraste como elemento sensor, quando se considera a aproximação que consiste em supor que a sua função de transferência é a de um interferómetro de duas ondas, tendo sido quantificados, para vários esquemas de processamento, os erros de leitura que daí resultam.

Por norma, procurou-se que o trabalho desenvolvido fosse o mais conclusivo possível. No entanto, é importante referir que, em alguns casos, tal não foi completamente conseguido. Como exemplos, pode-se apontar:

- No Capítulo 4, seria necessário estudar as características do endereçamento misto dos sensores na situação em que se modula em rampa a frequência do laser, e a amostragem da radiação injectada no sistema é efectuada por um modulador acusto-óptico;

- No Capítulo 6, o problema da comutação da sintonização do interferómetro receptor para os interferómetros sensores da rede não foi resolvido. Provavelmente, e em certas situações, a implementação de um interferómetro receptor compacto controlado por electrónica adequada permitiria resolvê-lo parcialmente;

- No Capítulo 7, devido a não ter sido possível obter fontes ópticas adequadas, os resultados da experiência efectuada não permitiram testar completamente o modelo teórico desenvolvido;

- No Capítulo 8, não foi testado experimentalmente o esquema de desmodulação que consiste em recuperar, a partir das duas componentes em quadratura e via geração de uma portadora com processamento digital de sinal, a informação sobre o mensurando, sem impor quaisquer restrições ao valor da amplitude do sinal de fase e sem saturar o espectro com harmónicos indesejáveis.

Naturalmente, a investigação efectuada permitiu identificar tópicos de continuação do trabalho desenvolvido, que podem ser abordados recorrendo a conceitos e a técnicas já exploradas neste programa de doutoramento. São exemplos:

- No endereçamento em frequência, análise do "crosstalk" entre sensores induzido pela não-linearidade do sinal óptico em rampa injectado na rede.

- No endereçamento temporal, investigar as implicações sobre as densidades espectrais dos ruídos quântico e electrónico (e, eventualmente, sobre o nível de ruído de tipo 1/f) da amostragem efectuada pelo desmultiplexador temporal na recepção.

- Na desmodulação em coerência, proceder a uma análise comparativa de técnicas que podem ser utilizadas para a identificação da posição de leitura, isto é, a posição de compensação do não-balanceamento do interferómetro sensor. Como exemplos dessas técnicas, pode-se referir: determinação simples do máximo da função de visibilidade; determinação do centro geométrico da envolvente da função de visibilidade (técnica do centroide); processamento de duas funções de visibilidade correspondentes a dois comprimentos de onda distintos, etc. É não só fundamental a precisão com que a posição de leitura pode ser encontrada, mas também o grau de insensibilidade desta à presença de ruído no sistema.

- Investigar as propriedades duma topologia série de sensores polarimétricos em que é imposta a condição de todos os sensores terem o mesmo não-balanceamento. Relativamente à análise apresentada no Capítulo 7, esta condição tem implicações em termos da sensibilidade dos sensores, assim como no nível de "crosstalk" entre eles.

- Aprofundar a investigação efectuada sobre técnicas de desmodulação de sinal no contexto da interrogação de cavidades muito pequenas de Fabry-Pérot de baixa "finesse", assim como estender a análise da aproximação que consiste em supor que a sua função de transferência é a de um interferómetro de duas ondas a esquemas de processamento não considerados no Capítulo 8.

- Analisar redes de sensores com topologias de suporte recursivas, as quais têm características muito interessantes em termos de balanço de potência, e procurar definir critérios, da forma mais objectiva possível, relativamente aos níveis aceitáveis de "crosstalk" intrínseco entre os sensores da rede.

O estudo efectuado permitiu identificar um conjunto de problemas de índole geral, os quais, não sendo novos, continuam a limitar a aplicação prática do conceito da multiplexagem dos sensores de fibra óptica. Nomeadamente:

- *O problema da fonte óptica.* A reprodutibilidade das medições é criticamente dependente da estabilidade dos parâmetros da fonte óptica, especialmente quando esta é um laser

semicondutor. De facto, e como exemplo, níveis reduzidos de acoplamento de potência óptica para a cavidade laser (os quais são frequentemente gerados nas interfaces ópticas dos elementos de colimação do feixe laser, isto é, previamente à passagem deste por um isolador óptico que possa eventualmente ser inserido no sistema) podem alterar completamente as características do processo de medição, tornando-o, por norma, inviável (como se viu no Capítulo 6, dentro de certos limites, o laser semicondutor multimodo é uma excepção). É fundamental, assim, a concepção de conjuntos "fonte óptica + elementos ópticos + electrónica de estabilização" que permitam obter uma iluminação de características bem definidas e estável no tempo. Refira-se que começam a aparecer no mercado fontes ópticas com estas características, no contexto dos sistemas de comunicação coerente por fibra óptica.

- *O problema da flutuação do estado de polarização.* Como foi referido várias vezes ao longo deste trabalho, as flutuações aleatórias da visibilidade das franjas à saída de interferómetros em fibra do tipo Michelson ou Mach-Zehnder, resultado das flutuações relativas do estado de polarização da radiação que se propaga nos seus braços, tornam inviável a aplicação directa destes interferómetros em situações reais, especialmente no caso da multiplexagem em que a exigência de operação passiva é essencial. Refira-se que, como se verá mais adiante, desenvolvimentos recentes indicam que este problema pode ser eliminado para o caso de sistemas baseados em interferómetros de Michelson.

- *O problema do interferómetro receptor.* A combinação do conceito de desmodulação em coerência de sinais interferométricos, provenientes dos sensores da rede, com o conceito de endereçamento temporal dos mesmos, resulta numa estrutura básica de multiplexagem com características muito favoráveis. No entanto, sendo o interferómetro receptor clássico, e devido à sua inércia, existem problemas sérios de sintonização de mensurandos que não variam em regime quase-estático. Pela mesma razão, a comutação da sintonização deste interferómetro entre os vários sensores da rede é problemática. Por outro lado, devido às suas dimensões, a susceptibilidade a ruído ambiental é significativa, o que tem como consequência uma degradação da sensibilidade do sistema. Tudo isto justifica o interesse com que tem sido encarada a hipótese de o interferómetro receptor ser construído com base em dispositivos ópticos integrados. Se tal se verificar ser viável, esta técnica de desmodulação de sensores endereçados temporalmente promete potenciar consideravelmente a aplicabilidade de redes de sensores de fibra óptica para a medição das mais diversas grandezas físicas.

A área dos sensores de fibra óptica tem tido um desenvolvimento contínuo, mas relativamente lento, nos últimos anos. Por um lado, isso é consequência da dificuldade que tem sido encontrada na resolução de certos problemas, alguns dos quais foram identificados atrás. Por outro lado, tal decorre, igualmente, do ritmo lento com que se tem processado o desenvolvimento tecnológico de certos componentes essenciais para o teste e aprofundamento de determinados conceitos. Recentemente, registaram-se progressos em duas áreas, que prometem estimular consideravelmente a

actividade de investigação e desenvolvimento no domínio dos sensores de fibra óptica em geral, e, em particular, no contexto da sua multiplexagem:

1. Vários esquemas têm sido propostos no sentido de ultrapassar o problema da flutuação do estado de polarização das ondas que interferem à saída de interferómetros do tipo Michelson ou Mach-Zehnder. São exemplos são a utilização de controladores de polarização [198,201], o ajuste dinâmico do estado de polarização dos feixes que interferem [202], a detecção de estados de polarização seleccionados [203,204], etc. No entanto, e aparte a utilização de fibra de alta birrefringência (fibra Hi-Bi), as soluções apontadas não se revelaram particularmente eficazes. Recentemente, foi demonstrada uma técnica que permite resolver este problema para o caso das configurações em reflexão, isto é, quando se utiliza o interferómetro de Michelson como elemento sensor [205,206] . De facto, mostrou-se que, independentemente do estado de polarização da radiação à entrada do interferómetro, a inserção de elementos de rotação tipo Faraday imediatamente antes da reflexão dos feixes, ajustados de forma a proporcionarem uma rotação de 45° em cada passagem, possibilita obter, à saída do interferómetro, um sinal de interferência de visibilidade constante (e praticamente unitária). Isto quaisquer que sejam as perturbações a que estejam sujeitos os seus braços (desde que a escala de tempo em que estas perturbações ocorrem seja significativamente superior ao tempo de percurso da radiação no interferómetro). Sendo esta técnica inteiramente passiva, é óbvio que, no contexto da multiplexagem, o interferómetro de Michelson e as topologias reflectivas de suporte se tornam muito mais favoráveis do que as topologias transmissivas, que suportam interferómetros do tipo Mach-Zehnder. Nesta perspectiva, está-se a desenvolver técnicas no sentido da optimização das propriedades das estruturas reflectivas, como é o caso da investigação que se está a efectuar tendente a reduzir, ou mesmo eliminar, os efeitos da radiação rectro-reflectida de Rayleigh em termos da degradação da sensibilidade de fase de interferómetros de Michelson distribuidos em rede [207].

2. Foi referido na secção 2.4.4 que o endereçamento de sensores por comprimento de onda é um esquema promissor para multiplexar um número elevado de sensores, devido, em parte, à circunstância de este esquema ser baseado em princípios intrinsecamente ópticos. A questão da sua aplicabilidade tem a ver com a existência, ou não, de componentes ópticos com as especificações desejadas. O desenvolvimento de técnicas para gerar redes de difracção no próprio núcleo da fibra [208,214] veio abrir novas perspectivas em termos da utilização deste método de endereçamento. Estas redes de difracção, que têm uma função de transferência em reflexão similar à de uma cavidade de Fabry-Pérot de média "finesse" em transmissão, podem ser projectadas para reflectirem um dado comprimento de onda, o qual varia, dentro de certos limites, pela acção de perturbações aplicadas à própria rede (variações de temperatura, de pressão, etc.). Assim, pode-se imaginar uma topologia em série na qual os sensores (redes de difracção), quando iluminados por fontes ópticas de espectro largo (SLD's, ou então fibras superfluorescentes dopadas com érbio e estimuladas por um díodo laser - solução mais interessante em termos dos níveis de potência óptica que podem ser injectados no sistema), reflectem para o bloco de detecção e processamento radiação com comprimentos de onda distintos, passíveis, assim, de serem discriminados. A desmultiplexagem pode ser efectuada com

outras redes de difracção em fibra, com dispositivos ópticos integrados, com um monocromador, etc. A detecção das perturbações induzidas pelos mensurandos nos diversos sensores pode ser realizada monitorando, para cada um deles, o comprimento de onda para o qual a potência óptica reflectida é máxima. Este processo tem uma sensibilidade de leitura reduzida, a qual pode ser substancialmente melhorada utilizando na recepção um interferómetro não-balanceado que converte as variações do comprimento de onda da radiação em variações de intensidade óptica*. De referir que, exercendo o mensurando a sua acção sobre o comprimento de onda da radiação reflectida, o problema da referenciação dos níveis de potência óptica existentes no sistema não se coloca.

Alguns resultados foram já apresentados na literatura que dizem respeito à aplicação destas redes de difracção em sensores de fibra óptica [215,216], assim como na sua multiplexagem [217]. No entanto, estes resultados podem ser considerados como preliminares, sendo de prever que, no futuro próximo, este assunto seja objecto de intensa investigação.

Em resumo, vários esquemas de multiplexagem de sensores de fibra óptica foram investigados neste trabalho, considerando factores tais como topologia de redes, métodos de endereçamento, e técnicas de interrogação e processamento de sinal. A conclusão que decorre do estudo efectuado é que, apesar da existência de dificuldades várias e de problemas mais ou menos complexos, o conceito da multiplexagem dos sensores é viável e intrinsecamente vantajoso. Como tal, é previsível que o seu desenvolvimento seja contínuo, sendo o objectivo a rentabilização das possibilidades consideráveis abertas pela utilização da fibra óptica como elemento sensor.

---

* A utilização desta técnica implica que o não-balanceamento óptico do interferómetro seja inferior, ou similar, ao comprimento de coerência "L_c" da radiação reflectida pela rede. Tendo esta uma largura espectral a meia altura de 0.2 nm (valor típico), tem-se que $L_c \approx 1$ cm.

10

APÊNDICES

A *Técnica de Espelhamento de Extremidades de Fibras Ópticas*

B *Determinação da Eficiência de Moduladores Piezoeléctricos*

C *Desmultiplexadores para Sensores Endereçados Temporalmente*

D *Densidade Espectral de Ruído de Fase num Interferómetro de Duas Ondas*

E *Compensação dos Efeitos da Modulação de Intensidade da Radiação de Lasers Semicondutores*

F *Efeito do Desalinhamento dos Espelhos na Visibilidade das Franjas de Interferómetros Convencionais*

A

TÉCNICA DE ESPELHAMENTO DAS EXTREMIDADES DE FIBRAS ÓPTICAS

Em muitas situações torna-se necessário aumentar substancialmente a reflectividade das extremidades de fibras para além dos habituais 4% associados à reflexão de Fresnel. Várias técnicas existem, mais ou menos complexas, que permitem obter reflectividades próximas dos 100%. Descreve-se aqui uma dessas técnicas, que é particularmente simples, e conduz a resultados excelentes. Baseia-se na deposição de prata, por precipitação, de prata na extremidade da fibra, e é uma adaptação de uma técnica similar utilizada pelos astrónomos amadores para espelhamento de superfícies ópticas.

A técnica assenta no processamento de três soluções, designadas por "A", "B" e "C":

Solução A

Esta solução necessita de um tempo de envelhecimento de, pelo menos, oito dias, não se degradando com a idade. Assim, é conveniente dispôr-se de uma quantidade razoável em armazém, por exemplo 1 dm^3. Para esta quantidade, a composição é:

Agua destilada:	*1000 cm^3*
Açúcar Candy:	*90 g*
Álcool Etílico 95º:	*175 cm^3*
Ácido Nítrico:	*4 cm^3*

Para uma operação de espelhamento de uma ou várias fibras, colocar 6 cm^3 desta solução no recipiente "A".

Solução B

Para uma operação de espelhamento:

recipiente "B"	*Água destilada:*	*15.5 cm^3*
	Nitrato de Prata:	*1 g*

Solução C

Para uma operação de espelhamento:

recipiente "C"	*Água destilada:*	*5 cm^3*
	Soda cáustica pura:	*0.5 g*

As soluções "B" e "C" devem ser preparadas para cada operação de espelhamento.

Procedimento

Com uma pipeta de vidro bem limpa (passada por água destilada) deita-se, gota a gota, amónia no recipiente "B". A solução turva imediatamente, tomando uma coloração acastanhada. Continua-se deitando amónia lentamente até que a solução fique novamente clara. Agita-se constantemente com uma vareta de vidro.

Despeja-se, de seguida, o conteúdo do recipiente "C" no recipiente "B". O líquido escurece novamente. Torna-se a deitar amónia, agitando sempre, até que a solução comece a clarear. É muito importante que a amónia não fique em excesso, pelo que não deve deixar-se a mistura clarear por completo. No fim ficará ligeiramente turva e com um tom amarelado.

Despeja-se, de seguida, o conteúdo do recipiente "B" no recipiente "A", e agita-se suavemente. Rapidamente, coloca-se as extremidades das fibras a espelhar nesta solução. As fibras não devem estar em contacto entre si, nem em contacto com as paredes do recipiente. A mistura começa pouco a pouco, a escurecer, acabando por ficar completamente escura ao fim de uns três minutos, aproximadamente. Antes disso, quando na solução começarem a aparecer uns farrapos e ela se tornar esverdeada, dá-se a operação por terminada. Retira-se então, cuidadosamente, as extremidades das fibras do recipiente. Estas devem ser deixadas a secar durante alguns minutos. Para proteger as faces espelhadas, é conveniente colocá-las em tubos capilares cujas extremidades são fechadas, utilizando-se, por exemplo, cola líquida.

Este procedimento, com um pouco de prática, é muito eficaz e possibilita obter-se reflectividades muito próximas dos 100%. No entanto, para se obter bons resultados, duas condições são essenciais:

1) O corte da fibra deve proporcionar uma face terminal completamente lisa e perpendicular ao eixo da fibra; isto implica a utilização de máquinas de corte de boa qualidade.

2) Qualquer contaminação presente na face a espelhar (o que não é difícil de acontecer dado que, por electricidade estática, as extremidades das fibras ópticas funcionam como autênticos colectores de poeira) quase certamente irá originar o insucesso da operação. Assim, é altamente recomendável que, após o corte, as extremidades das fibras a espelhar sejam imersas em água destilada, e lá permaneçam até à altura em que serão imersas na solução final.

Finalmente, refira-se que, em experiências que decorreram durante vários meses, não se registou qualquer alteração da reflectividade das extremidades das fibras espelhadas por este processo.

B

DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DE MODULADORES PIEZOELÉCTRICOS

Existem várias técnicas para a determinação da eficiência de moduladores piezoeléctricos (PZT's) utilizados para a indução de sinais de fase em interferómetros [46,149]. Uma das que proporciona melhor precisão, sendo de implementação simples e rápida, consiste em aplicar ao PZT um sinal sinusoidal de tensão, e observar num osciloscópio a saída do interferómetro. Variando a amplitude do sinal de tensão, procura-se a situação ilustrada na Fig B.1 para dois valores diferentes da fase quase-estática, "ϕ_o" (equação 1-16).

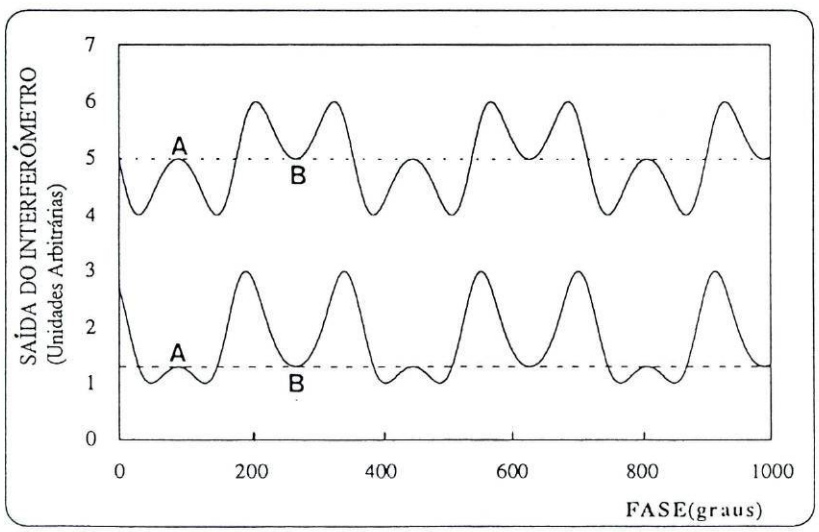

Figura B.1. Sinais à saída do interferómetro quando a amplitude da modulação de fase é igual a "π" [as duas formas de onda - que foram separadas verticalmente para melhor visualização - correspondem a: $\phi_o = \pi/4$ (onda inferior); $\phi_o = \pi/2$ (onda superior)].

Como se observa na figura, os pontos "A" e "B" das formas de onda estão ao mesmo nível, como é claro a partir das linhas a tracejado. No osciloscópio, esta característica é particularmente evidente quando se observa as formas de onda com uma base de tempo longa (relativamente ao período das ondas), dado que então os sucessivos pontos "A" e "B" estão muito próximos, dando a sensação de uma linha que se move para cima e para baixo em função do valor de "ϕ_o". Quando esta característica é visível, a amplitude da modulação de fase "ϕ_s" é igual a "π", e a partir da medição da amplitude do sinal de tensão aplicado é directa a calibração do piezoeléctrico.

C

DESMULTIPLEXADORES PARA SENSORES ENDEREÇADOS TEMPORALMENTE

Dois esquemas serão aqui considerados, nomeadamente a desmultiplexagem temporal de dois sensores (Capítulos 4, 6 e 8), e a desmultiplexagem de quatro sensores (Capítulo 3).

C1. Desmultiplexagem Temporal de Dois Sensores

Para este caso a electrónica é relativamente simples. Na Fig C.1 mostra-se o esquema implementado.

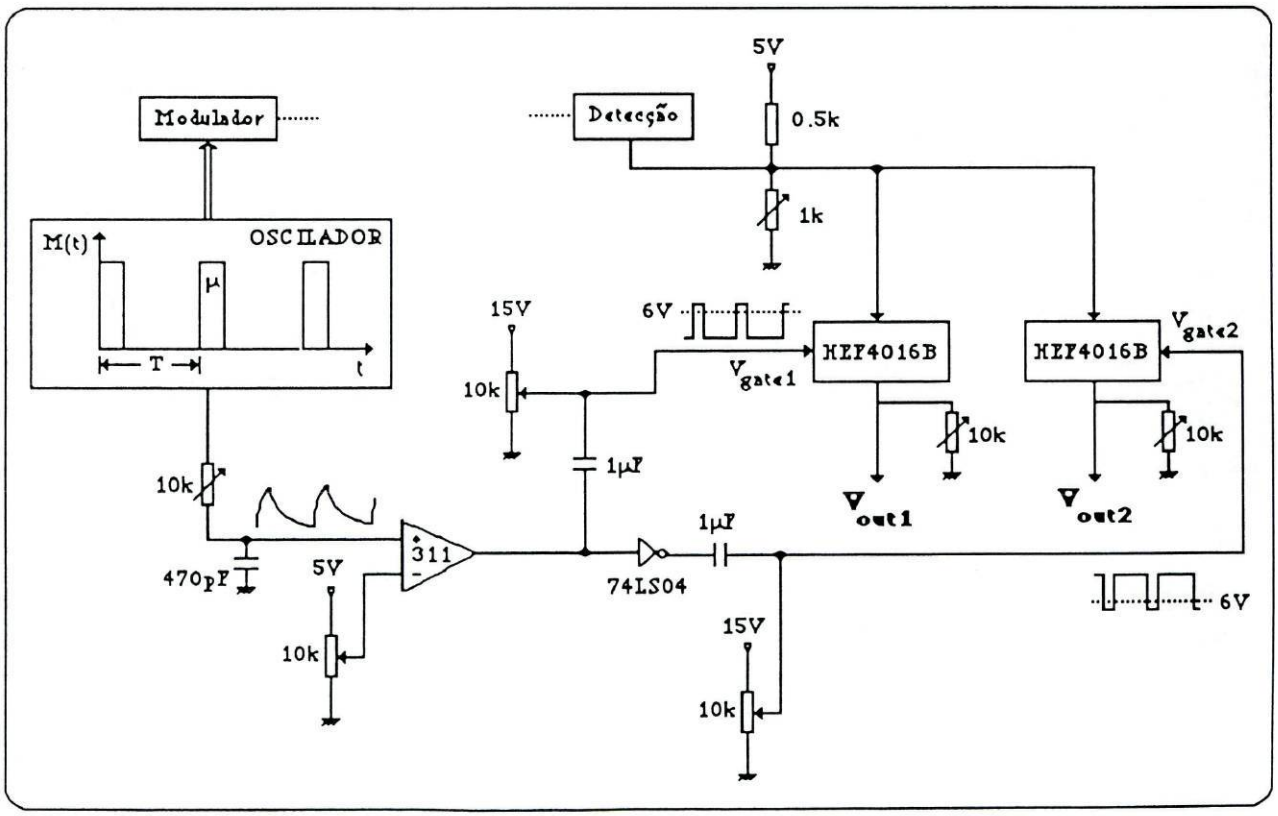

Figura C.1. Esquema de um desmultiplexador de dois canais.

A sequência de impulsos ópticos proveniente dos dois sensores, após detecção, é aplicada a dois interruptores (HEF4016B), cujas saídas são controladas pelos sinais "V_{gate}" aplicados às portas "gate". Estes sinais, provenientes do oscilador que actua no modulador da radiação que é injectada na rede, passam previamente por um filtro passa-baixo de forma a atrasá-los de um valor que é função da

constante de tempo (ajustável) desse filtro. Isto é necessário, atendendo aos tempos de propagação dos sinais ópticos pela rede, assim como aos atrasos devidos ao percurso do sinal gerado no fotodetector pelos blocos de amplificação. Para melhor funcionamento dos interruptores (alimentados a 15 V), o valor médio dos sinais aplicados às portas "gate" deve ser ajustado para 6 V (a comutação dos interruptores ocorre para $V_{gate} \approx 7$ V, e assume-se que o valor pico-a-pico de "V_{gate}" é de ≈ 2 V - valores mais elevados são indesejáveis atendendo ao ruído que é gerado nas comutações). Os interruptores utilizados proporcionam, no estado "off", um isolamento entre a entrada e a saída de ≈ 50 dB.

C2. Desmultiplexagem Temporal de Quatro Sensores

A Fig C.2 mostra o esquema implementado. Este é substancialmente mais complexo do que o representado na Fig C.1, sendo, no entanto, potencialmente mais flexível, dado que, sem ser necessário modificar grandemente a sua estrutura, pode ser configurado para desmultiplexar de 2 a 8 sensores.

Os circuitos integrados referidos na figura são os seguintes:

74LS04 -> Conjunto de seis inversores
74LS10 -> Porta NAND de três entradas
74LS74 -> "Flip-Flop" D, duplo
74LS124 -> VCO ("Voltage Controlled Oscillator")
CD4051 -> Desmultiplexador de oito canais
7406 -> Inversor para tensões elevadas
74LS20 -> Porta NAND de quatro entradas
74LS86 -> Porta OR exclusivo de quatro entradas
74LS161 ->Contador (quatro bits)

O "VCO" gera a frequência de relógio primária de 16 MHz; o contador "A" efectua a divisão dos 16 MHz para 1 MHz, que é a frequência de relógio a utilizar no sistema. O contador "B" divide novamente esta frequência por 4, por forma a obter-se uma onda quadrada a 250 kHz, que é o sinal de sincronismo a aplicar ao gerador de funções de onde se obtem o sinal de modulação "M(t)" (FigC.1). Como se referiu na secção anterior, existe um atraso entre o sinal de sincronismo e o retorno do primeiro sensor. Assim, é necessário atrasar os sinais de endereçamento a aplicar ao desmultiplexador (CD4051) de forma a obter-se a sincronização adequada. Isso é conseguido por intermédio dos interruptores numerados de 1 a 8. Os interruptores de 1 a 4 proporcionam o ajuste fino do atraso em intervalos de 1/16 do período de relógio - 1 μs ("0000" significa nenhum atraso; "1111" indica um atraso de 15/16 μs); com os interruptores numerados de 5 a 8 consegue-se introduzir tempos de atraso múltiplos de 1 μs aos sinais de endereçamento (assim, "11110000" => Δt = 15/16 μs; "11111111" => Δt = 15/16 μs + 15 μs).

O esquema da Fig C.2 permite um isolamento entre os quatro canais de saída da ordem de 40-50 dB.

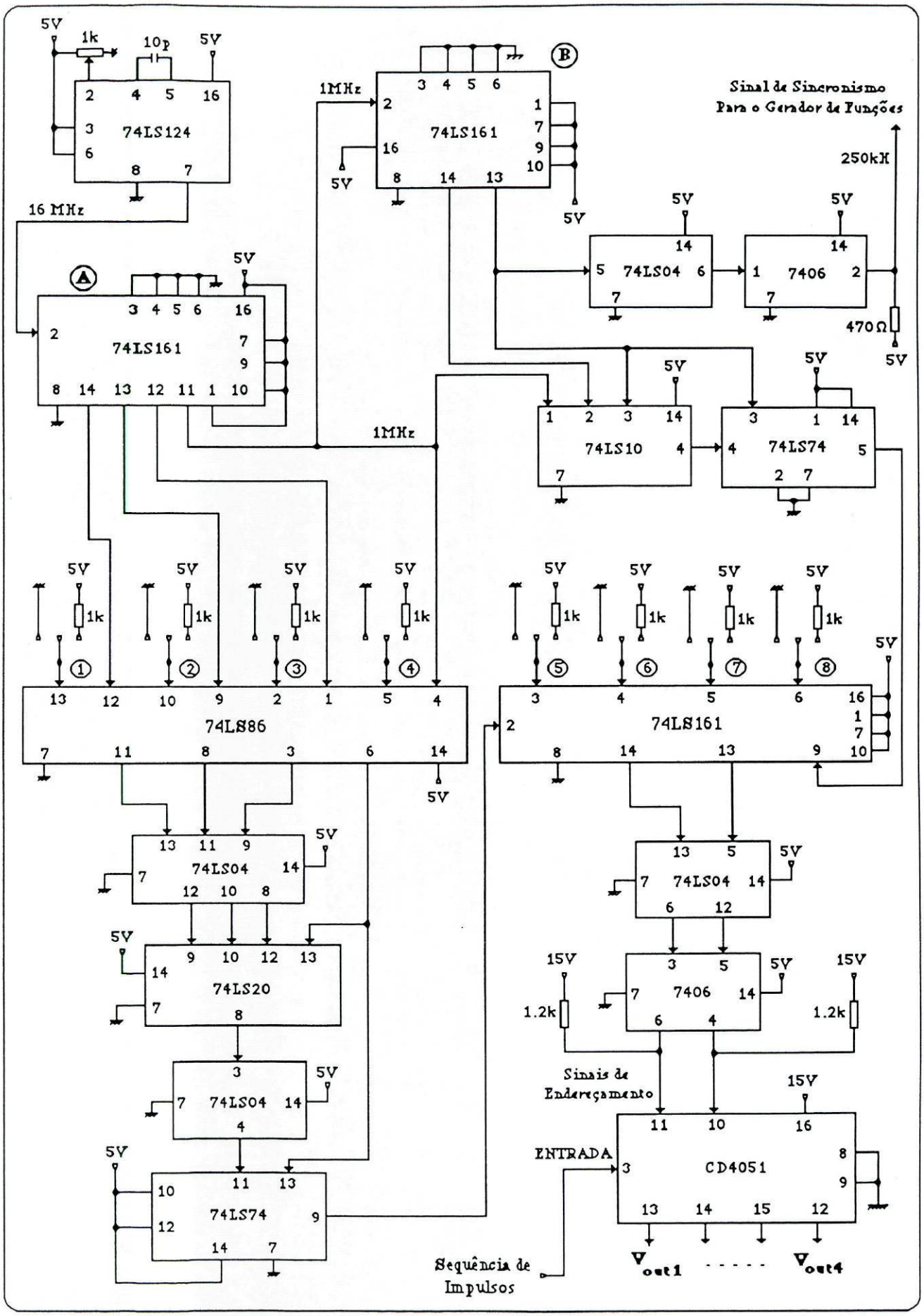

Figura C.2. Esquema do desmultiplexador de quatro canais.

D

DENSIDADE ESPECTRAL DE RUÍDO DE FASE NUM INTERFERÓMETRO DE DUAS ONDAS

Considere-se um interferómetro de duas ondas, por exemplo um interferómetro de Mach-Zehnder de fibra óptica (Fig D.1), iluminado por um laser semicondutor com ruído de intensidade desprezável, e em que as flutuações de fase da radiação emitida seguem uma função de distribuição de probabilidade Gaussiana, o que implica uma função espectral Lorentziana. Não se considera aqui as perdas de potência óptica no sistema nem os efeitos dispersivos das fibras.

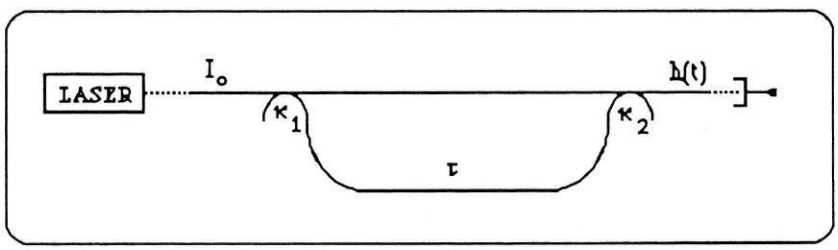

Figura D.1. Interferómetro de duas ondas (Mach-Zehnder em fibra).

A potência óptica injectada no interferómetro é "I_o", "τ" é a diferença dos tempos de propagação da radiação nos dois braços do interferómetro e "h(t)" é a resposta impulsional da configuração, dada por [218,220]

$$h(t) = h_o\delta(t) + h_1\delta(t-\tau) \tag{D-1}$$

onde

$$h_o = \sqrt{(1-\kappa_1)(1-\kappa_2)}$$
$$h_1 = -\sqrt{\kappa_1\kappa_2} \tag{D-2}$$

e "δ" é a distribuição delta de Dirac (o sinal "-" na segunda expressão (D-2) decorre da diferença de fase de "π" introduzida pelo conjunto dos dois acopladores).

O campo eléctrico à saída do interferómetro é dado por (tratamento escalar)

$$E_{out}(t) = E_{in}(t)*h(t) \tag{D-3}$$

onde o símbolo "*" designa convolução, e

$$E_{in}(t) = \sqrt{I_o}\, e^{i[\omega_o t+\phi(t)]} \tag{D-4}$$

é o campo eléctrico à entrada do sistema, sendo "ω_o" a frequência angular óptica central e "$\phi(t)$" a fase aleatória da radiação. A intensidade à saída do sistema é $I_{out} = |E_{out}(t)|^2$. A auto-covariância de "I_{out}" é definida como [39]

$$C_{I_{out}}(T) = \overline{\left[I_{out}(t+T) - \overline{I_{out}(t+T)}\right]\left[I_{out}(t) - \overline{I_{out}(t)}\right]} \qquad \text{(D-5)}$$

onde as barras designam valor médio. De notar que

$$\overline{I_{out}(t)} = I_o[1-(\kappa_1+\kappa_2)+2\kappa_1\kappa_2][1+V\cos(\omega_o\tau)] \qquad \text{(D-6)}$$

onde a visibilidade "V" é (admitindo potências iguais nos dois braços dos interferómetros)

$$V = e^{-\frac{\tau}{\tau_c}} \qquad \text{(D-7)}$$

sendo "τ_c" o tempo de coerência da fonte óptica. Processando (D-5), em conjunção com (D-4) e (D-6), obtem-se [220]

$$C_{I_{out}}(T) = 4I_o^2\kappa_1\kappa_2(1-\kappa_1)(1-\kappa_2)e^{-\frac{2\tau}{\tau_c}}\left\{\cos^2(\omega_o\tau)[\cosh[2(\tau-|T|)/\tau_c]-1] + \right.$$
$$\left. + \operatorname{sen}^2(\omega_o\tau)\,\operatorname{senh}[2(\tau-|T|)/\tau_c]\right\}\Pi\left(\frac{T}{2\tau}\right) \qquad \text{(D-8)}$$

onde "$\Pi(\frac{T}{2\tau})$" representa a função rectângulo de altura unitária e largura "2τ".

A função de autocorrelação de "I_{out}", "$\Gamma_{I_{out}}$", é dada por [39]

$$\Gamma_{I_{out}} = C_{I_{out}} + \left[\overline{I_{out}}\right]^2 \qquad \text{(D-9)}$$

A transformada de Fourier de "$\Gamma_{I_{out}}$" é a densidade espectral de potência óptica ao quadrado à saída do sistema, que tem uma componente de sinal

$$S(f) \equiv F\left\{\left[\overline{I_{out}}\right]^2\right\} = (I_A + I_B)^2[1+V\cos(\omega_o\tau)]^2\delta(f) \qquad \text{(D-10)}$$

e uma componente de ruído (ruído de fase)

$$G_{Phase} \equiv F\left\{C_{I_{out}}\right\} = 8I_AI_Be^{-\frac{2\tau}{\tau_c}}\frac{\tau_c}{1+(\pi f\tau_c)^2}\left\{\operatorname{sen}^2(\omega_o\tau)\left[\cosh\left(\frac{2\tau}{\tau_c}\right)-\cos(2\pi f\tau)\right] + \right.$$
$$\left. + \cos^2(\omega_o\tau)\left[\operatorname{senh}\left(\frac{2\tau}{\tau_c}\right)-\frac{2\tau}{\tau_c}\operatorname{sinc}(2f\tau)\right]\right\} \qquad \text{(D-11)}$$

onde "I_A" e "I_B" são as potências ópticas das ondas que interferem (como se viu atrás, para o caso do interferómetro de Mach-Zehnder, $I_A = I_o(1-\kappa_1)(1-\kappa_2)$, $I_B = I_o\kappa_1\kappa_2$). Esta expressão pode ser simplificada se $f\tau \ll 1$. Esta condição é bem satisfeita em muitas aplicações. Por exemplo, se $f = 100$ kHz e $\tau = 5 \times 10^{-7}$s (não-balanceamento de 100 m), então $2\pi f\tau = 0.34$, $\cos(2\pi f\tau) = 0.95$

e $\mathrm{sinc}(2f\tau) = 0.99$. Assim, é razoável considerar-se $\cos(2\pi f\tau) = \mathrm{sinc}(2f\tau) = 1+(\pi f\tau_c)^2 \approx 1$, donde

$$G_{Phase} = 8I_A I_B \tau_c F(x) \tag{D-12}$$

onde $x = \tau/\tau_c$ e

$$F(x) = e^{-2x}\left[\mathrm{sen}^2(\omega_o\tau)[\cosh(2x) - 1] + \cos^2(\omega_o\tau)[\mathrm{senh}(2x) - 2x]\right] \tag{D-13}$$

Esta função é ilustrada na Fig D.2 para duas situações: $\mathrm{sen}(\omega_o\tau) = 1$ (quadratura); $\cos(\omega_o\tau) = 1$ (condição de sensibilidade mínima). Em ambos os casos os valores assimptóticos de "F" são:

$$F \to 0 \Leftarrow x \to 0; \qquad F \to 0.5 \Leftarrow x \to \infty$$

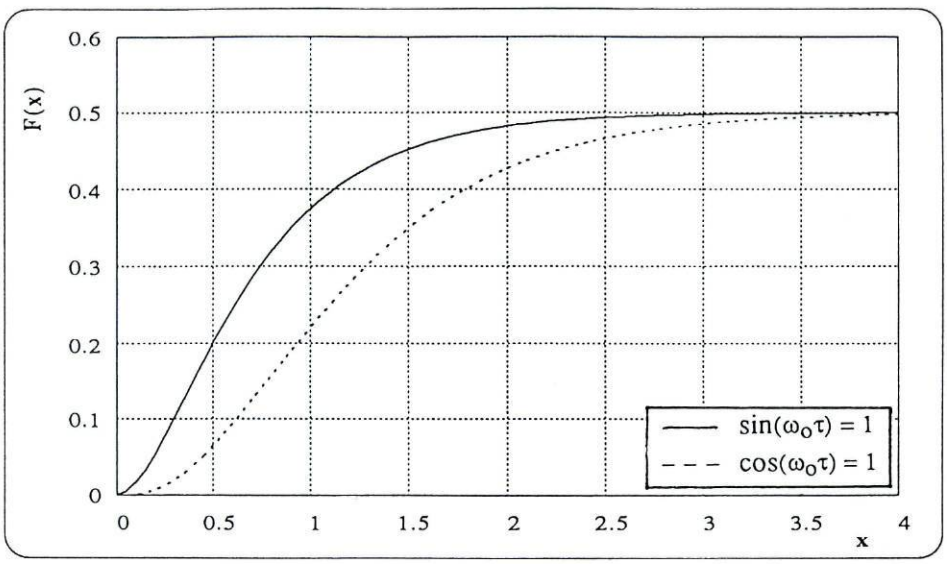

Figura D.2. Representação da função F(x) para os casos $\mathrm{sen}(\omega_o\tau) = 1$ e $\cos(\omega_o\tau) = 1$.

A expressão (D-12) pode ser simplificada nos casos seguintes

1) $\frac{\tau}{\tau_c} \ll 1$ *(Regime Coerente)*

Considerando

$$e^{-2x} \approx 1 - 2x + x^2; \qquad \cosh(2x) \approx \frac{1+4x^2}{2}; \qquad \mathrm{senh}(2x) \approx 2x$$

tem-se:

$$G_{Phase}\Big|_{\frac{\tau}{\tau_c} \ll 1} \approx 16 I_A I_B \frac{\tau^2}{\tau_c} \mathrm{sen}^2(\omega_o\tau) \tag{D-14}$$

Esta expressão mostra que, no regime coerente, a densidade de potência óptica do ruído de fase é proporcional a "τ", e assim ao não-balanceamento do interferómetro.

2) $\frac{\tau}{\tau_c} \gg 1$ *(Regime Incoerente)*

Considerando

$$\cosh(2x) = \frac{1}{2}[e^{2x} + e^{-2x}] \approx \frac{1}{2} e^{2x}$$

$$\text{senh}(2x) = \frac{1}{2}\left[e^{2x} - e^{-2x}\right] \approx \frac{1}{2}e^{2x}$$

e desprezando "2x" em face de "senh(2x)", tem-se

$$G_{\text{Phase}}\Big|_{\frac{\tau}{\tau_c} >> 1} \approx 4I_A I_B \tau_c \qquad \text{(D-15)}$$

que mostra que a densidade espectral do ruído de fase depende somente da potência óptica à saída do interferómetro e do comprimento de coerência da fonte óptica.

E

COMPENSAÇÃO DOS EFEITOS DA MODULAÇÃO DE INTENSIDADE DA RADIAÇÃO DE LASERS SEMICONDUTORES

No endereçamento em frequência de sensores interferométricos, assim como na desmodulação, por técnicas pseudo-heterodinas, dos sinais provenientes destes sensores, é frequente tirar-se partido das características de modulação da frequência óptica emitida por um laser semicondutor, via modulação da sua corrente de injecção. No entanto, a correspondente modulação da potência óptica emitida pelo laser origina efeitos indesejáveis, nomeadamente a redução da sensibilidade dos sensores e, no caso de redes de sensores endereçados em frequência, introdução de interferência ("crosstalk"). Neste apêndice, mostra-se que a utilização de técnicas raciométricas permite, em princípio, eliminar estes efeitos.

Na secção E.1 demonstra-se um procedimento para a compensação destes efeitos no contexto do esquema de multiplexagem analisado no Capítulo 5. Note-se, no entanto, que o método a descrever é geral, podendo ser utilizado, com pequenas adaptações, em qualquer esquema baseado no endereçamento pseudo-heterodino. Na secção E.2 apresentam-se resultados experimentais relativos à aplicação duma variante da técnica mencionada no âmbito do processamento de sinal de interferómetros individuais.

E.1. Aplicação de Técnicas Raciométricas no Endereçamento em Frequência de Sensores Interferométricos.

Considere-se a topologia representada na Fig 5.14. As duas saídas, aí designadas por "A" e "B", após detecção e amplificação, originam os sinais "V_A" e "V_B", que podem ser expressos como (para detalhes, ver a secção 5.1)

$$V_A = V_o[1 + k_o\cos\phi_o] + V_1[1 + k_1\cos\phi_1] + ... + V_N[1 + k_N\cos\phi_N] \qquad (E\text{-}1)$$

$$V_B = \alpha[V_o(1 - k_o\cos\phi_o) + V_1(1 - k_1\cos\phi_1) + ... + V_N(1 - k_N\cos\phi_N)] \qquad (E\text{-}2)$$

onde as visibilidades dos interferómetros são representadas por "k_i" ($i = 0, 1, 2, ..., N$), e o factor "α" é

introduzido por forma a quantificar-se a perda adicional de potência óptica que a saída "B" tem em relação à saída "A". Nas expressões anteriores

$$\phi_i = \omega_i t + \phi_{si} \quad ; \qquad i = 1, 2, ..., N \tag{E-3}$$

Multiplicando "V_A" por "α", e efectuando o processamento

$$V_{out} = \frac{\alpha V_A - V_B}{\alpha V_A + V_B} \tag{E-4}$$

tem-se

$$V_{out} = \frac{V_o k_o \cos\phi_o + V_1 k_1 \cos\phi_1 + ... + V_N k_N \cos\phi_N}{V_o + V_1 + ... + V_N} \tag{E-5}$$

De notar que "V_o", "V_1", ..., "V_N" são proporcionais à potência óptica injectada no sistema, e, assim, têm a mesma dependência temporal da eventual modulação da potência óptica emitida. Devido a esta proporcionalidade, existe uma relação constante entre os diversos "V_i's", isto é:

$$V_1 = h_1 V_o \,, \quad V_2 = h_2 V_o \,, \quad V_3 = h_3 V_o \,, \ ... \,, \ V_N = h_N V_o \tag{E-6}$$

onde "h_1", "h_2", ... , "h_N" são constantes. Assim

$$V_{out} = \frac{k_o \cos\phi_o + h_1 k_1 \cos\phi_1 + ... + h_N k_N \cos\phi_N}{1 + h_1 + h_2 + ... + h_N} \tag{E-7}$$

Fazendo passar "V_{out}" por um filtro de banda sintonizado para "ω_i", de (E-3) tem-se

$$V_{out_i} = \frac{h_i k_i}{1 + h_1 + h_2 + ... + h_N} \cos(\omega_i t + \phi_{si}) \tag{E-8}$$

que é a portadora desejada para o interferómetro "i", livre dos efeitos resultantes da modulação de intensidade da radiação emitida pelo laser*.

Para que o procedimento descrito nesta secção seja viável, é necessário ter-se um processo expedito para se determinar "α" em tempo real (equação E-4). Isso pode ser conseguido da forma seguinte. Seja:

$$\begin{aligned} V_o &= \overline{V_o} + v_o(t) \\ V_1 &= \overline{V_1} + v_1(t) \\ &\ \ \vdots \\ V_N &= \overline{V_N} + v_N(t) \end{aligned} \tag{E-9}$$

onde "$\overline{V_i}$" (i = 0, 1, 2, ... , N) é constante, e "$v_i(t)$" representa a parte variável de "V_i". Assim, fazendo

* Relativamente ao caso sem processamento, "V_{out_i}" vem atenuado pelo factor "$1/(1+h_1+h_2+...+h_N)$"; no entanto, esta atenuação pode ser facilmente compensada introduzindo-se um ganho adicional na recepção.

passar "V_A" e "V_B" por filtros passa-baixo, tem-se

$$V_{Al->Passa\text{-}Baixo} = \overline{V_o} + \overline{V_1} + \ldots + \overline{V_N} + \overline{V_o}\, k_o \cos\phi_o \qquad \text{(E-10)}$$

$$V_{Bl->Passa\text{-}Baixo} = \alpha\left[\overline{V_o} + \overline{V_1} + \ldots + \overline{V_N} - \overline{V_o}\, k_o \cos\phi_o\right] \qquad \text{(E-11)}$$

Como o interferómetro "0" é mantido em quadratura, "$\cos\phi_o = 0$", donde

$$\frac{V_{Bl->Passa\text{-}Baixo}}{V_{Al->Passa\text{-}Baixo}} = \alpha \qquad \text{(E-12)}$$

Na Fig E.1 ilustra-se esquematicamente o processamento que é necessário efectuar para se obter "V_{out}" (equação (E-7)).

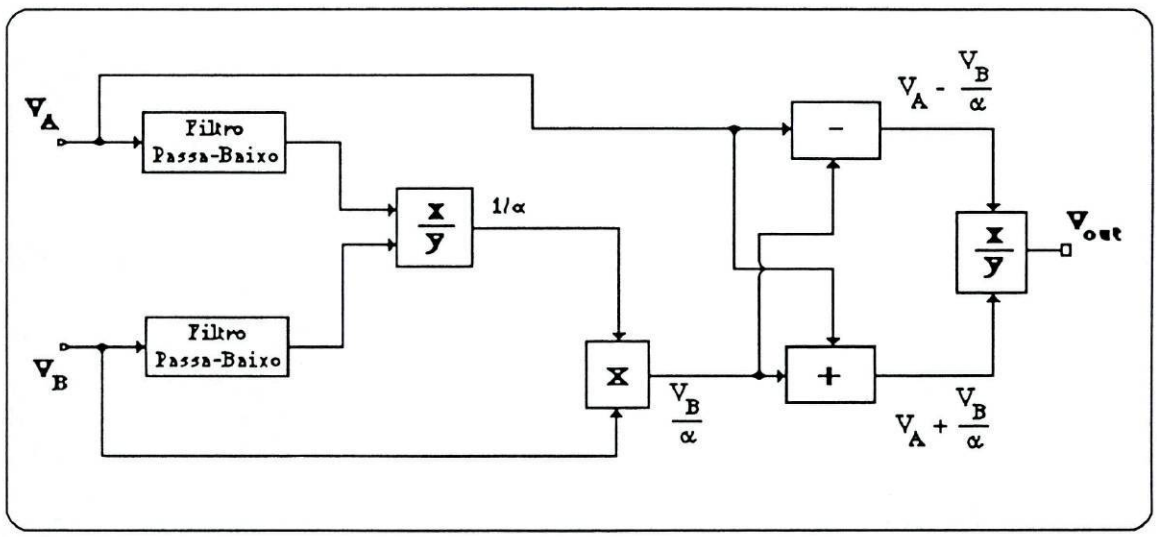

Figura E.1. Esquema do processamento necessário para se eliminar os efeitos da modulação de intensidade da radiação de um laser semicondutor, quando neste actua uma corrente de injecção variável.

Como foi referido atrás, a técnica descrita pode ser adaptada para reduzir, ou mesmo eliminar, os efeitos da modulação de intensidade da radiação da fonte óptica em redes de sensores, em que estes são endereçados em frequência pela técnica pseudo-heterodina.

E.2. Aplicação de Técnicas Raciométricas no Processamento Pseudo-Heterodino em Interferómetros

Um dos processos mais atractivos de implementar o processamento pseudo-heterodino (com o objectivo de se determinar os sinais de fase induzidos num interferómetro), consiste em modular em rampa a frequência da radiação de um laser semicondutor, via modulação da sua corrente de injecção, em conjunção com a existência de um não-balanceamento adequado para o interferómetro (secção1.4.3). A implementação deste método permite obter, à saída do interferómetro:

$$I_{out} = I_o(t)[1 + k\cos(\omega t + \phi)] \qquad \text{(E-13)}$$

onde "ϕ" é o termo de fase, que contem as fases de sinal, de ruído e a componente quase-estática. Infelizmente, o factor "$I_o(t)$" não é constante (como deveria ser), porque a modulação da corrente de injecção do laser semicondutor implica, também, a modulação da potência óptica emitida. Como consequência, a portadora do interferómetro (de frequência "ω") é modulada por "$I_o(t)$", como é bem visível na Fig E.2 (os resultados que aí se mostram foram obtidos utilizando-se o esquema experimental que se descreve mais adiante).

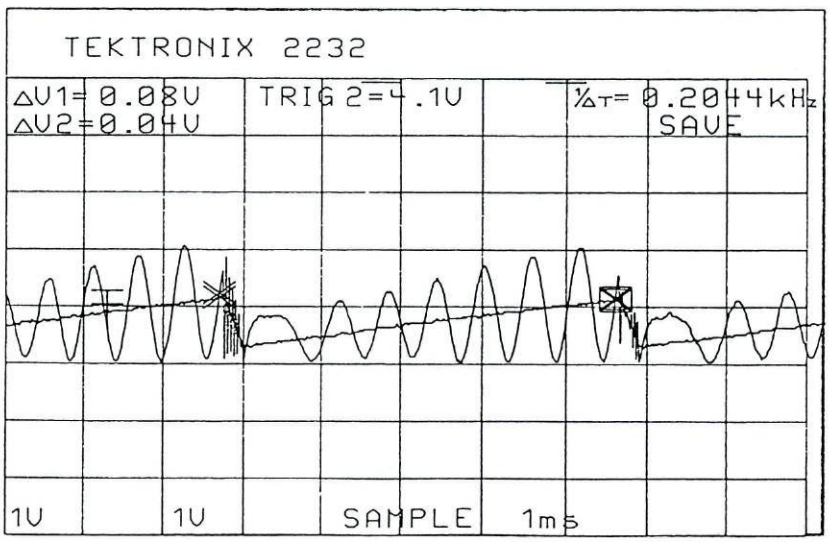

Figura E.2. Sinal de modulação em dente-de-serra da corrente de injecção do laser semicondutor, e a correspondente saída do interferómetro (os dois sinais foram obtidos com escalas verticais distintas).

Este efeito, para além de gerar um número elevado de harmónicos que ocupam espaço no espectro de frequências, tem também como consequência a redução da sensibilidade de fase do interferómetro. No entanto, caso se tenha acesso a uma fracção da potência óptica emitida pelo laser, é possível obter-se sinais da forma

$$V_S = V_o(t)[1 + k\cos(\omega t + \phi)] \qquad \text{(E-14)}$$

$$V_R = V_o(t) \qquad \text{(E-15)}$$

donde

$$V_{out} \equiv \frac{V_S}{V_R} = 1 + k\cos(\omega t + \phi) \qquad \text{(E-16)}$$

que é um sinal livre dos efeitos acima descritos. Na Fig E.3 mostra-se o esquema experimental implementado para testar o conceito subjacente a (E-16). Um interferómetro de Michelson clássico, com um não-balanceamento de ≈ 10 cm, era iluminado por um laser semicondutor monomodo (Mitsubishi 4102), cuja corrente de injecção era modulada por uma onda em dente-de-serra de amplitude adequada, por forma a que a fase do interferómetro fosse modulada por um número inteiro

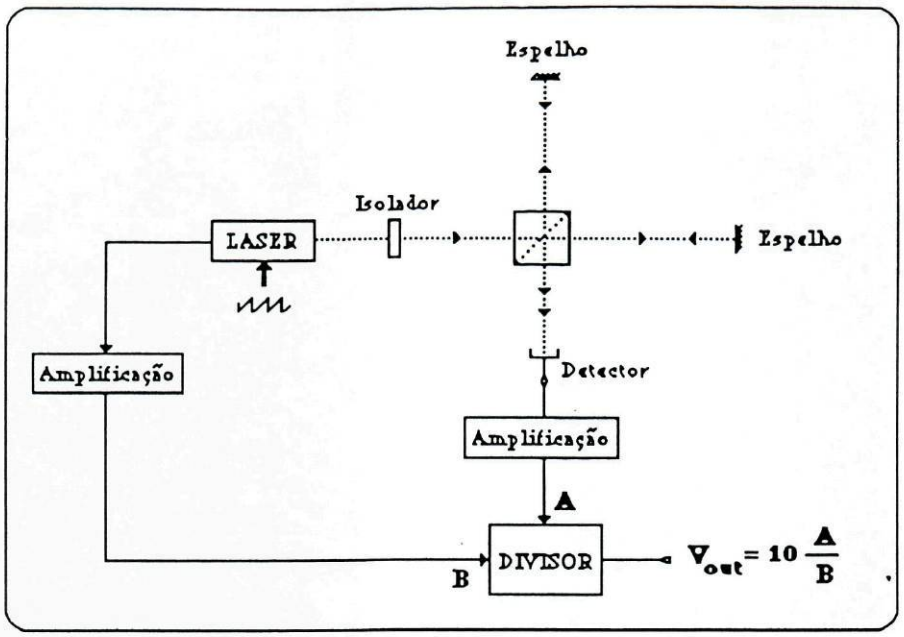

Figura E.3. Esquema da experiência efectuada.

(7) de franjas. O sinal de referência "V_R" era obtido a partir do fotodetector de monitoração, integrado na mesma pastilha de GaAs do laser semicondutor. A divisão electrónica foi efectuada pelo circuito integrado AD534. Os resultados encontram-se na Fig E.4. Como se observa, o procedimento descrito é efectivo na redução da modulação em dente-de-serra do sinal à saída do interferómetro.

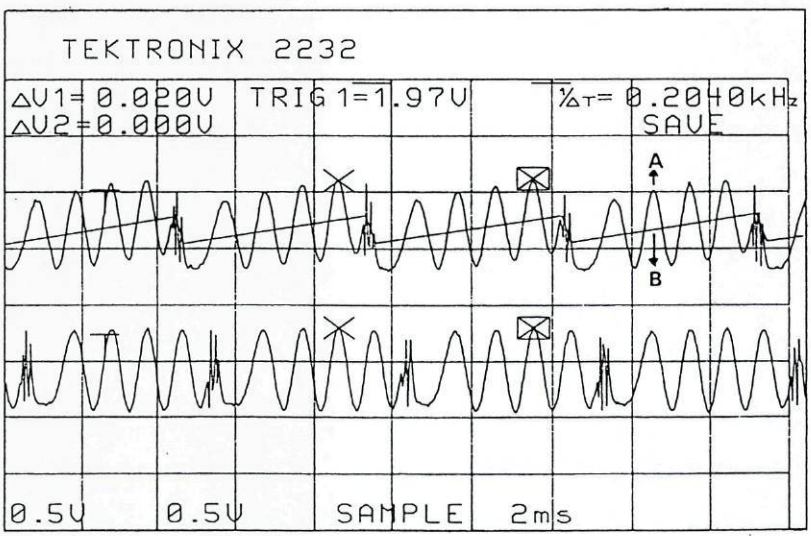

Figura E.4. Cima: **A** - sinal à saída do interferómetro; **B** - sinal de referência;
Baixo: forma de onda à saída do divisor.

A observação do sinal à saída do divisor num analisador de espectros permitiu determinar que, com ajustamentos adequados, era possível reduzir em 50 dB os harmónicos indesejáveis resultantes da referida modulação. A estabilização do ganho dos vários amplificadores, assim como a utilização de divisores electrónicos mais precisos, permitiria obter factores de redução superiores ao mencionado.

F

EFEITO DO DESALINHAMENTO DOS ESPELHOS NA VISIBILIDADE DAS FRANJAS DE INTERFERÓMETROS CONVENCIONAIS

Na multiplexagem em coerência, ou, simplesmente, na leitura por coerência de sinais induzidos num interferómetro, é habitual utilizar-se um interferómetro receptor convencional, regra geral do tipo Michelson, com não-balanceamento variável por forma a estar sintonizado para o respectivo interferómetro sensor. Este processo é normalmente efectuado através do varrimento de um dos espelhos do interferómetro receptor, e necessita, para ser eficaz e proporcionar resultados reprodutíveis, que este interferómetro esteja convenientemente alinhado. Se isso não acontece, a qualidade da leitura fica significativamente degradada, como será evidente da análise que a seguir se apresenta.

Se os espelhos do interferómetro receptor estão desalinhados, as frentes de onda que interferem não são paralelas na superfície do detector, donde o sinal à saída deste será afectado. A geometria e os parâmetros relevantes são explicitados na Fig F.1. Na superfície do detector, seja "ϕ_o" a diferença de fase entre as ondas "1" e "2" na coordenada $x = 0$. Devido à inclinação relativa das duas ondas, a diferença de fase na coordenada "x" é

$$\phi(x) = \phi_o + \frac{2\pi}{\lambda} x \operatorname{sen}\theta \qquad \text{(F-1)}$$

Assumindo uma coerência temporal perfeita, assim como igual intensidade e estado de polarização para as duas ondas, a intensidade resultante na coordenada "x" do detector é

$$I(x) = C[1 + \cos\phi(x)] \qquad \text{(F-2)}$$

onde "C" é uma constante que é determinada pela potência óptica injectada no interferómetro, pelas perdas deste, assim como pela extensão segundo "y" da superfície do detector. A intensidade total detectada é:

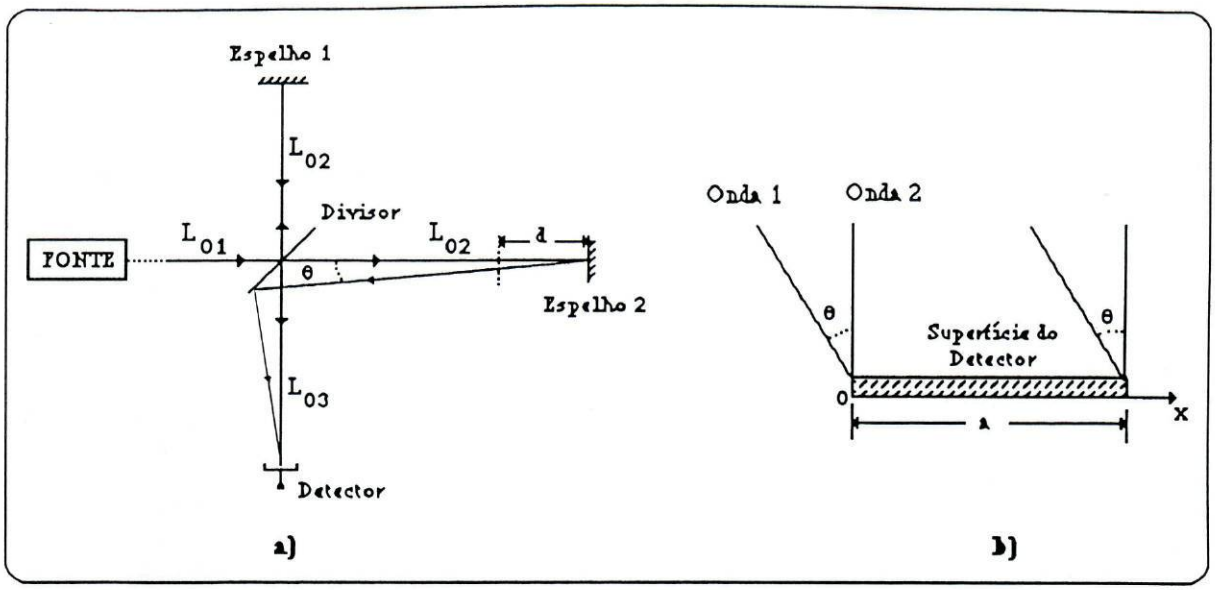

Figura F.1. Representação esquemática do desalinhamento das duas ondas que interferem num interferómetro de Michelson convencional (em **b** representa-se a orientação das duas ondas relativamente à superfície do detector).

$$I_{det} = \int_0^a I(x)dx = \left\{ 1 + \frac{1}{\beta}\left[\text{sen}(\phi_o+\beta) - \text{sen}\phi_o\right] \right\} \tag{F-3}$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} a\text{sen}\theta \tag{F-4}$$

Dois casos serão agora analisados.

1) *Dependência de "I_{det}" com "θ"*

Por simplicidade considera-se $\phi_o = 0$, donde (F-3) fica

$$\frac{I_{det}}{I_{det|max}} = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\text{sen}\beta}{\beta}\right] \tag{F-5}$$

Esta função é ilustrada na Fig F.2 ($\lambda = 0.63$ μm, a = 1 mm). Dela se conclui que, mesmo para valores de"θ" muito pequenos, o número de franjas através da superfície do detector é elevado, com a consequência de a intensidade detectada tender para um valor médio.

2) *Dependência de "I_{det}" com "d"*

O não-balanceamento das duas ondas em x = 0 é (Fig F.1)

$$\Delta L(x = 0) \approx \frac{(1+\cos\theta)d + L_{o3}(1-\cos\theta) + L_{o3}(1-\cos\theta)}{\cos\theta} \tag{F-6}$$

donde

$$\phi_o = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta L(x = 0) \tag{F-7}$$

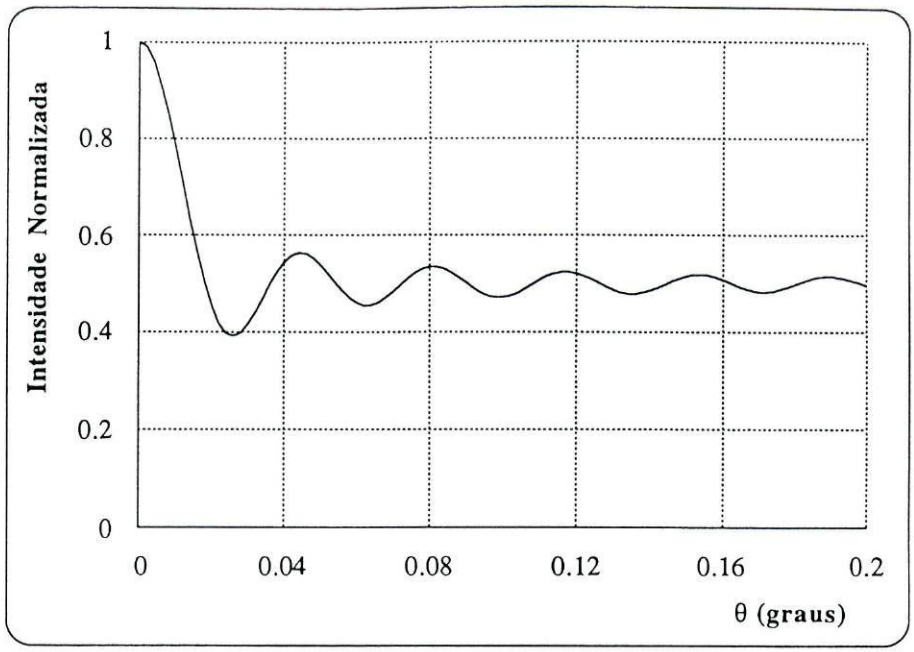

Figura F.2. Dependência da intensidade detectada com o desalinhamento "θ" do espelho ("d" constante).

Na Fig F.3 mostra-se a dependência de "I_{det}" (equação F-3) em "d" para os casos $\theta = 0°$, $\theta = 0.01°$ e $\theta = 0.1°$ ($\lambda = 0.63$ μm, a = 1 mm, $L_{02} = L_{03} = 0.5$ m).

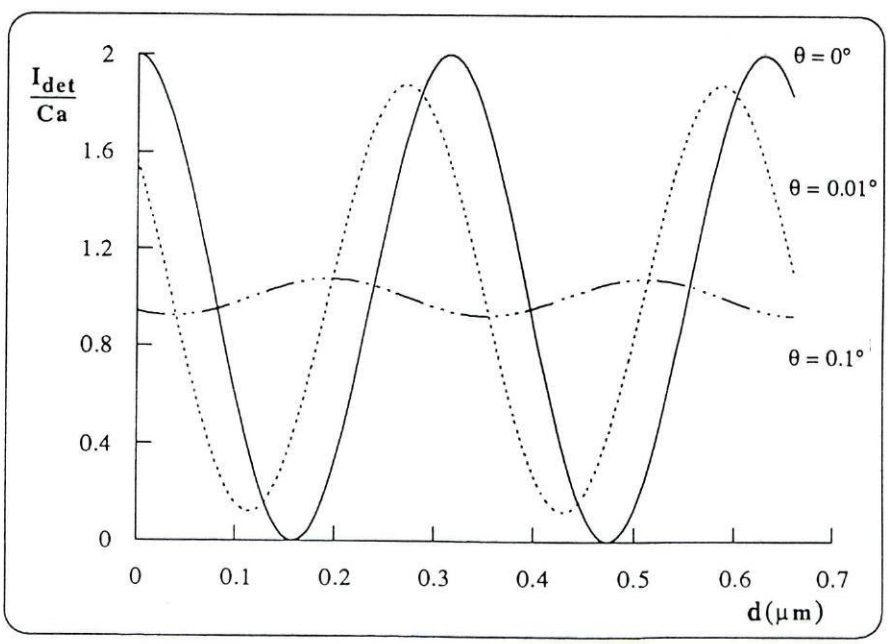

Figura F.3. Dependência da intensidade detectada com "d".

A redução da visibilidade das franjas, e consequentemente da sensibilidade de leitura, com o desalinhamento angular é bem evidente. Isto indica que cuidado extremo é exigido para se manter alinhado o interferómetro quando se efectua o varrimento de um dos seus espelhos. De notar, no entanto, que as condições de alinhamento podem ser relaxadas, em certa medida, utilizando-se um detector de área activa pequena.

11

REFERÊNCIAS

[1] *J. Gowar*
"Optical Communication Systems"
Prentice-Hall, 1984.

[2] *B. Culshaw*
"Optical Fibre Sensing and Signal Processing"
Peter Peregrinus, 1984.

[3] *Ed. J. Dakin, B. Culshaw*
"Optical Fibre Sensors: Principles and Components"
Artech House, 1988.

[4] *Ed. B. Culshaw, J. Dakin*
"Optical Fibre Sensors: Systems and Applications"
Artech House, 1989.

[5] *T. Giallorenzi, J. Bucaro, A. Dandridge, G. Sigel, J. Cobe, R. Rashleigh, R. Priest*
"Optical Fiber Sensor Technology"
J. Quant. Electron., 18 (1982), 626.

[6] *B. Culshaw*
"Trends in Fibre Optic Sensors"
J. Optical Sensors, 1 (1986), 327.

[7] *B. Culshaw*
"Optical Systems and Sensors for Measurement and Control"
J. Phys. E: Sci Instrum, 16 (1983), 978.

[8] *B. Jones*
"Optical Fibre Sensors and Systems for Industry"
J. Phys. E: Sci Instrum, 18 (1985), 770.

[9] *D. Jackson, J. Jones*
"Fibre Optic Sensors"
Optica Acta, 33 (1986), 1469.

[10] *D. Jackson, J. Jones*
"Extrinsic Fibre-Optic Sensors for Remote Measurement: part two"
Optics and Laser Tech., 18 (1986), 299.

[11] *G. Pitt, P. Extance, R. Neat, D. Batchelder, R. Jones, J. Varret, R. Pratt*
"Optical Fibre Sensors"
IEE Proc., 132 (1985), 214.

[12] *J. Place*
"Optical Control and Alarm Switches for the Process Industries"
Proc. Conf. PROMECON, Londres (1984), 157.

[13] *R. Murphy*
"A Family of Grating Sensors"
IEE Conf. Pub. 221, Londres (1983), 160.

[14] *W. Spillman, D. McMahon*
"Schlieren Multimode Fibre Optic Hydrophone"
Appl. Phys. Lett., 37 (1980), 145.

[15] *B. Tietjen*
"The Optical Grating Hydrophone"
J. Acoust. Soc. Am., 69 (1981), 993.

[16] *C. Menadier, C. Kissinger, H. Adkins*
"The Photonic Sensor"
Instr. Contr. Syst., 40 (1967), 114.

[17] *C. Lawson, V. Tekippe*
"Environmentally Insensitive Diaphragm Reflectance Pressure Transducer"
Proc. SPIE, 412 (1983), 96.

[18] *N. Lewis, M. Miller, W. Lewis*
"Fibre Optic Sensors Utilizing Surface Reflections"
Proc. SPIE, 478 (1984), 39.

[19] *J. L. Santos*
"Sensores de Fibra Óptica: Aplicação à Medição de Deslocamentos"
LFUP, 1989.

[20] *P. Murphy, T. Coursolle*
"Fiber Optic Displacement Sensor Employing a Graded Index Lens"
Appl. Opt., 29 (1990), 544.

[21] *G. He, F. Cuomo*
"Displacement Response, Detection Limit, and Dynamic Range of Fiber Optic Lever Sensors"
J. Lightwave Tech., 9 (1991), 1618.

[22] *M. Sharma, R. Brooks*
"Fiber Optics Sensing in Cryogenic Environments"
Proc. SPIE 224 (1980), 46.

[23] *N. Lagakos, W. Trott, T. Hickman, J. Cole, J. Bucaro*
"Microbend Fiber Optic Sensor as Extended Hydrophone"
J. Quantum Electron., 18 (1982), 1633.

[24] *D. Marvin, N. Ives*
"Wide Range Fiber-Optic Strain Sensor"
Appl. Opt., 23 (1984), 4212.

[25] *O. Lumholt, A. Bjarklev*
"Simple Fiber Optic Low Temperature Sensor that Uses Microbending Loss"
Opt. Lett., 16 (1991), 1355.

[26] *A, Scheggi, M. Brenci, G. Conforti, R. Falciai, G. Preti*
"Optical Fiber Thermometer for Medical Use"
Proc. OFS-1, Londres (1983), 136.

[27] *K. Spenner, M. Singh, H. Sculte, H. Boehnel*
"Experimental Investigations of Fiber Optic Liquid Level Sensors and Refractometers"
Proc. OFS-1, Londres (1983), 96.

[28] *G. Sincerbox, J. Gordon*
"Modulating Light by Attenuated Total Reflection Sensor"
Laser Focus, November 1981, 55.

[29] *R. Narayanaswamy, F. Sevilla*
"Optical Fiber Sensors for Chemical Species"
J. Phys. E: Sci. Instrum., 21 (1988), 10.

[30] *A. Hartog*
"A Distributed Temperature Sensor Based on Liquid-Core Optical Fibres"
J. Lightwave Tech., 1(1983), 498.

[31] *C. Nylander*
"Chemical and Biological Sensors"
J. Phys. E: Sci. Instrum., 18 (1985), 736.

[32] *Cambridge Consultants*
"Optics Challenge Electronic Sensing"
Eureka (1983), 78.

[33] *B. Jones, R. Spooncer*
"An Optical Fibre Pressure Sensor Using a Holographic Shutter Modulator with Two-Wavelength Intensity Referencing"
Proc. OFS-2, Stuttgart (1984), 223.

[34] *B. Culshaw, J. Foly, I. Giles*
"A Balanced Technique for Optical Fibre Intensity Modulated Transducers"
Proc. OFS-2, Stuttgart (1984), 117.

[35] *J. Dakin, T. Liddicoat*
"A Wavelength Multiplexed Optical Shaft Encoder"
J. Meas. Control, 15 (1982), 176.

[36] *D. Jackson*
"Monomode Optical Fibre Interferometers for Precision Measurement"
J. Phys. E: Sci. Instrum., 18 (1985), 981.

[37] *B. Culshaw*
"Interferometric Optical Fibre Sensors"
J. Optical Sensors, 1 (1986), 237.

[38] *M. Born, E. Wolf*
"Principles of Optics"
Pergamon Press, 1959.

[39] *J. W. Goodman*
"Statistical Optics"
Wiley, 1985.

[40] *M. Tur, E. Shafir, K. Blotekjaer*
"Source Induced Noise in Optical Systems Driven by Low-Coherence Sources"
J. Lightwave Tech., 8 (1990), 183.

[41] *B. Daino, P. Spano, M. Tamburrini, S. Piazzola*
"Phase Noise and Spectral Line-Shape in Semiconductor Lasers"
J. Quantum Electron., 19 (1983), 266.

[42] *A. Yariv*
"Introduction to Optical Electronics"
Holt Wiston, 1976.

[43] *D. Jackson, A. Dandridge, S. Sheem*
"Measurement of Small Phase Shifts Using Single Mode Optical Fibre Interferometers"
Opt. Lett., 5 (1980), 139.

[44] *L. Goldberg, A. Dandridge, R. Miles, T. Giallorenzi, J. Weller*
"Noise Characteristics in Line Narrowed Semiconductor Lasers With Optical Feedback"
Electron. Lett., 17 (1981), 677.

[45] *G. Martini*
"Analysis of a Single Mode Optical Fibre Piezoceramic Phase Modulator"
Optical and Quantum Electron., 19 (1987), 179.

[46] *University of Kent/SIRA*
Workshop on "Single Mode Optical Fibre Sensor Technology"
University of Kent, Canterbury, 28-30/Setembro/1988.

[47] *A. Kersey, D. Jackson, M. Corke*
"A Simple Fibre Fabry-Pérot Sensor"
Opt. Commun., 45 (1983), 71.

[48] *R. Kist, S. Ramakrishnan, H. Wolfelschneider*
"The Fiber Fabry-Pérot and its Applications as a Fiber Optic Sensor Element"
Proc. SPIE 586 (1985), 126.

[49] *T. Yoshino, K. Kurosawa, K. Itoh, T. Ose*
"Fiber Optic Fabry-Pérot Interferometers and its Sensor Applications"
J. Quantum Electron., 18 (1982), 1624.

[50] *I. Kaminow*
"Polarization in Optical Fibres"
J. Quantum Electron., 17 (1981), 15.

[51] *S. Rashleigh*
"Origins and Control of Polarization Effects in Single Mode Fibers"
J. Lightwave Tech., 1 (1983), 312.

[52] *E. Hecht, A. Zajac*
"Optics"
Addison Wesley, 1974.

[53] *A. Rogers*
"Optical Fibre Current Measurement"
Int. J. Optoelectron., 3 (1988), 391.

[54] *A. Kersey, F. Bucholtz, A. Dandridge*
"Sensitivity-Bandwidth Limitations in Optical Fibre Faraday Rotation Current Sensors"
Int. J. Optoelectron., 3 (1988), 323.

[55] *H. Arditty, H. Lefevre*
"Sagnac Effect in Fiber Gyroscopes"
Opt. Lett., 6 (1981), 401.

[56] *B. Culshaw, I. Giles*
"Fibre Optic Gyroscopes"
J. Phys. E: Sci. Instrum., 16 (1983), 5.

[57] *R. Bergh, H. Lefebre, H. Shaw*
"An Overview of Fiber Optic Gyroscopes"
J. Lightwave Tech., 2 (1984), 91.

[58] *A. Michelson, H. Gale*
Nature, 115 (1925), 566.

[59] *B. Kim, H. Shaw*
"All Fiber Optic Giroscope with Linear Scale Factor Using Phase Detection"
Proc. SPIE, 478 (1984), 142.

[60] *A. Lewin. A. Kersey, D. Jackson*
"Two Wide Dynamic Range Signal Recovery Schemes for Fibre Optic Gyroscopes"
IEE Proc., 132 (1985), 271.

[61] *K. Hotate*
"Advances in Optical Gyroscopes"
Anritsu News, 10 (1990), 4.

[62] *G. Hocker*
"Fiber Optic Sensing of Pressure and Temperature"
Appl. Opt., 18 (1979), 1445.

[63] *A. Kersey, D. Jackson, M Corke*
"High Sensitivity Fibre Optic Accelerometer"
Electron. Lett., 18 (1982), 559.

[64] *K. Bohnert, J. Nehring*
"Fiber Optic Sensing of Voltages by Line Integration of the Electric Field"
Opt. Lett., 14 (1989), 290.

[65] *A. Dandridge, A. Tveten, G. Sigel, E. West, T. Giallorenzi*
"Optical Fibre Magnetic Field Sensors"
Electron. Lett, 16 (1980), 408.

[66] *D. Jackson, R. Priest, A. Dandridge, A. Tveten*
"Elimination of Drift in a Single Mode Optical Fibre Interferometer Using a Piezo-Electrically Stretched Coiled Fibre"
Appl. Opt., 19 (1980), 2926.

[67] *K. Fritsch, G. Adamovsky*
"Simple Circuit for Feedback Stabilization of a Single Mode Optical Fiber Interferometer"
Rev. Sci. Instrum., 52 (1981), 996.

[68] *A. Dandridge, L. Goldberg*
"Current Induced Frequency Modulation in Diode Lasers"
Electron. Lett., 18 (1982), 302.

[69] *D. Jackson, A. Kersey, M. Corke, J. Jones*
"Pseudoheterodyne Detection Scheme for Optical Interferometers"
Electron. Lett., 18 (1982), 1081.

[70] *J. Cole, B. Danver, J. Bucaro*
"Synthetic Heterodyne Interferometric Demodulation"
J. Quantum Electron., 18 (1982), 694.

[71] *K. Koo, A. Tveten, A. Dandridge*
"Passive Stabilization Scheme for Fibre Interferometers using a 3x3 Directional Coupler"
Appl. Phys. Lett, 41 (1982), 616.

[72] *A. Kersey, D. Jackson, M. Corke*
"Demodulation Scheme for Interferometric Sensors Employing Laser Frequency Switching"
Electron. Lett., 19 (1983), 102.

[73] *Y. Ohtsuka*
"Dynamic Measurement of Small Displacements by Laser Interferometry"
Trans. Inst., 4 (1982), 115.

[74] *J. Jones, P. Leilabady, D. Jackson*
"Monomode Fibre Optic Sensors: Optical Processing Schemes for Recovery of Phase and Polarization State Information"
J. Optical Sensors, 1 (1986), 123.

[75] *A. Dandridge, A. Kersey*
"Signal Processing for Optical Fibre Sensors"
Proc. SPIE 798 (1987), 158.

[76] *B. Meggitt, A. Palmer, K. Grattan*
"Fibre Optic Sensors Using Coherence Properties: Signal Processing Aspects"
Int. J. Optoelectron., 3 (1988), 451.

[77] *R. Medlock*
"The Present and Future Status of Fibre Optic Sensors in Industry"
NATO ASI Series, E 132 (1987), 419.

[78] *B. Jones*
"Instrumentation, Measurement and Feedback"
McGraw-Hill, 1977.

[79] *L. Figueroa, C. Hong, G. Miller, C. Porter, D. Smith*
"Photonics Technology for Aerospace Applications"
Photonics Spectra, July 1991, 117.

[80] *R. Ulrich*
"Theory of Spectral Encoding for Fiber Optic Sensors"
NATO ASI Series, E 132 (1987), 73.

[81] *B. Culshaw*
"Distributed and Multiplexed Fibre Optic Sensor Systems"
"Optical Fiber Sensors", p. 165-184; Eds: A. Chester, S. Martelluci, A. Scheggi
Martinus Nijhoff, Dordrecht, 1987.

[82] *J. Dakin*
"Multiplexed and Distributed Optical Fibre Sensor Systems"
J. Phys. E: Sci. Instrum., 20 (1987), 954.

[83] *K. Blotekjaer*
"Fiberoptic Sensor Multiplexing"
"Fundamentals of Fiber Optics in Telecommunication and Sensor Systems"; Ed: B. Pal
Wiley Eastern, 1991.

[84] *A. Kersey*
"Multiplexed Interferometric Fiber Sensors"
Proc. OFS-7, Sidney (1990), 313.

[85] *J. Dakin, C. Wade, M. Henning*
"Novel Optical Fibre Hidrophone Array Using a Single Laser Source and Detector"
Electron. Lett., 20 (1984), 53.

[86] *I. Sakai, G. Perry, R. Youngquist*
"Multiplexing Fiber Optic Sensors by Frequency Modulation: Cross Term Considerations"
Opt. Lett., 11 (1986), 183.

[87] *J. Brooks, R. Wentworth, R. Youngquist, M. Tur, B. Kim, H. Shaw*
"Coherence Multiplexing of Fiber Optic Interferometric Sensors"
J. Lightwave Tech., 3 (1985), 1062.

[88] *I. Sakai*
"Frequency Division Multiplexing of Optical Sensors Using a Frequency Modulated Source"
Optical and Quantum Electron., 18 (1986), 279.

[89] *K. Blotekjaer, R. Wentworth, H. Shaw*
"Choosing Relative Optical Path Delays in Series Topology Interferometric Sensor Arrays"
J. Lightwave Tech., 5 (1987), 229.

[90] *A. Kersey, K. Dorsey, A. Dandridge*
"Demonstration of an Eight-Element Time Multiplexed Interferometric Fibre Sensor Array"
Electron. Lett., 24 (1988), 689.

[91] *A. Kersey, A. Dandridge*
"Crosstalk in a Fiber Optic Fabry-Pérot Sensor Array with Ring Reflectors"
Opt. Lett., 14 (1989), 93.

[92] *V. Cusmeroli, M. Martinelli, P. Vavassori*
"Quasi Distributed Single Length Polarimetric Sensor"
Opt. Lett., 14 (1989), 1330.

[93] *A. Dandridge, A. Tveten, A. Kersey, A. Yurek*
"Multiplexing of Interferometric Sensors Using Phase Carrier Techniques"
J. Lightwave Tech., 5 (1987), 947.

[94] *A. Nelson, D. McMahon, R. Gravel*
"Passive Multiplexing System for Fibre Optic Sensors"
Appl. Optics, 19 (1980), 2917.

[95] *A. Nelson, D. McMahon, H. Vaart*
"Multiplexing System for Fibre Optic Sensors Using Pulse Compensation Techniques"
Electron. Lett., 17 (1981), 263.

[96] *F. Desforges, F. Graindorge, P. Jeunhomme, L. Arditty*
"Progress in OTDR Optical Fibre Sensor Networks"
Proc. SPIE 718 (1986), 225.

[97] *H. Wada, E. Okuda, T. Yamasaki*
"Optical Guided Wave Oil Leak Sensors"
Proc. OFS-4, Tóquio (1986), 109.

[98] *W. Spillman, J. Lord*
"Self Referencing Multiplexing Technique for Fiber Optic Intensity Sensors"
J. Lightwave Tech., 5 (1987), 865.

[99] *A. Kersey, A. Dandridge*
"Time Division Multiplexing of Interferometric Fiber Sensors Using Passive Phase Generated Carrier Interrogation"
Opt. Lett., 12 (1987), 775.

[100] *J. Brooks, B. Moslehi, B. Kim, H. Shaw*
"Time Domain Addressing of Remote Optic Interferometric Sensor Arrays"
J. Lightwave Tech., 5 (1987), 1014.

[101] *A. Kersey, A. Dandridge, K. Dorsey*
"Transmissive Serial Interferometric Fiber Sensor Array"
J. Lightwave Tech., 7 (1989), 846.

[102] *A. Kersey, A. Dandridge*
"Multiplexed Mach-Zehnder Ladder Array with Ten Sensor Elements"
Electron., Lett., 25 (1989), 1298.

[103] *A. Raweshidy, D. Uttamchandani*
"Spread Spectrum Technique for Passive Multiplexing of Interferometric Fiber Sensors"
Proc. SPIE 1314 (1990), 342.

[104] *A. Kersey, A. Dandridge, M. Davies*
"Low Crosstalk Code Division Multiplexed Interferometric Array"
Electron., Lett., 28 (1992), 351.

[105] *S. Kingsley, D. Davies*
"OFDR Diagnostics for Fibre and Integrated Optic Systems"
Electron. Lett., 21 (1985), 434.

[106] *D. Uttamchandani, B. Culshaw*
"Precision Time Domain Reflectometry in Optical Fiber Systems Using a Frequency Modulated Continuous Wave Ranging Technique"
J. Lightwave Tech., 3 (1985), 971.

[107] *T. Tjhung S. Mendis, B. Selvan*
"Refractometry Through Optical Frequency Domain Reflectometry"
Electron. Lett., 21 (1986), 613.

[108] *J. Mlodzianowski, D. Uttamchandani, B. Culshaw*
"A Simple Frequency Domain Multiplexing System for Optical Point Sensors"
J. Lightwave Tech., 7 (1987), 1002.

[109] *M Hildebrand, H. Wolfelschneider*
"Micromechanical Structures Excited by Noise Modulated Light via Optical Fibres"
Proc. SPIE 1011 (1988), 95.

[110] *R. Langdon, D. Dowe*
"Photoacoustic Oscillator Sensor"
Proc. SPIE 798 (1987), 86.

[111] *P. Schweizer, L. Neveux, D. Ostrowsky*
"Optical Fiber Powered Pressure Sensor"
Proc. SPIE 798 (1987), 82.

[112] *R. Spooncer, B. Jones*
"Phase Modulated Optical Fiber Quartz Temperature Sensor"
Proc. SPIE, 798 (1987), 137.

[113] *S. Venkatesh, B. Culshaw*
"Optically Activated Vibrations in a Micro-Machined Silicon Structure"
Electron. Lett., 21 (1985), 315.

[114] *H. Wolfelschneider*
"Optically Excited Micromechanical Silicon Vibration Sensor"
Proc. SPIE, 798 (1987), 61.

[115] *F. Farahi, T. Newson, P. Leilabady, J. Jones*
"A Multiplexed Remote Fibre Optic Fabry-Pérot Sensing System"
J. Optoelectron., 1 (1988), 79.

[116] *G. Economou, R. Youngquist, D. Davies*
"Limitations and Noise in Interferometric Systems Using Frequency Ramped Diode Lasers"
J. Lightwave Tech., 4 (1986), 1601.

[117] *A. Lewin, A. Kersey, D. Jackson*
"Non Contact Surface Vibration Analysis Using a Monomode Fibre Optic Interferometer Incorporating an Open Air Path"
J. Phys. E: Sci. Instrum., 18 (1985), 604.

[118] *A. Kersey, A. Dandridge, A. Tveten*
"Recent Advances in Demodulation Techniques for Interferometric Fiber Sensors"
Proc. SPIE 734 (1987), 261.

[119] *I. Sakai, R. Youngquist, G. Parry*
"Multiplexing of Fiber Sensors Using a Frequency Modulated Source and Gated Output"
J. Lightwave Tech., 5 (1987), 932.

[120] *I. Giles, D. Uttamchandam, B. Culshaw, D. Davies*
"Coherent Optical Fibre Sensors with Modulated Light Sources"
Electron. Lett., 19 (1983), 14.

[121] *D. Uttamchandam, B. Culshaw*
"Precision Time Domain Reflectometry in Optical Fiber Systems Using a Frequency Modulated Continuous Wave Ranging Technique"
J. Lightwave Tech., 3 (1985), 971.

[122] *C. Delisle, P. Cielo*
"Application de la Modulation Spectrale à la Transmission de l' Information"
Can. J. Phys., 53 (1975), 1047.

[123] *A. Chalabi, B. Culshaw, D. Davies*
"Partially Coherent Sources in Interferometric Sensors"
Proc OFS-1, Londes (1983), 132.

[124] *J. Goedgebuer, A. Hamel*
"Coherence Multiplexing Using a Parallel Array of Electrooptic Modulators"
J. Quantum Electron., 23 (1987), 2224.

[125] *J. Laude*
"Wavelength Division Multiplexing: Technological Trends"
Proc. EFOC/LAN, Basel (1987), 85.

[126] *J. Senior, S. Cusworth*
"Wavelength Division Multiplexed Optical Fibre Sensor Systems and Networks"
Int. J. Optoelectron., 6 (1991), 521.

[127] *M. Hutly, R. Stevens, D. Putland*
"Wavelength Encoded Optical Fibre Sensors"
Int. J. Optical Sensors, 1 (1986), 153.

[128] *J. Walker, R. Holmes, G. Jones*
"Multiplexing Optical Sensors Using Spatial Light Modulator"
Electron. Lett., 27 (1991), 2022.

[129] *M. Barnoski, S. Jensen*
"Fiber Waveguides: A Novel Technique for Investigating Attenuation Characteristics"
Appl. Opt., 15 (1976), 2112.

[130] *A. Rogers*
"Polarization Optical Time Domain Reflectometry"
Electron. Lett., 16 (1980), 489.

[131] *A. Rogers*
"POTDR: A Technique for the Measurement of Field Distribution"
Appl. Opt., 20 (1981), 1060.

[132] *B. Kim, S. Choi*
"Backscattering Measurements of Bending Induced Birefringence in Single Mode Fibers"
Electron. Lett., 17 (1981), 193.

[133] *J. Ross*
"Measurement of Magnetic Field by POTDR"
Electron. Lett., 17 (1981), 596.

[134] *J. Dakin, D. Pratt, G. Bibby, J. Ross*
"Distributed Optical Fiber Raman Temperature Sensor Using a Semiconductor Light Source"
Electron. Lett., 21 (1985), 569.

[135] *D. Long*
"Raman Spectroscopy"
McGraw-Hill, 1977.

[136] *York Ltd, 1990.*

[137] *W. Eickhoff, R. Ulrich*
"Optical Frequency Domain Reflectometry in Single Mode Fiber"
Appl. Phys. Lett., 39 (1981), 693.

[138] *A. Dandridge, A. Tveten*
"Intensity and Frequency Instabilities in GaAlAs Diode Lasers"
J. Quantum Electron., 18 (1982), 1738.

[139] *J. Cole*
"Low Frequency Laser Noise of Several Commercial Lasers"
Appl. Opt., 19 (1980), 1023.

[140] *A. Dandridge, A Tveten*
"Phase Noise of Single Mode Diode Lasers in Interferometric Systems"
Appl. Phys. Lett., 39 (1981), 530.

[141] *R. Miles, A. Dandridge, A. Tveten, H. Taylor, T. Giallorenzi*
"Feedback Induced Line Broadening in CW Channel Substrate Planar Laser Diodes"
Appl. Phys. Lett., 37 (1980), 990.

[142] *R. Loudon*
"The Quantum Theory of Light"
Oxford University Press, 1978.

[143] *P. Horowitz, W. Hill*
"The Art of Electronics"
Cambridge University Press, 1989.

[144] *T. Hofler, S. Garret*
"Thermal Noise in Fiber Optic Sensors"
J. Acoust. Soc. Am., 84 (1988), 471.

[145] *K. Wanser*
"Fundamental Phase Noise Limit in Optical Fibres Due to Temperature Fluctuations"
Electron. Lett., 28 (1992), 53.

[146] *K. Blotekjaer*
"Thermal Noise in Optical Fibers and its Influence on Coherent Communication Systems"
J. Lightwave Tech., 10 (1992), 36.

[147] *R. Schilling, L. Schnupp, W. Winkler, H. Billing, K. Mairchberger, A. Rudiger*
"A Method to Blot out Scattered Light Effects and its Application to a Gravitational Wave Detector"
J. Phys. E: Sci Instrum., 14 (1981), 65.

[148] *J. Gaskill*
"Linear Systems, Fourier Transforms and Optics"
John Wiley, 1978.

[149] *Y. Ohtsuka*
"Measurement of Displacement by Laser Interferometry"
Trans. Inst., 5 (1983), 245.

[150] *R. Youngquist*
"Coherence Length and Output Power of GaAlAs Single Mode Lasers: a Rule-of-Thumb Relationship"
Appl. Opt., 24 (1985), 1400.

[151] S. Bush, D. Jackson
"Dual Channel Faraday Effect Current Sensor Capable of Simultaneous Measurement of two Independent Currents"
Opt. Lett., 16 (1991), 955.

[152] *Y. Ning, B. Chu, D. Jackson*
"Interrogation of a Conventional Current Transformer by a Fiber Optic Interferometer"
Opt. Lett., 16 (1991), 1448.

[153] *A. Kersey, M. Marrone, A. Dandridge*
"Analysis of Input Polarization Induced Phase Noise in Interferometric Fiber Optic Sensors and its Reduction using Polarization Scrambling"
J. Lightwave Tech., 8 (1990), 838.

[154] *F. Farahi, A. Gerges, J. Jones, D. Jackson*
"Time Division Multiplexing of Fibre Optic Interferometric Sensors Using a Frequency Modulated Source"
Electron. Lett., 24 (1988), 54.

[155] *F. Farahi, J. Jones, D. Jackson*
"Multiplexed Fibre Optic Interferometric System: Combined Frequency and Time Division"
Electron. Lett., 24 (1988), 409.

[156] *T. Paoli, J. Ripper*
"Direct Modulation of Semiconductor Lasers"
Proc. IEEE, 58 (1970), 1457.

[157] *G. Wilson*
"Effect of DC Bias Level on the Spectrum of GaAs Lasers Operated with Short Pulses"
Electron. Lett., 12 (1976), 25.

[158] *J. Ziel*
"Spectral Broadening of Pulsating AlGaAs Double Heterostructure Lasers"
J. Quantum Electron., 15 (1970), 1277.

[159] *S. Yamaguchi*
"High Power InGaAsP/InP Superluminescent Diode"
Anritsu Technical Review, 13 (1991), 4.

[160] *P. Cielo*
"Fiber Optic Hydrophone: Improved Strain Configuration and Environmental Noise"
Appl. Opt., 18 (1979), 2933.

[161] *S. Thornton, M. Henning, R. Langston*
"Experimental Performance of an Optical Hydrophone"
Proc. OFS-2, Den Hague (1984), 369.

[162] *D. Jong, K. Hotate*
"Optical Fibre Interferometer Sensor with Immunity from Environmental Disturbance Induced in the Lead Fibre"
Proc. OFS-6, Paris (1989), 313.

[163] *R. Wentworth*
"Theoretical Noise Performance of Coherence Multiplexed Interferometric Sensors"
L. Lightwave Tech., 7 (1989), 941.

[164] *G. Keiser*
"Optical Fiber Communications"
McGraw-Hill, 1983.

[165] *A. Kersey, D. Jackson, M. Corke*
"A Simple Fibre Fabry-Pérot Sensor"
Proc. Int. Conf. Optical Techniques in Process Control, Den Hague (1883), artigo B1.

[166] *A. Kersey, A. Dandridge*
"Phase Noise Reduction in Coherence Multiplexed Interferometric Fibre Sensors"
Electron. Lett., 22 (1986), 616.

[167] *A. Gerges, F. Farahi, T. Newson, J. Jones, D. Jackson*
"Fibre Optic Interferometric Sensor Using a Low Coherence Source: Dynamic Range Enhancement"
Int. J. Optoelectron. 3 (1988), 311.

[168] *A. Gerges, T. Newson, D. Jackson*
"Coherence Tuned Fiber Optic Sensing System based on a Multimode Laser Diode"
Appl. Opt., 29 (1990), 4473.

[169] A. *Siegman*
"Lasers"
University Science Books, 1986.

[170] *A. Reisinger, C. David, K. Lawley, A. Yariv*
"Coherence of a Room Temperature CW GaAs/GaAlAs Injection Laser"
J. Quantum Electron., 15 (1979), 1382.

[171] *K. Petermann, E. Weidel*
"Semiconductor Laser Noise in an Interferometer System"
J. Quantum Electron., 17 (1981), 1251.

[172] *"Mitsubishi Optoelectronics Data Book"*
Mitsubishi Corporation, Tóquio 1990.

[173] *A. Prewett*
"Transmissive Quasidistributed Optical Fibre Sensing Scheme for Two State Sensors"
Electron. Lett., 26 (1990), 840.

[174] *M. Farhadiroushan, R. Youngquist*
"Polarimetric Coherence Multiplexing Using High Birefringence Optical Fiber Sensors and Short Coherence Sources"
Opt. Lett., 15 (1990), 786.

[175] *S. Chen, B. Meggit, A. Rogers*
"Electronic Scanner for Coherence Multiplexing in a Quasi-Distributed Pressure Sensor"
Electron. Lett., 26 (1990), 1368.

[176] *S. Chen, I. Giles*
"On Spot Interferometric Optical Coherence Polarimetry for Quasi-Distributed Sensors"
Electron. Lett., 26 (1990), 1607.

[177] *S. Chen, I. Giles, M. Fahadiroushan*
"Quasi-Distributed Pressure Sensor Using Intensity Type Optical Coherence Polarimetry"
Opt. Lett., 16 (1991), 342.

[178] *W. Zhao, E. Bourkoff*
"Distributed Fiber Sensing by Using Nonlinearly Induced Polarization Coupling"
Opt. Lett., 17 (1992), 856.

[179] *J. Goedgebuer, A. Havel, H. Porte, N. Butterlin*
"Analysis of Optical Crosstalk in Coherence Multiplexed Systems Employing a Short Coherence Laser Diode with Arbitrary Power Spectrum"
J. Quantum Electron., 26 (1990), 1217.

[180] *A. Yurek, H. Taylor, L. Goldberg, J. Weller, A. Dandridge*
"Quantum Noise in Superluminescent Diodes"
J. Quantum Electron., 22 (1986), 522.

[181] *A. Yurek, L. Goldberg, J. Weller, H. Taylor*
"Fringe Visibility and Phase Noise in Superluminescent Diodes"
J. Quantum Electron., 23 (1987), 1256.

[182] *H. Taylor*
"Intensity Noise and Spontaneous Emission Coupling in Superluminescent Light Diodes"
J. Quantum Electron., 26 (1990), 94.

[183] *S. Rashleigh, R. Ulrich*
"High Birefringence in Tension Coiled Single Mode Fibres"
Opt. Lett., 5 (1980), 354.

[184] *A. Kersey, D Jackson, M. Corke*
"Passive Compensation Scheme Suitable for Use in Single Mode Fibre Interferometers"
Electron. Lett., 18 (1982), 392.

[185] *A. Kersey, M. Marrone*
"Quadrature Phase Sampling of a Fibre Interferometer by Input Polarization Switching"
Electron. Lett., 26 (1990), 686.

[186] *M. Andres, M. Tudor, K. Foulds*
"Analysis of an Interferometric Optical Technique Applied to Silicon Vibrating Sensors"
Electron. Lett., 23 (1987), 774.

[187] *S. Tseng, C. Chen*
"Optical Fiber Fabry-Pérot Sensors"
Appl. Opt., 27 (1988), 547.

[188] *C. Lee, H. Taylor, A. Markus, E. Udd*
"Optical Fiber Fabry-Pérot Embedded Sensor"
Opt. Lett., 14 (1989), 1225.

[189] *S. Breen, B. Paton, B. Blackford, M. Jericho*
"Fiber Optic Displacement Sensor with Subangstrom Resolution"
Appl. Opt., 29 (1990), 16.

[190] *P. Chien, C. Pan*
"An Active Fibre Optic Interferometric Sensor Based on a Low Finesse Fibre Fabry-Pérot"
J. Modern Opt., 38 (1991), 1891.

[191] *C. Lee, H. Taylor*
"Fiber Optic Fabry-Pérot Temperature Sensor Using a Low Coherence Light Source"
J. Lightwave Tech., 9 (1991), 129.

[192] *O. Wright*
"Stabilized Dual Wavelength Fiber Optic Interferometer for Vibration Measurement"
Opt. Lett., 16 (1991), 56.

[193] *K. Murphy, M. Gunther, A. Vengsarkar, R. Claus*
"Quadrature Phase Shifted Extrinsic Fabry-Pérot Optical Fibre Sensors"
Opt. Lett., 16 (1991), 273.

[194] *S. Venkatesh, W. Sorin*
"Fibre Tip Displacement Sensor Using a Sinusoidal FM Based Technique"
Electron. Lett., 27 (1991), 1652.

[195] *C. Lee, W. Gibler, R. Atkins, J. Alcoz, M. Taylor*
"Metal Embedded Fiber Optic Fabry-Pérot Sensors"
Opt. Lett., 16 (1991), 1990.

[196] *K. Murphy, M. Gunther, A. Vengsarkar, R. Claus*
"Fabry-Pérot Fiber Optic Sensors in Full Scale Fatigue Testing on an F-15 Aircraft"
Appl. Opt., 31 (1992), 431.

[197] *S. Chen, A. Palmer, K. Grattan, M. Meggitt*
"Extrinsic Optical Fiber Interferometric Sensor That Uses Multimode Optical Fiber: System and Sensing Head Design for Low Noise Operation"
Opt. Lett., 17 (1992), 701.

[198] *R. Ulrich*
"Polarization Stabilization on Single Mode Fiber"
Appl. Phys. Lett., 35 (1979), 840.

[199] *H. Lefevre*
"Single Mode Fiber Fractional Wave Devices and Polarization Controllers"
Electron. Lett., 16 (1980), 778.

[200] *T. Okoshi*
"Polarization Control Schemes for Heterodyne or Homodyne Optical Fiber Communications"
J. Lightwave Tech., 3 (1985), 1232.

[201] *N. Walker, G. Walker*
"Endless Polarization Control Using Four Fiber Squeezers"
Electron. Lett., 23 (1987), 290.

[202] *A. Kersey, M. Marrone, A. Dandridge*
"Optimization and Stabilization of Fringe Visibility in Interferometric Sensors Using Input Polarization Control"
J. Lightwave Tech., 6 (1988), 1599.

[203] *N. Frigo, A. Dandridge, A. Tveten*
"Technique for Elimination of Polarization Fading in Fiber Interferometers"
Electron. Lett., 20 (1984), 319.

[204] *K. Wanser, N. Safar*
"Remote Polarization Control for Fiber Optic Interferometers"
Opt. Lett., 12 (1987), 217.

[205] *A. Kersey, M. Marrone, M. Davies*
"Polarization Insensitive Fibre Optic Michelson Configuration"
Electron. Lett., 27 (1991), 518.

[206] *M. Marrone, A. Kersey*
"Visibility Limits in Fibre Optic Michelson Interferometers with Birefringence Compensation"
Electron. Lett., 27 (1991), 1422.

[207] *M. Marrone, A. Kersey, C. Villarruel, C. Kirkendall, A. Dandridge*
"Elimination of Coherent Rayleigh Backscatter Induced Noise in Fibre Michelson Interferometers"
Electron. Lett., 28 (1992), 1803.

[208] *D. Lam, B. Garside*
"Characterization of Single Mode Optical Fiber Filters"
Appl. Opt., 20 (1981), 440.

[209] *G. Meltz, W. Morey, W. Glenn*
"Formation of Bragg Gratings in Optical Fibers by a Transverse Holographic Method"
Opt. Lett., 14 (1989), 823.

[210] *R. Kashyap, J. Armitage, R. Wyatt, S. Davey, D. Williams*
"All Fibre Narrowband Reflection Gratings at 1550 nm"
Electron. Lett., 26 (1990), 730.

[211] *S. Larochell, V. Mizrahi, G. Stegeman*
"Growth Dynamics of Photosensitive Gratings in Optical Fibers"
Appl. Phys. Lett., 57 (1990), 747.

[212] *G. Williams, D. Dutt, J. Ruller, E. Friebele*
"Permanent Photowritten Optical Gratings in Irradiated Silicate Glasses"
Opt. Lett., 17 (1992), 532.

[213] *J. Lacey, F. Payne, X. Zheng, L. Zhang*
"Growth of Hill Gratings in Photosensitive Fibres: Effects on Fresnel REflection"
Electron. Lett., 28 (1992), 1690.

[214] *J. Greene, A. Vengsarkar, K. Murphy*
"Properties of Two Mode Elliptical Core Fibre Gratings"
Electron. Lett., 28 (1992), 1847.

[215] *A. Kersey, T. Berkoff, W. Morey*
"High Resolution Fibre Grating Based Strain Sensor with Interferometric Wavelength Shift Detection"
Electron. Lett., 28 (1992), 236.

[216] *A. Kersey, T. Berkoff*
"Dual Wavelength Fibre Interferometer with Wavelength Selection via Bragg Grating Elements"
Electron. Lett., 28 (1992), 1215.

[217] *L. Blan, S. Cassidy*
"Wavelength Division Multiplexed Sensor Network Using Bragg Fibre Reflection Elements"
Electron. Lett., 28 (1992), 1734.

[218] *B. Moslehi*
"Analysis of Optical Phase Noise in Fiber Optic Systems Employing a Laser Source with Arbitrary Coherence Time"
J. Lightwave Tech., 4 (1986), 1334.

[219] *B. Moslehi*
"Noise Power Spectra of Optical Two-Beam Interferometers Induced by Laser Phase Noise"
J. Lightwave Tech., 4 (1986), 1704.

[220] *A. Arie, M. Tur*
"Phase Induced Intensity Noise in Optical Interferometers Excited by Semiconductor Lasers with Non-Lorentzian Lineshapes"
J. Lightwave Tech., 8 (1990), 1.