

MÉTODOS DE INTERFEROMETRIA PARA INSPECÇÃO NÃO DESTRUTIVA

Jaime Miranda Monteiro

Licenciado em Física pela Faculdade de Ciências da Universidade do Porto
Mestre em Engenharia Mecânica pela Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto

Tese submetida para obtenção do grau de Doutor em Engenharia Mecânica pela Faculdade de
Engenharia da Universidade do Porto

Orientador:

Mario Augusto Pires Vaz

Professor associado do Departamento de Mecânica da Faculdade de Engenharia da
Universidade do Porto

Coorientador:

Hernani Lopes

Professor adjunto do departamento de Mecânica Aplicada da Escola Superior de
Tecnologia e Gestão do Instituto Politécnico de Bragança

Porto, Setembro de 2012

À minha mulher Célia

Agradecimentos

O autor deste trabalho gostaria de expressar os mais sinceros agradecimentos a todos aqueles que alguma forma possibilitaram a realização deste trabalho.

Gostaria no entanto de realçar aqueles que mais de perto acompanharam e participaram no seu desenrolar.

Assim, gostaria de agradecer ao meu orientador e co-orientador, Professores Doutores Mário Augusto Pires Vaz e Hernâni Miguel Reis Lopes, pelo seu inestimável empenho, sugestões e apoio científico dados ao longo da realização deste trabalho o que muito contribuiu para a sua realização.

O autor agradece ao Mestre Eng. Nuno Ramos do LOME, pelo apoio dado no desenho e construção dos sistemas de interferometria, bem como pela amizade demonstrada ao longo deste tempo. Ao Professor Doutor João Ribeiro pela colaboração na realização e publicação de trabalhos realizados em conjunto. Ao INEGI e ao director do LOME/INEGI, na pessoa do Professor Doutor Mário Augusto Pires Vaz, pela possibilidade que me foi dada de levar a cabo este trabalho enquanto funcionário do INEGI.

Por último, o autor quer reconhecer e agradecer o apoio de toda a sua família, em especial o da sua mulher, a qual sempre o motivou e ajudou a ultrapassar as mais diversas dificuldades.

Resumo

As técnicas de interferometria holográfica são hoje em dia técnicas com provas dadas nas mais variadas áreas. No entanto, o facto de necessitarem de condições especiais de estabilidade, o seu elevado custo, e a necessidade de operadores especialmente formados nesta área, tem impedido uma maior implementação destes métodos.

Com o trabalho desenvolvido ao longo desta dissertação tentou-se trazer algumas destas técnicas do âmbito laboratorial e criar ferramentas que possam ser um auxiliar válido de apoio à Engenharia, quer no laboratório quer fora dele.

O trabalho de dissertação teve como principal objectivo a implementação de técnicas de interferometria para inspecção não destrutiva. Nesse sentido foram projectados e construídos dois sistemas, um de ESPI com sensibilidade fora do plano e outro de Holografia Digital (HD). Ambos os sistemas são particularmente úteis em metrologia e em testes não destrutivos (NDT), com aplicações nas mais diversas áreas.

No projecto destes sistemas procurou-se que estes fossem criados de forma modular, de fácil implementação e uso intuitivo. Neste sentido, os sistemas são constituídos por subsistemas projectados para poderem ser utilizados em conjunto ou em separado, tanto no caso do sistema de ESPI como no de HD. Para reduzir o número de componentes ópticos recorreu-se ao uso de fibras ópticas, pois estas garantem flexibilidade aos sistemas e reduzem o número de componentes ópticos. Pretendia-se também que os sistemas tivessem alguma portabilidade tendo-se reduzido os ajustes dos sistemas ao mínimo, algo que as fibras ópticas também permitem. Tudo isto foi feito com o objectivo de garantir os melhores resultados possíveis.

No processo de selecção dos componentes e do próprio software de controlo e análise, procurou-se que o conjunto final apresentasse um custo baixo, quando comparado com sistemas comerciais similares.

Para controlo destes sistemas foi desenvolvido em Matlab[®] um conjunto de rotinas, as quais foram integradas num único programa. O programa assim criado, permite o controlo dos parâmetros de aquisição da câmara, controlo do elemento de cálculo de fase e todo o processamento de imagem para a manipulação da informação a partir dos mapas de fase obtidos, isto numa interface amigável para o utilizador. O programa incorpora dois módulos um recorrendo às técnicas de modulação temporal da fase e as técnicas de processamento de imagem: filtragem dos mapas de fase e *unwrapping*, para o caso do ESPI e outro módulo no caso da HD, o qual segue a mesma metodologia de processamento dos dados à excepção do método de obtenção do mapa de fase que é calculado recorrendo à transformada de Fourier (FFT).

Durante este trabalho tentou-se identificar, de forma a minimizar, as principais fontes de erros das medições feitas com holografia. Finalmente os sistemas foram avaliados através de várias aplicações de forma a testar as reais potencialidades das técnicas em análise. Os bons resultados obtidos mostraram que os sistemas desenvolvidos são robustos garantindo confiança nos resultados obtidos.

Abstract

Holographic interferometry techniques are now proven in various areas. However, the fact that they require special conditions of stability, its high cost and the need for specially trained operators in this field, has prevented further implementation of these methods.

With the work done along this dissertation an attempt was made to bring some of these techniques, normally confined to the laboratory, and create tools that can be a valid help to support engineering projects, whether in the laboratory or in the industrial environment.

The main objective of this dissertation work was the implementation of interferometry techniques for non-destructive inspection. Two systems were designed and constructed, an out of the plane ESPI system and a digital holography (HD) system. Both systems are particularly useful in metrology and nondestructive testing (NDT), with applications in several areas.

The systems were projected to be created in a modular way, easy to implement and with intuitive use. In this sense, the systems are composed of subsystems designed so that they can be used together or separately. To reduce the number of optical components optical fiber were used to ensure flexibility and reduce the number of optical components. It is also intended that the systems have some portability having been reduced the systems adjustments to the minimum. All this was done in order to ensure the best possible results.

During the components selection care was taken in order to keep the systems at final low cost when compared with similar commercial systems.

To control the systems a set of routines were developed in Matlab®. These routines were integrated into a single program which allows the control of the acquisition parameters of the camera, control the phase calculation element and all image processing for handling information from the obtained phase maps. The program incorporates two modules, one for ESPI using temporal phase modulation technique and image processing techniques for phase maps filtration and phase unwrapping. Another module was implemented in this case for HD technique, which follows the same methodology for data processing with the exception in the method for obtaining the phase maps which are calculated using the Fourier transform (FFT).

During this work the major sources of error present in holography measurements were identified, in order to minimize them. Finally the systems were evaluated with various applications in order to test the real potential of the techniques in analysis. The good results obtained showed that the developed systems are robust ensuring confidence in the obtained results.

Índice

Nomenclatura.....	XV
Capítulo 1 - Introdução.....	1
1.1 As técnicas ópticas.....	3
1.3 Metrologia óptica, desafios actuais.....	4
1.3.1 Interferometria de <i>speckle</i> - ESPI.....	7
1.3.2 Holografia Digital	7
1.3 Trabalho a desenvolver e estrutura da tese	9
Referências.....	11
Capítulo 2 – Interferometria.....	17
2.1 Introdução.....	19
2.2 Interferência da luz.....	19
2.3 Interferometria óptica.....	19
2.3.1 Configurações dos interferómetros.....	22
2.3.2 Interferência entre ondas.....	23
2.3.3 Diferença de fase e interferência.....	25
2.3.4 Princípio da interferência.....	25
2.4 Interferência e Coerência.....	26
2.4.1 Interferência.....	26
2.4.2 Coerência temporal e coerência espacial.....	27
2.4.2.1 Coerência espacial.....	29
2.4.2.2 Coerência temporal.....	29
2.5 Resolução espectral de um trem de onda finito	
Coerência e largura de banda.....	30
2.5 Interferómetro de Michelson.....	32
Referências.....	36
Capítulo 3 – O Fenómeno do <i>speckle</i>.....	39
3.1 Conceito e origem do <i>Speckle</i>	41
3.2 Contraste do <i>Speckle</i>	42
3.3 Estatística de 1ª ordem de um padrão de <i>Speckle</i> polarizado.....	43
3.3.1 Percurso aleatório no plano complexo.....	44

3.3.2 Estatística de amplitude complexa.....	44
3.3.3 Distribuição da intensidade de fase.....	45
3.4 Algumas propriedades estatísticas de 2ª ordem do padrão de <i>Speckle</i>	47
3.4.1 Função de autocorrelação e densidade de potência espectral.....	47
3.4.1.1 Geometria de propagação livre no espaço.....	47
3.4.1.2 Análise do padrão de <i>Speckle</i> formado a partir do sistema de formação de imagem.....	48
3.5 Dimensão e distribuição de intensidade num campo único de <i>Speckle</i>	49
3.5.1 Tamanho do <i>Speckle</i>	49
3.5.2 Distribuição de intensidade.....	51
3.6 Adição de padrões de <i>Speckle</i>	52
Referências.....	53
Capítulo 4 – Interferometria de <i>Speckle</i>	55
4.1 Interferometria de <i>Speckle</i>	57
4.2 Medição do campo de deslocamentos.....	57
4.3 Franjas de interferência.....	60
4.4 Sistema de <i>ESPI</i>	61
4.4.1 Introdução.....	61
4.4.2 Sistema de <i>ESPI</i> de medição “fora do plano”.....	65
4.4.3 Sistema de <i>ESPI</i> de medição “fora do plano” com fibra óptica.....	66
4.4.4 Realização da referência.....	67
4.4.5 Alinhamento do sistema de <i>ESPI</i>	68
4.5 Princípio de Interferometria <i>Speckle</i>	69
4.6 As técnicas holográficas no estudo de vibrações e fenómenos dinâmicos.....	71
4.6.1 Tempo médio.....	71
4.6.2 Dupla exposição.....	73
4.6.3 Medição dinâmica do campo de deslocamentos.....	74
4.6.4 Medição dinâmica do campo de rotações.....	77
4.7 A fase na interferência.....	80
4.7.1 Técnicas de modulação temporal “ <i>phase shifting</i> ”.....	80
4.7.2 Métodos de desmodulação (<i>unwrapping</i>).....	82
4.8 Montagem de duplo interferómetro.....	84
4.9 Análise dos deslocamentos/deformações.....	85
4.10 Factores de incerteza de medição e métodos de avaliação.....	85
4.10.1 Factores estáticos.....	86
4.10.1.1 Dimensão do <i>speckle</i>	86
4.10.1.2 Razão entre intensidades dos feixes de interferência.....	86
4.10.1.3 Polarização.....	86
4.10.1.4 Erro nos incrementos de fase.....	87
4.10.1.5 Ruído associado ao cálculo de fase.....	88

4.10.2 Factores dinâmicos.....	93
4.10.2.1 Variação do índice de refração.....	93
4.10.2.2 Variação do comprimento do caminho óptico.....	93
4.10.2.3 Variação na frequência do laser.....	93
4.10.2.4 Variação na temperatura.....	94
4.10.2.5 Tabelas comparativas.....	94
4.11 Avaliação da incerteza na medição.....	95
4.11.1 Contraste ou visibilidade.....	95
4.11.2 Amplitude de modulação.....	96
4.11.3 Variação máxima do deslocamento de um ponto no tempo.....	96
4.11.4 Desvio padrão da média das franjas em “tempo real”.....	96
4.11.5 Quadro resumo.....	97
Referências.....	97
Capítulo 5 – Holografia Digital.....	103
5.1 Holografia digital.....	105
5.1.1 Introdução.....	105
5.1.2 Reconstrução numérica.....	107
5.1.3 Supressão do termo de ordem zero.....	110
5.1.4 Padrão de interferência.....	111
5.1.5 Implementação de uma solução de HD.....	111
Referências.....	114
Capítulo 6 – Componentes e elementos de óptica.....	117
6.1 Introdução.....	119
6.2 Fibras ópticas.....	119
6.2.1 Fundamentos das fibras ópticas.....	119
6.2.2 Tipos de fibras.....	120
6.2.2.1 Fibras monomodo.....	120
6.2.2.2 Fibras monomodo com preservação de polarização.....	121
6.2.3 Atenuação.....	121
6.2.4 Parâmetros úteis da fibra óptica.....	121
6.2.5 Como seleccionar uma fibra óptica.....	122
6.2.6 Cabo de fibra óptica.....	123
6.2.7 Acoplamento da luz nas fibras ópticas.....	123
6.2.8 Acopladores de fibra óptica.....	124
6.3 Elementos piezoeléctricos.....	125
6.4 Câmaras CCD/CMOS.....	125
6.5 Sistemas de iluminação e “ <i>Beam Shaping</i> ”.....	128

Referências.....	129
Capítulo 7 – Sistemas de ESPI e HD.....	131
7.1 Introdução.....	133
7.2 Sistemas de acoplamento.....	133
7.2.1 Componentes ópticos.....	135
7.2.2 Acoplador para conector de fibra óptica.....	135
7.2.3 filtro de densidade neutra de variação contínua.....	136
7.3 Sistema de <i>phase shift</i> e iluminação uniforme tipo <i>top hat</i>	137
7.3.1 Sistema de <i>phase shift</i>	138
7.3.2 Sistema de iluminação tipo <i>top hat</i>	139
7.4 Sistema de ESPI e Holografia Digital (HD).....	142
7.4.1 Sistema de ESPI com câmara CCD.....	143
7.4.1.1 Realização da referência com fibra óptica.....	146
7.4.2 Sistema de ESPI com câmara CMOS.....	150
7.5 Montagem e alinhamento dos feixes no sistema de acoplamento.....	152
7.6 Sistema de HD.....	154
7.7 Sistema de processamento de imagem.....	156
Referências.....	157
Capítulo 8 - Aplicações.....	159
8.1 Introdução.....	161
8.2 Aplicação da Holografia à inspeção Subaquática.....	161
8.3 Estudo do comportamento de membranas piezoelétricas revestidas.....	165
8.4 Projecto windmeter.....	166
8.5 Estudo realizado em quilhas de pranchas de surf.....	167
8.6 Análise modal de uma casca cilíndrica.....	169
8.7 Análise de uma pastilha de corte.....	171
8.8 Estudo de contracção das resinas de enchimento dentárias.....	172
8.9 Validação de um modelo de elementos finitos através do ESPI.....	176
Referências.....	180
Capítulo 9 - Conclusões e desenvolvimentos futuros.....	181
9.1 Conclusões.....	211
9.2 Trabalhos futuros.....	211
Anexos.....	181

A Software de aquisição e processamento de imagens de interferometria	187
A.1 Introdução.....	189
A.2 Descrição dos programas.....	189
B Desenhos técnicos	192
B.1 Sistema de acoplamento.....	192
B.2 Sistema de iluminação	195
B.3 Sistema de ESPI	197
B.4 Sistema de HDI.....	201

A	: amplitude do fasor do campo
$ABCD$: matriz de um sistema óptico arbitrário.
$A(x,t)$: campo eléctrico de um trem de ondas planas ou linearmente polarizadas (E_x)
A_0	: amplitude máxima da onda
$A^{(r)} A^{(i)}$: parte real e imaginária da amplitude complexa
A_r e A_I	: feixe de referência e feixe objecto
a	: diâmetro da abertura suposta circular do sistema óptico; : amplitude complexa
a_i	: amplitude
$a(\nu)$: amplitude do campo eléctrico
AN	: Abertura Numérica
C	: contraste do <i>speckle</i>
c	: velocidade da luz
D	: diâmetro da abertura circular; : diâmetro do feixe incidente para um feixe laser Gaussiano
d	: distância; : deslocamento
d	: diâmetro do <i>spot</i> do foco
(d_1, d_2, d_3)	: componentes do deslocamento d
d_s	: diâmetro do <i>speckle</i>
det	: determinante
E	: campo eléctrico; : módulo de elasticidade
$E_d(t)$: campo resultante no detector
$E(r,t)$: representação complexa de um sinal luminoso
$E_1(t)$ e $E_2(t)$: campos eléctricos
e_x	: vector de polarização
e_j	: vector unitário situado paralelamente a um eixo designado por j
F	: número F da lente
FTC	: Função de Transferência de Contraste
FTM	: Função de Transferência de Modulação
f	: distância focal
$f(r)$: função da figura de difracção, no infinito, de uma abertura circular
$f(t)$: função variável no tempo; : transformada de Fourier de $g(\omega)$
$f/\#$: número f da lente
Δf	: alteração da frequência da fonte de luz coerente
$g(\omega)$: transformada de Fourier de $f(t)$
$G(\omega)$: espectro de potência
GD	: Gama Dinâmica

H	: campo magnético; : constante de Planck; : altura do objecto
I_0	: intensidade de luz do laser
I_T	: intensidade de luz transmitida
I_R	: intensidade de luz reflectida
$\langle I_R \rangle$: intensidade média do feixe de referência no plano da imagem
$\ J\ $: jacobiano
$J_A(x_1, y_1; x_2, y_2)$: função de autocorrelação da intensidade
J_0	: função de Bessel de ordem zero
J_1	: função de Bessel de primeira ordem
K	: número de onda; : vector propagação de onda
K_1 e K_2	: parâmetros (propagadores) que descrevem as variações de amplitude e fase dos campos E_1 e E_2 quando estes se propagam do divisor até ao detector
\vec{k}	: vector de propagação
LP ₀₁ e LP ₁₁	: modos guiados de mais baixa ordem numa fibra circular simétrica
l_s	: comprimento do <i>speckle</i>
ΔL	: diferença (geométrica) de caminhos ópticos
Δl	: diferença de caminhos ópticos
Δl_c	: comprimento de coerência
M	: matriz; : ampliação da lente ou sistema de lentes; : ampliação
N	: número de modos longitudinais
$n!$: factorial de n
n	: índice de refração
n_1	: índice de refração para o vidro
n_2	: índice de refração para o ar
$n(t)$: evolução temporal do número de fótons
$P_{I,\theta}(I, \theta)$: função densidade conjunta
$P_I(I)$: função densidade de probabilidade marginal da intensidade
$P(I)$: distribuição de intensidade do <i>speckle</i>
$P_\theta(\theta)$: função densidade marginal da fase
$P_{r,i}(A^{(r)}, A^{(i)})$: função densidade de probabilidade conjunta da parte real e imaginária do campo (função densidade Gaussiana)
$\tilde{q}_2(z)$: lei de propagação <i>ABCD</i>
R	: responsividade do fotodetector;

R	: raio de curvatura
$Resp$: Responsividade
$R_I(x_1, y_1; x_2, y_2)$: função de autocorrelação da distribuição de intensidade
r	: razão entre as intensidades dos feixes de referência e do objecto no plano da imagem
r_1 e r_2	: deslocamentos espaciais
$S(\nu)$: espectro de frequência da radiação
S_{max} e S_{min}	: valores máximos e mínimos da resposta do sinal para uma dada frequência espacial dos padrões de teste
$U(x, y, z)$: variação espacial do campo eléctrico num feixe laser (solução onda plana para a equação de onda)
U_x e U_y	: campos dos padrões de franjas de deslocamento em duas direcções perpendiculares
U_a e U_b	: frentes de onda
$\vec{u} = (x, y, z)$: vector deslocamento
u_x e u_y	: distribuição dos deslocamentos
V	: visibilidade (contraste) das franjas de interferência; : tensão eléctrica
$V(t)$: campo eléctrico variável no tempo
w	: dimensão transversal do feixe (também denominado por tamanho do <i>spot</i> do feixe - <i>spot size</i>)
w_0	: tamanho do <i>spot</i> do feixe na cintura do feixe
(x, y, z)	: sistema de coordenadas
(y_1, α_1)	: cota e ângulo de um raio incidente
“*”	: Complexo conjugado
$\frac{\partial u}{\partial x}$: derivadas parciais
$\langle \rangle$: Valor médio
α	: ângulo
α e ε	: ângulo numa dimensão transversal
β e γ	: ângulos numa dimensão longitudinal
σ_I^2	: desvio padrão da iluminação local
σ	: diâmetro médio do <i>speckle</i> subjectivo
σ_R	: desvio padrão de I_R
σ_{ik}	: tensões
θ	: ângulo entre os feixes de iluminação; : fase de um campo resultante; : semi-ângulo de divergência
θ_c	: ângulo crítico

ϕ	: termo de fase aleatório do <i>speckle</i> ; : diâmetro do sistema óptico
ϕ_k	: fase do fasor elementar k
$\phi(\nu)$: fase de uma componente campo eléctrico com frequência ν
$\phi_{12}(\tau)$: fase
ϕ_i	: fase
ψ	: ângulo entre dois vectores eléctricos
$\Delta\phi$: alteração de fase
λ	: comprimento de onda
$\Delta\lambda$: gama de comprimentos de onda emitidos pela fonte
λ_0	: comprimento de onda médio
$\bar{\lambda}$: comprimento de onda médio emitida pela fonte
ν	: frequência da radiação electromagnética; : coeficiente de Poisson
ν_m	: frequência de ressonância
$\Delta\nu$: largura de banda
ν_0	: frequência média
$\bar{\nu}$: frequência média emitida pela fonte
δ	: diferença de fase relativa entre as ondas; : diferença de percursos;
$\delta\nu$: largura total da linha espectral a metade da intensidade máxima, (FWHM- <i>Full Width Half Maximum</i>), da linha espectral
$\delta x, \delta y$: tamanho médio dos <i>speckles</i> na imagem
ρ	: raio de uma pupila circular
τ	: tempo
τ_c	: tempo de coerência
$\Delta\tau_c$: diferença de tempo; : tempo de coerência da radiação
$\langle \tau_o \rangle$: tempo médio
ω	: frequência
$\Delta\omega$: largura de banda da frequência
ω_0	: frequência central
μ_{ik}	: gradiente do vector deslocamento
γ	: resposta linear
$\gamma_{12}(\tau)$: grau de coerência complexa
Γ_{12}	: função de coerência mútua
∇^2	: operador Laplaciano
Ω, ξ, η	: sistema de coordenadas
Ω_{ik}	: componente antissimétrica do vector deslocamento - matriz das rotações

<i>C-mount</i>	: norma de compatibilidade entre câmaras de CCD e sistema de lentes tipo <i>television lens</i>
CCD	: <i>Charge Coupling Device</i>
CMOS	: <i>Complementary Metal-Oxide Semiconductor</i>
DPO	: Diferença do Percurso Óptico
DSPI	: <i>Digital Speckle Pattern Interferometry</i>
ESPI	: <i>Electronic Speckle Pattern Interferometry</i>
HeNe	: Helium-Neon
LASER	: <i>Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i>
LOME	: Laboratório de Óptica e Mecânica Experimental
MASER	: <i>Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i>
MEF	: Método de Elementos Finitos
MEMS	: <i>Microelectromechanical Systems</i>
ML	: Microlente
NDT	: técnicas não destrutivas
Nd:YAG	: <i>Neodímio-Yttrium Aluminum Garnet</i>
PZT	: <i>Piezoelectric Transducer</i>
TEM_{mn}	: <i>Transverse Electric and Magnetic</i> . Os índices m e n são inteiros que indicam, para uma secção transversa arbitrária do feixe emergente, o número de linhas nodais que intersectam o eixo dos x e dos y
USAF	: <i>United States Air Force</i> (alvo de teste de óptica)

CAPÍTULO 1

1.1 Introdução

1.2 As técnicas ópticas

1.3 Metrologia óptica, desafios actuais

1.3.1 Interferometria de *Speckle* – ESPI

1.3.2 Holografia Digital

1.4 Trabalho a desenvolver e estrutura da tese

Referências

1.1 Introdução

Na área da Engenharia Mecânica coexistem hoje em dia diferentes métodos, experimentais e numéricos como auxiliares ao projecto. Os métodos experimentais, foram durante muito tempo o único método auxiliar de projecto, com o desenvolvimento dos computadores nos últimos anos estas sofreram um importante revés. As técnicas experimentais utilizam normalmente mão-de-obra qualificada e equipamentos sofisticados, o que as torna normalmente dispendiosas, pelo que foram progressivamente sendo substituídas pelos cálculos numéricos. Contudo, a utilização em projecto dos resultados obtidos pela via computacional, resultados obtidos por aproximação, exige uma grande confiança no modelo de cálculo utilizado para cada aplicação. Desta forma, sempre que um determinado modelo é utilizado para uma aplicação diferente daquela para que foi concebido terá de ser convenientemente testado contra valores obtidos por via alternativa, normalmente resultantes de medições experimentais.

O aparecimento de novos materiais, de que se destacam os materiais compósitos, veio também alterar significativamente as técnicas de projecto. Tratando-se de materiais normalmente ortotrópicos e com microestruturas heterogéneas, permitem novas soluções estruturais embora exijam novos modelos de cálculo na simulação do seu comportamento.

Desta forma renasceu a necessidade da utilização das técnicas experimentais que permitissem aferir os cálculos realizados pela via numérica e fossem técnicas auxiliares no desenvolvimento de novos modelos de cálculo. Por sua vez as técnicas experimentais beneficiaram dos desenvolvimentos verificados nos equipamentos de cálculo com os quais foi possível melhorar os processos de recolha de informação e o seu tratamento e interpretação.

1.2 As técnicas ópticas

A história da óptica é apresentada resumidamente na Fig. 1.1, a qual mostra muitas das descobertas importantes e suas interações [1]. No início, havia o problema sobre a compreensão da natureza da luz, originalmente a questão era a de se a luz seria constituída por corpúsculos compactos que obedeciam à mecânica Newtoniana, ou seria um movimento ondulatório, e em caso afirmativo, em que meio? À medida que a natureza das ondas ficou mais clara, a questão do meio tornou-se mais urgente, sendo finalmente resolvido pela teoria electromagnética de Maxwell e pela teoria da relatividade de Einstein. Mas a natureza quântica da física ressuscitou a controvérsia onda/partícula sob uma nova forma e, hoje, muitas questões básicas são ainda questionadas sobre a interacção entre partículas e representações ondulatórias da luz.

Como consequência complementar seguiram-se as aplicações da óptica. Começando com simples dispositivos de refracção de imagem, bem explicados através de considerações corpusculares, a teoria ondulatória tornou-se cada vez mais relevante à medida que o desenho desses instrumentos melhorou, e ficou claro que existiam limites para o seu desempenho. Mas até mesmo a teoria ondulatória não é muito adequada para lidar com a sensibilidade dos instrumentos ópticos, a qual é eventualmente limitado pela teoria quântica. Uma compreensão mais ampla disto tem-nos levado hoje em dia para técnicas de medida e de imagem mais sensíveis e mais precisas.

O casamento das técnicas ópticas com o sofisticado processamento digital de sinais resultou numa infinidade de sistemas práticos de metrologia. Os sistemas de metrologia óptica oferecem características de medição muito atractivas, os quais recorrendo a técnicas de imagem tem nos últimos anos sido alvo de grande desenvolvimento devido ao interesse na sua aplicação pelas diferentes áreas da Engenharia [2-7].

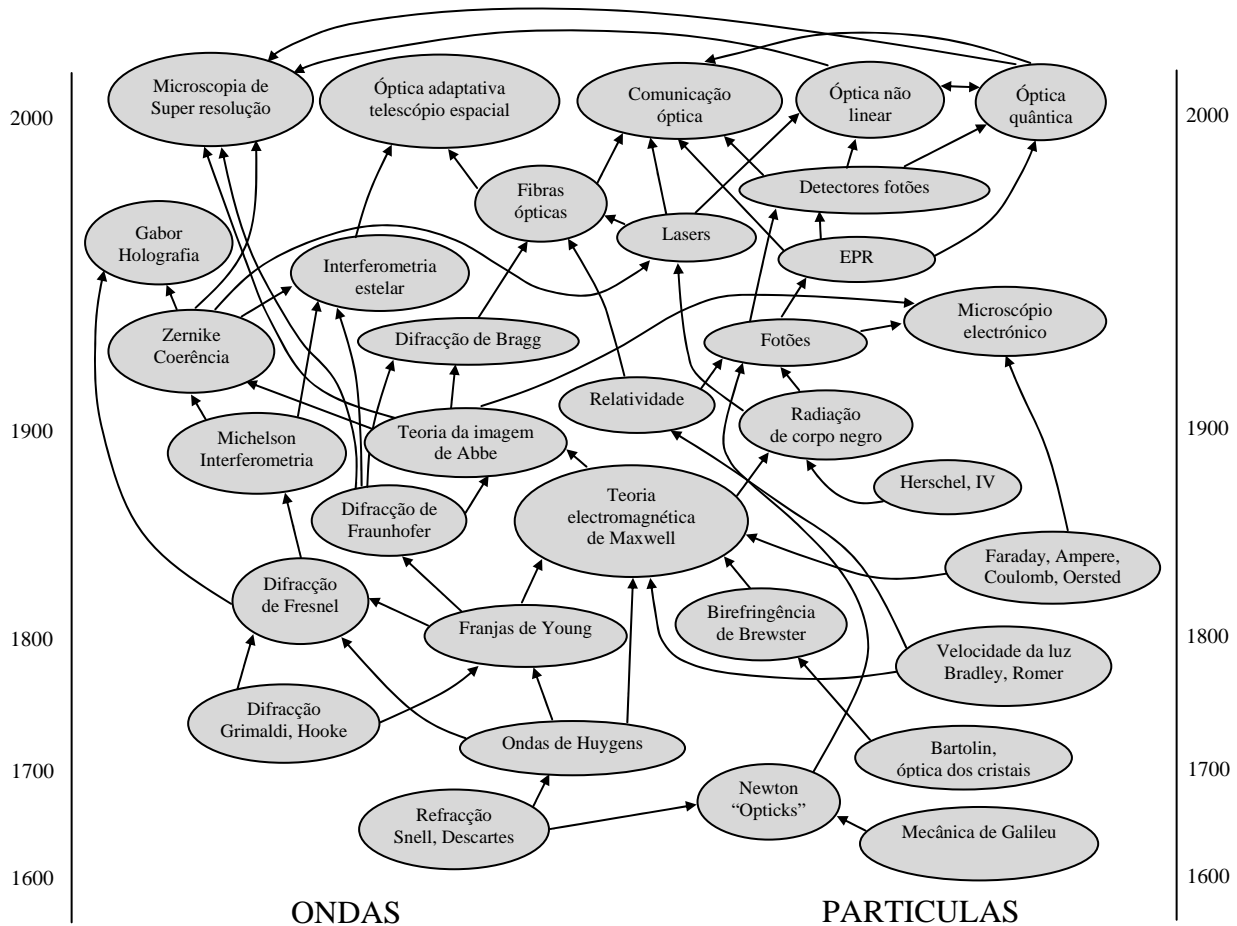


Figura. 1.1. O desenvolvimento da óptica, mostrando muitas das interações. De notar que algumas das setas de interacção à esquerda conectam-se com setas à direita.

Estes são inerentemente sistemas sem contacto, não destrutivos, e imunes a interferências electromagnéticas. Além disso, uma vez que a luz é utilizada como elemento sensor, o sistema de medição é capaz de elevada sensibilidade, elevada resolução (tanto espacial como temporal), e de calibração absoluta.

O processo de passagem da mesa de laboratório, estabilizada e imune a vibrações exteriores, para o ambiente caótico do chão de uma fábrica, tem sido um grande desafio para os sistemas de metrologia óptica actuais. No entanto, alguns desenvolvimentos em curso na velocidade de aquisição e processamento digital e na complexidade algorítmica têm em grande parte tornado este salto possível. Dentro dos métodos de campo total de inspecção óptica temos a considerar a interferometria holográfica, a metrologia de *speckle*, e a tomografia interferométrica computadorizada [8].

Estas técnicas têm sido implementadas em diferentes áreas desde a biotecnologia à industrial e à militar, com uma ampla gama de aplicações desde a caracterização de tecidos biológicos, aplicações na indústria automóvel, à medicina dentária, à indústria de semicondutores [9-12], na caracterização de fibras ópticas e na aplicação ao mundo real [13].

1.3 Metrologia óptica, desafios actuais

Nas últimas décadas o desenvolvimento da Mecânica Experimental deu-se sobretudo na área dos métodos ópticos. Estes métodos podem classificar-se, de acordo com o tipo de iluminação em dois grupos: métodos incoerentes e métodos coerentes [14]. O aparecimento das

técnicas de interferometria holográfica no início da década de sessenta foi decisivo para o desenvolvimento das técnicas de Mecânica Experimental, tendo na altura alargado o leque de técnicas disponíveis, nomeadamente para medição de tensões/deformações.

O LOME (Laboratório de Óptica e Mecânica Experimental), foi pioneiro em Portugal no desenvolvimento e aplicação de algumas destas técnicas, entre as quais a fotoelasticidade por transmissão, fotoelasticidade por reflexão, Interferometria Holográfica, *Shearography*, Moiré Geométrico e Moiré Interferométrico. Estas técnicas quando comparadas com as convencionais apresentam algumas vantagens interessantes. Na Tabela 1 apresenta-se uma comparação entre algumas destas técnicas.

Tabela 1 Métodos de Medição de Tensão/Deformação

Métodos de Medição de tensão/deformação	Grandeza Medida	Tipo de Medição				Local		Resultados				Operação				
	Deslocamento = D Tensão = σ Deformação específica = ϵ	Campo Completo = CC Pontual = P	Dinâmica = 10 Estática = 0	Absoluta = A Relativa = R	Sem Contacto = SCT Com Contacto = CT	Em Campo = 10 Em Laboratório = 0	Ambiente Agressivo = 10 Ambiente Laboratorial = 0	Faixa de medição [MPa]	Incerteza Típica [%]	Resolução [MPa]	1D/2D/3D	Tempo de Preparação	Tempo de Medição [s]	Consumíveis: Não = N / Sim = S	Fácil = 10 / Difícil = 0	Custo: Baixo = 10 / Alto = 0
a) Mecânicos																
- Clip Gage	D	P	2	R	CT	0	8	1000	5	<1	1D	5 min	<1s	N	5	5
- Vernizes frágeis	σ	CC	2	R	SCT	10	7	500	>20	5	2D	5 h	5 min	S	2	5
b) Eléctricos																
- Extensometria eléctrica	ϵ	P	10	R	CT	10	10	1000	2	<1	2D	1h	<1s	S	6	6
c) Ópticos																
- Fototelasticidade	σ	CC	6	A	SCT	2	5	500	10	0,1	2D/3D	1 dia	>1h	S	4	3
- Fotoelasticidade reflexão	σ	CC	10	R	SCT	10	6	500	10	0,1	2D	4h	>1h	S	2	3
- Holografia Electrónica	D	CC	3	R	SCT	7	3	500	5	<1	2D/3D	2h	1 min	N	3	3
- Shearography	D	CC	3	R	SCT	9	6	500	10	<1	2D/3D	1h	1 min	N	5	3
- Moiré Geométrico	D	CC	0	R	SCT	5	5	500	10	20	2D	1h	1 min	S	5	5
- Moiré Interferométrico	D	CC	0	R	SCT	2	0	500	5	20	2D/3D	5h	1 min	S	0	0

Nas técnicas de Interferometria Holografia, principal tema desta tese, a informação necessária à medição é codificada em frentes de onda de radiação coerente (laser) reflectidas pelos objectos em estudo. Da correlação entre frentes de onda gravadas em instantes distintos é possível descodificar a informação registada e assim aceder aos resultados da medição. As medições são realizadas sem contacto com as superfícies, respeitam a uma área e são de elevada resolução, da ordem de grandeza do comprimento de onda da radiação laser utilizada.

A utilização do registo holográfico permite que a amplitude e fase das frentes de onda sejam registadas em meios de gravação de vídeo convencionais, desde que possuam resolução adequada. Na holografia clássica eram utilizadas as placas fotográficas ou filmes termoplásticos para gravar os hologramas num ambiente livre de vibração e, em seguida opticamente reconstruídos, as quais permitindo registar até 3000 linhas/mm, tinham contudo o inconveniente de necessitar de isolamento de vibração e implicar um processo de revelação química algo moroso, o que fez com que esta técnica não tivesse grande sucesso em ambientes industriais.

A introdução do registo holográfico em suporte vídeo, durante a década de setenta, veio facilitar a utilização destas técnicas e desenvolver todo o seu potencial actual. Dentro dos suportes de registo mais utilizados em holografia temos, placas holográficas, filmes holográficos, filmes termoplásticos, cristais fotorefractivos, fotopolímeros, sensores CCD/CMOS. Na Tabela 2 apresenta-se uma comparação das principais características dos diversos suportes de registo utilizados em holografia.

Tabela 2. Meios de registo utilizados em holografia

Meios fotosensíveis	Tipos de holograma	Revelação	Reutilizável	Exposição necessária (J/m^2)	Sensibilidade espectral (nm)	Resolução (mm^{-1})
Halogenetos de prata	Amplitude ou fase	Banho químico	Não	$5,10^{-3}$ a $5,10^{-1}$	400 a 700	1000 a 10000
Gelatinas bicromatadas	Fase	Banho químico	Não	10^2	350 a 580	> 10000
Fotoreistente	Fase	Banho químico	Não	10^2	UV - 500	3000
Fotopolímeros	Fase	Pós-exposição	Não	10 a 10^4	UV - 650	200 a 1500
Fotocromáticos	Amplitude	Nenhum	Sim	10^{-1}	400 a 650	> 5000
Termoplásticos	Fase	Carga de aquecimento	Sim	10^{-1}	400 a 650	de 500 a 1200
$Bi_{12}SiO_{20}$	Fase	Nenhum	Sim	10^1	350 a 550	10000
CCD/CMOS	amplitude	nenhum	Sim	10^{-4} a 10^{-1}	400 a 1000	50 a 100

As técnicas de medição óptica oferecem vantagens significativas sobre os métodos homólogos convencionais para aplicações de processamento de imagens e medição. Análise remota, medição sem contacto, visualização de todo o campo e sem a necessidade de preparação especial da amostra são as principais vantagens. O aumento das possibilidades de processamento de dados assistido por computador levou a um novo renascimento da metrologia óptica. Recentes desenvolvimentos tecnológicos e a miniaturização dos objectos de teste estão a criar novos desafios à metrologia óptica, por exemplo, para fornecer uma ferramenta adequada para a análise e caracterização de micro sistemas, e para fornecer dados experimentais para a engenharia auxiliada por computador para medições rápidas e precisas e assim por diante. Diferentes métodos ópticos são utilizados para essas medições, dependendo dos requisitos. Estes métodos podem ser divididos em duas grandes categorias, chamados de imagem e métodos interferométricos, resumidos na Fig. 1.2.

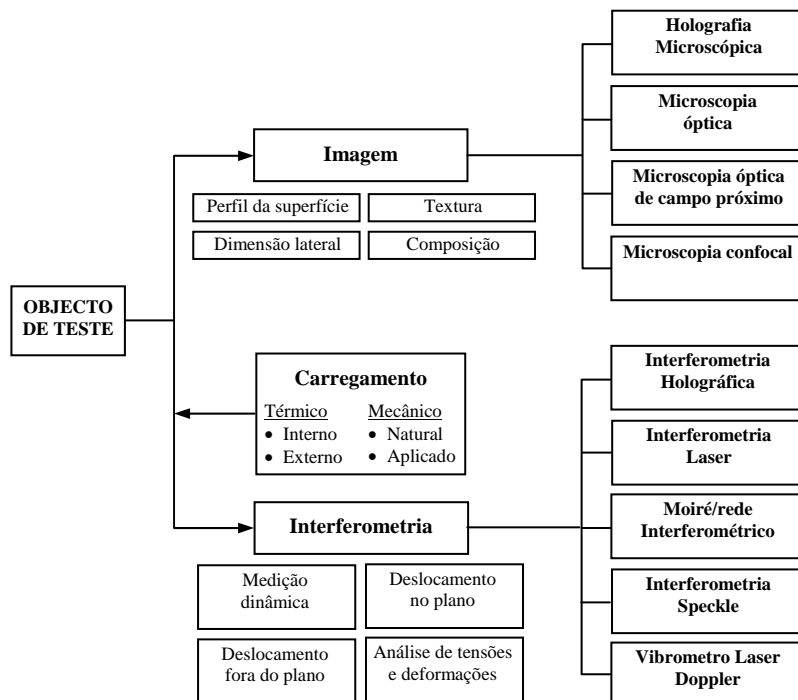


Figura 1.2. Métodos de metrologia óptica

Novos desafios para os processos de visualização e medição introduzidos pela miniaturização dos objectos de teste exigem o desenvolvimento de métodos de testes avançados e seguros. Alguns exemplos são as imagens microscópicas dinâmicas (por exemplo,

velocimetria por imagem de micro-partículas, análise de fluxo de micro-fluidos, e o estudo de amostras biológicas), e a medição estática e dinâmica de microestruturas. Isto tem uma ampla gama de aplicações nas áreas científicas e de engenharia. A caracterização das propriedades mecânicas de estruturas MEMS em diferentes estágios de fabricação é extremamente importante, fornecendo *feedback* sobre o comportamento do dispositivo, parâmetros do sistema e as propriedades do material para os processos de projecto e simulação. Também o ensaio dinâmico é necessário nos dispositivos finais para testar o seu desempenho e características. Imagens 3D e caracterização das propriedades mecânicas de estruturas MEMS são uma tarefa que constitui um grande desafio.

Dentro dos métodos de interferometria laser, a interferometria de *speckle* e a holografia digital são das técnicas com maior aplicação e às quais se atribui maiores potencialidades de evolução.

1.3.1 Interferometria de *Speckle* – ESPI

O ESPI (Electronic Speckle Pattern Interferometry) é basicamente um interferómetro. É baseado na adição coerente de um campo de *speckle* difundido por um objecto e um campo de referência, que são os dois braços do interferómetro [15-17]. Se o objecto for deformado, o comprimento de um dos dois braços do interferómetro altera-se bem como a fase relativa dos dois campos originando uma alteração na intensidade do padrão resultante. O padrão de *speckle* deformado vai correlacionar com o padrão inicial se a variação da diferença de percurso óptico for um inteiro múltiplo do comprimento de onda da fonte de luz, λ , e uma alteração total do contraste (descorrelação) ocorrerá para uma variação de um múltiplo ímpar de $\lambda/2$.

Os sistemas de ESPI são particularmente úteis em metrologia e em ensaios não destrutivos (NDT), com aplicações em diversas áreas [18-20].

Os métodos de Interferometria de *Speckle* com lasers de impulso permitem a sua aplicação ao estudo do comportamento dinâmico de estruturas permitindo o estudo de fenómenos transitórios rápidos [21].

Os poucos sistemas de ESPI disponíveis no mercado são comercializados por preços muito elevados. As principais razões residem no uso de alguns equipamento de custo elevado, bem como os custos associados ao desenvolvimento destes equipamentos. Estes sistemas apresentam-se normalmente como uma caixa fechada, não permitindo grande flexibilidade na sua aplicação a situações menos convencionais.

As inovações recentes introduzidas nesta técnica têm sido essencialmente na miniaturização e optimização, na implementação de algoritmos de cálculo de fase e processamento de imagem [22-29], ou na utilização de elementos ópticos difractivos [30, 31]. Outras soluções são tecnologicamente mais avançadas como é o caso dos sistemas da empresa 4D Technology. Os sistemas desta empresa utilizam um sensor patenteado que permite de forma muito rápida, em menos de 30 microsegundos, adquirir 4 imagens minimizando desta forma os erros associados ao processo do cálculo de fase, [32]. A importância desta característica torna-se mais evidente quando se trata de aplicações em ambientes ruidosos.

1.3.2 Holografia Digital

Uma das áreas da holografia que tem sofrido maior desenvolvimento nos últimos anos é a holografia digital (HD), quer ao nível de desenvolvimento de sistemas hardware/software quer

ao nível das aplicações, tendo sido identificada como uma ferramenta útil em diversas aplicações metrológicas [33-36].

O desenvolvimento dos computadores e dos dispositivos de gravação digital, sensores CCD e CMOS, permitiram o surgimento da holografia digital de forma a superar alguns dos problemas da holografia clássica. Os sensores CCD fornecem a flexibilidade para gravar directamente os hologramas em formato digital. O processo de reconstrução é então realizado numericamente, dando uma análise quantitativa da amplitude e fase da frente de onda [37, 38]. Isto oferece novas possibilidades para uma variedade de aplicações, que na holografia clássica foram realizadas apenas qualitativamente. A principal razão para esta evolução tem sido o rápido desenvolvimento no armazenamento e processamento da informação digital. O campo óptico transmitido ou reflectido por um objecto pode ser numericamente calculado directamente a partir dos hologramas e isso faz com que seja possível calcular quantitativamente tanto a informação da amplitude e fase separadamente, o que não é possível directamente na holografia convencional e noutros métodos clássicos de metrologia óptica. Estas características tornam o método perfeito tanto para obtenção de imagem e medição.

Os sensores CCD como meio de gravação holográfico permitem a gravação de hologramas à frequência de vídeo e estão num formato facilmente disponível para a reconstrução numérica. Os sensores CCD disponíveis comercialmente têm as suas limitações, como uma menor resolução de *pixels* e uma área de detecção menor. Esta resolução limitada restringe o ângulo entre os feixes objecto referência a apenas alguns graus. Para se conseguir uma boa qualidade de reconstrução, a gravação digital de hologramas tem de satisfazer os requisitos impostos pelo teorema da amostragem Nyquist, o que na prática implica sensores com um tamanho de *pixel* inferior a 6 μm . Isto corresponde ao segmento das câmaras CCD topo de gama. Uma visão geral do trabalho de pesquisa focado na holografia digital e suas aplicações exploradas na última década é mostrado na Fig. 1.3.



Figura 1.3. Visão geral da pesquisa em holografia digital na última década.

Formas de medir micro deformações com base no princípio da Interferometria holográfica digital têm sido amplamente estudados [37, 39]. A holografia digital dinâmica tem também atraído grande interesse nos últimos anos. Existem neste caso duas abordagens possíveis - a primeira é a utilização de um laser pulsado ou uma câmara de alta velocidade para gravar várias imagens que são depois processadas, algo muito parecido com o caso estático. Métodos tais como a holografia digital pulsada ou estroboscópica requerem uma sincronização precisa da fonte de luz, da amostra, e do dispositivo de gravação. A segunda é usar o método da média temporal o qual não requer qualquer câmara de alta velocidade ou laser pulsado.

Na actualidade existe um elevado número de aplicações que aproveitam esta informação numérica da fase. Como exemplos podemos referir a caracterização de gradientes do índice de refração em fibras ópticas [40], a inspecção de células vivas [41, 42], a medição dos parâmetros de lentes [43], a medição de micro estruturas [44], a medição de superfícies microscópicas [45, 46], a determinação da PSF para objectivas microscópicas [47], os métodos para comparação de superfícies [48] e a caracterização de micro lentes [49] entre outros.

No caso da holografia digital para objectos reflectores, as diferenças de relevo dos objectos podem ser medidas directamente a partir do mapa de fase. Esta situação permite utilizar a holografia digital em reflexão em diferentes tipos de objectos como micro esferas metálicas [50], materiais semicondutores [35], e numa grande variedade de elementos micro electromecânicos e micro opto electromecânicos [39, 51, 52].

Um dos problemas principais que afecta a interpretação dos mapas de fase tem a ver com o aparecimento de alterações não ocasionadas pelo objecto. Estas ocorrem devido à geometria da montagem óptica ou às aberrações dos sistemas de ampliação utilizados. Com o fim de compensar ou corrigir adequadamente tais alterações têm sido desenvolvidas, ao mesmo tempo das aplicações, várias técnicas para a análise das imagens de fase [53-56]

Dentro da HD, uma das técnicas com maior potencial e que tem sofrido um grande desenvolvimento tem sido a holografia microscópica digital, com aplicação nas mais variadas áreas [52, 57-62]. Esta técnica tem sido alvo de várias publicações, surgindo regularmente novas soluções, no sentido de desenvolver ferramentas essencialmente numéricas de optimização, nomeadamente para a eliminação do termo de ordem zero [63-68], compensação das aberrações de fase [56, 69], distorções presentes na amplitude [70], *tilt* e curvatura [53, 71, 72]. Outros trabalhos têm sido realizados no sentido de desenvolver métodos para evitar uma distinção clara entre zonas com objecto e sem objecto [55, 73, 74], algoritmos para aumentar a profundidade de campo [75], melhorar a resolução [76, 77], ampliação da imagem [78], entre outros.

1.4 Trabalho a desenvolver e estrutura da tese

As técnicas de interferometria holográfica aparecem hoje em dia associadas às mais variadas áreas de investigação. No entanto, alguns pormenores como o facto de necessitarem de condições especiais de estabilidade, o seu elevado custo, e a necessidade de operadores especialmente formados nesta área, tem impedido uma maior implementação destes métodos. Estas técnicas apresentam um grande potencial para redução de custos de inspecção e fabricação, sendo no entanto mais susceptíveis às variações ambientais (vibrações, correntes de convecção, etc.) quando comparadas às técnicas convencionais, e por isto, as técnicas ópticas são essencialmente utilizadas em laboratórios, onde as condições ambientais podem ser controladas. No entanto, nota-se uma tendência recente do mercado em desenvolver dispositivos ópticos que possam ser utilizados em ambientes industriais, visando a redução dos tempos de medição e a garantia de um nível de incerteza satisfatório. Das técnicas âmbito desta tese, no caso do ESPI existem poucos sistemas comercialmente disponíveis, e os poucos que existem surgem como sistemas fechados sem grande flexibilidade para adaptação a aplicações não convencionais. No caso da Holografia Digital é a tecnologia que apresenta um menor número de sistemas disponíveis comercialmente, e neste caso os poucos sistemas disponíveis resumem-se a sistemas de Holografia Digital Microscópica. De referir que estes produtos apresentam preços de comercialização muito elevados.

No âmbito do trabalho proposto para a tese, foram identificados alguns desafios. Como objectivo principal deste trabalho pretendia-se desenvolver sistemas de interferometria

holográfica, ESPI e Holografia Digital (HD), que fossem funcionais, modulares (configuráveis às necessidades), robustos e de fácil utilização. Deste modo, pretendia-se criar ferramentas experimentais de utilização geral de auxílio ao projecto. Assim e de forma resumida pretendia-se que os sistemas a desenvolver fossem:

- Compactos
- Tivessem elevada estabilidade mecânica
- Fossem controlados por software
- Tivessem elevada qualidade da imagem
- Dispusessem de um pacote de software com várias rotinas que permitam tratar os mapas de fase obtidos
- Sistemas de aplicação geral (adaptável de acordo com o objecto)
- Aplicáveis sobre fenómenos estáticos e dinâmicos

No entanto, continuam a existir algumas limitações na implementação do ESPI. O *speckle* individual tem de ser resolvido pela câmara CCD, necessitando aberturas numéricas reactivamente grandes (*F-number*). Consequentemente, os *speckles* são claramente visíveis, o que degrada a qualidade das franjas. É necessário recorrer ao processamento digital para remover o ruído.

Outra limitação dos sistemas de ESPI e HD é a resolução espacial das câmaras. Para resolver uma franja, são necessários cerca de 20 *speckles*. Assim por exemplo um CCD típico com cerca de 512x512 *pixels* só pode resolver cerca de 25 franjas igualmente espaçadas.

A construção dos sistemas implicará a implementação do projecto óptico e mecânico e a implementação de software para controlo e aquisição, cálculo de fase e processamento de imagem. Os sistemas desenvolvidos serão testados em diferentes aplicações.

A tese está estruturada em 9 capítulos, os quais são apresentados resumidamente de seguida.

Capítulo 2: Neste capítulo é feita uma abordagem do conceito de interferência óptica, sendo abordados temas relacionados com a interferência entre ondas e tipos de interferómetros. Estes conceitos são importantes para a compreensão dos fenómenos abordados no âmbito desta tese. São abordados outros conceitos importantes como a coerência temporal e espacial. Por fim apresenta-se de forma mais em pormenor o interferómetro de Michelson, dado que este tipo de interferómetro está na base dos sistemas a implementar.

Capítulo 3: Neste capítulo é feito um estudo mais detalhado sobre o fenómeno físico do *speckle*. O fenómeno do *speckle* é inerente à luz laser e a compreensão física deste fenómeno é fundamental para a implementação dos sistemas de interferometria de *speckle* e holografia digital. São apresentadas as principais características da distribuição de um campo de *speckle*, em termos de intensidade e fase bem como as propriedades, dimensão e distribuição de intensidade de um padrão de *speckle* quando visto por um sistema formador de imagem.

Capítulo 4: Neste capítulo faz-se uma abordagem à interferometria de *speckle*, com ênfase na técnica de ESPI (*Electronic Speckle Pattern Interferometry*), um dos sistemas a implementar nesta tese. É abordada em pormenor a técnica de ESPI, apresentando-se os diferentes tipos de implementação possíveis.

É feita uma referência às técnicas de medição com estes sistemas, aos métodos de cálculo de fase e de extracção de informação a partir dos mapas de fase. Por fim faz-se referência à obtenção dos deslocamentos/deformações e aos factores de incerteza de medição inerentes a estes sistemas.

- Capítulo 5: O outro sistema a implementar no âmbito desta tese é um sistema de holografia digital (HD), daí que neste capítulo se faça uma descrição desta técnica. Apresentam-se as principais características técnicas desta técnica, formas de cálculo numérico dos hologramas e possíveis sistemas a implementar. São também descritos os principais problemas inerentes a esta técnica e a forma de os solucionar. Por fim apresenta-se um sistema de HD de baixo custo.
- Capítulo 6: Dado que esta tese se orienta com base nos métodos ópticos, seria fastidioso estar a descrever todos os fenómenos ópticos associados aos temas descritos. Assim neste capítulo optou-se por uma descrição mais leve sobre os principais componentes de óptica, que de alguma forma entram nas montagens dos sistemas ópticos a implementar no capítulo 7. Assim é feita referência às principais características desses elementos nomeadamente às suas capacidades e limitações e quais as razões da sua escolha.
- Capítulo 7: Este capítulo é dedicado ao processo de implementação de dois sistemas de interferometria, um sistema de ESPI sensível a deslocamentos fora do plano e um de HD. São descritos todos os passos desde o desenho, fabrico mecânico, selecção dos componentes mecânicos, ópticos e optomecânicos, montagem e alinhamento. Os sistemas construídos incluem um sistema de acoplamento para fibras ópticas o qual permite implementar os dois braços do interferómetro, o sistema de iluminação uniforme e cálculo de fase. Por fim é descrito o sistema de controlo, aquisição e cálculo sobre os mapas de fase, utilizando software desenvolvido em Matlab[®]. O sistema de processamento de imagem será descrito mais em pormenor em anexo.
- Capítulo 8: Neste capítulo são apresentadas várias aplicações utilizando as técnicas implementadas no âmbito desta tese. Algumas das aplicações foram feitas utilizando protótipos dos sistemas e outras foram realizadas já com o sistema final. Foram escolhidas aplicações em diferentes áreas e o objectivo foi o de demonstrar o potencial destas técnicas nas mais diversas áreas.
- Capítulo 9: Este capítulo serviu para apresentar as conclusões retiradas do trabalho desenvolvido nesta tese. Dado que o trabalho foi desenvolvido no âmbito de alguns pressupostos, nas conclusões foram tidas em conta os resultados obtidos e as limitações encontradas. São apresentadas algumas ideias futuras no sentido de melhorar os sistemas implementados, bem como novas soluções, que surgiram no decorrer deste trabalho.

Referências

- [1] Lipson, A.; Lipson, S.G., Lipson, H. “Optical Physics”, 4th Edition. Cambridge University Press. 2010.

- [2] Cloud, G. L., "Optical Methods of Engineering Analysis". Cambridge University Press. 1995.
- [3] Gasvik, K. J., "Optical Metrology", 3rd. Edition, John Wiley & Sons, LTD. 2002.
- [4] Kishen, A., Asundi, A., "Fundamentals and Applications of Biophotonics in Dentistry", Series on Biomaterials and Bioengineering – Vol 4. Imperial College Press. (2007).
- [5] Naydenova, I., "Advanced Holography - Metrology and Imaging". InTech. 2011.
- [6] Ramírez, F. A. M., "Holography - Different Fields of Application". InTech. 2011.
- [7] Rosen, J., "Holography, Research and Technologies". InTech. 2011.
- [8] Tayag, T. J. & Bachim, B., "Simulation of an interferometric computed tomography system for intraocular lenses. Proceed. of the SPIE – Interferometry XV: Applications, vol. 7791. 2010.
- [9] Pitt, B. D., Tayag, T. J., & Nelson, M. L., "Digital demodulation of an interferometer for the characterization of vibrating microstructures". Proceed. of the SPIE – Advance Semiconductor Characterization Tech. for Optics, Semiconductors, and Nanotechnologies, vol. 5188, pp. 61-70. 2003.
- [10] Tayag, T. J., Kolesar, E. S., Pitt, B. D., Hoon, K. S., Marchetti, J., & Jafri, I. H., "An optical fiber interferometer for measuring the in situ deflection characteristics of MEMS structures". Opt. Engineer., vol. 42, no. 1, pp. 105-111. 2003.
- [11] Tayag, T. J. & Bachim, B., "Simulation of an interferometric computed tomography system for intraocular lenses". Proceed. of the SPIE - Interferometry XV: Applications, vol. 7791. 2010.
- [12] Weber, R. A., Tayag, T. J., & Shannon, L. J., "Digital demodulation algorithm for the interferometric characterization of RF MEMS structures". Proceed. of the SPIE - Interferometry XII – Techniques and Analysis, vol. 5531, pp. 315-322. 2004.
- [13] Osten, W., Garbusi, E., Fleischle, D., Lyda, W., Pruss, C., Reichle, R., & Falldorf, C., "Optical metrology - from the laboratory to the real world". Proceed. of the SPIE – Speckle 2010: Optical Metrology, vol. 7387. 2010.
- [14] Hung, Y. Y., "Shearography: a New Optical Method for Strain Measurement and Non Destructive Testing", Optical Eng., Vol.21, pág.391-395. 1982.
- [15] Dainty, J. C., "Laser Speckle and Related Phenomena", Springer Verlag, Berlin. 1984.
- [16] Sirohi, R. S., "Optical methods of measurement: wholefield techniques", 2nd Ed. CRC Press. New York. 2009.
- [17] Kreis, T., "Handbook of holographic Interferometry - optical and digital methods". Wiley-VCH Verlag. Weinheim. 2005.
- [18] Honlet, M., "Nondestructive testing of complex composite materials and structures using optical techniques". Honlet Optical Systems GmbH, Pfaffenhofen, Germany, 2001.
- [19] Hung, Y. Y., "Electronic Shearography versus ESPI for nondestructive evaluation". Proc. of SPIE Vol. 1554, Second Intl Conf on Photomechanics and Speckle Metrology: Speckle Techniques, Birefringence. 1991.
- [20] Jones, R., Wykes, C., "Holographic and Speckle Interferometry". Cambridge University Press. 1989.

- [21] Valle, V., Robin, E., Brémand, F., “Analysis of Digital Speckle - Pattern Interferometry Fringe Patterns Issued from Transitory Mechanical Loadings”. *Strain*, 46, 175-183. 2010.
- [22] Munoz, J.; Strojnik, M.; Paez., G., “Phase recovery from a single undersampled interferograma”. *Appl. Opt.*, 42(34): 6846-6852. 2003.
- [23] Albertazzi, A. G., “A Robust Hybrid Phase Unwrapping Technique by Block Processing and Successive Approximation to a Mathematical Model”. *Fringe 2001 - The 4th International Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns*. Elsevier Science Publishers, Paris, pp. 265-270. 2001.
- [24] Baker, K. L., Silva, D. A., “Evaluation of Two-Dimensional Phase Unwrapping Algorithms for Interferometric Adaptive Optics Utilizing Liquid-Crystal Spatial Light Modulators”. *The Open Optics Journal*, 2, 48-52. 2008.
- [25] Bruno, L., Poggialini, A., “Application of Double-Focus Speckle Interferometry for Non-Destructive Testing”. *Strain*, 46, 227–233. 2010.
- [26] Equis, S., Jacquot, P., “Phase Extraction in Dynamic Speckle Interferometry with Empirical Mode Decomposition and Hilbert Transform”. *Strain*, 46, 550-558. 2010.
- [27] Bhaduri, B., Kothiyal, M.P., Mohan, N. K., “Digital speckle pattern interferometry (DSPI) with increased sensitivity: Use of spatial phase shifting”. *Optics Communications*, 272, 9–14. 2007.
- [28] Gerhard, H., Busse, G., Lockin-ESPI interferometric imaging for remote non-destructive testing. *NDT&E International*, 39, 627–635. 2006.
- [29] Kemaq, Q., “A simple phase unwrapping approach based on filtering by windowed Fourier transform: A note on the threshold selection”. *Optics & Laser Technology*, 40, 1091–1098. 2008.
- [30] Guntaka, S. R., Sainov V., Toal, V., Martin, S., Petrova, T. 2 and Harizanov, J., “Compact electronic speckle pattern interferometer using a near infrared diode laser and a reflection holographic optical element”. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 8, 182–188. 2006.
- [31] Bavigadda, V., Jallapuram, R., Mihaylova, E., Toal, V., “Electronic Speckle Pattern Interferometer using Holographic Optical Elements for Vibration Measurements”. *Optics Letters*, Vol. 35, No. 19, 3273-3275. 2010.
- [32] <http://www.4dtechnology.com/products/phasescam4020.php>
- [33] Monroy, F., and Rincón, O., “Obtención de franjas de deformación por medio de interferometría holográfica digital de doble exposición”. *Revista Colombiana de Física*, 38(1), 2006.
- [34] Monroy, F., Rincon, O., Torres, Y. M., and Garcia-Sucerquia J., “Quantitative assessment of lateral resolution improvement in digital holography”. *Optics Communications*, 281(13):3454–3460. 2008.
- [35] Schulze, M. A, M. Hunt, A., Voelkl, E., Hickson, J. D, Usry, W., Smith, R. G., Bryant, R., and Thomas, C. E., “Semiconductor wafer defect detection using digital holography”. *Proc. SPIE 5041, Process and Materials Characterization and Diagnostics in IC Manufacturing*, pp 183–193. 2003.
- [36] Banks-Sills, L., Shklovsky, J., Krylov, S., Bruck, H. A., Fourman, V., Eliasi, R., Ashkenazi, D., “A Methodology for Accurately Measuring Mechanical Properties on the Micro-Scale”. *Strain*, 47, 288–300. 2011.

- [37] Asundi, A., “Digital Holography for MEMS and Microsystem Metrology”. Wiley. 2011.
- [38] Schnars, U., Jueptner, W., “Digital holography – Digital hologram recording, numerical reconstruction, and related techniques”. Springer. Berlin. 2005.
- [39] Osten, W., “Optical Inspection of Microsystems”. CRC Press. New York. 2007.
- [40] Wahba, H. H. and Kreis, T., “Characterization of graded index optical fibers by digital holographic interferometry”. *Applied Optics*, 48(8):1573–1582. 2009.
- [41] Kemper, B., and Bally G. V., “Digital holographic microscopy for live cell applications and technical inspection”. *Applied Optics*, 47(4):52–61. 2008.
- [42] Mann, C. J., Yu, L., and Kim, M. K., “Movies of cellular and sub-cellular motion by digital holographic microscopy”. *Biomed. Eng. Online*, 5:21. 2006.
- [43] Anand, A. and Chhaniwal, V. K., “Measurement of parameters of simple lenses using digital holographic interferometry and a synthetic reference wave”. *Applied Optics*, 46(11):2022–2026. 2007.
- [44] Nicola, S. D., Ferraro, P., Finizio, A., Grilli, S., Coppola, G., Iodice, M., Natale, P. D., and Chiarini, M., “Surface topography of microstructures in lithium niobate by digital holographic microscopy”. *Measurement Science and Technology*, 15(5):961–968. 2004.
- [45] Prieto, D. V. and Garcia-Sucerquia, J., “Three-dimensional surface contouring of macroscopic objects by means of phase-difference images”. *Applied Optics*, 45(25):6381–6387. 2006.
- [46] Wang, F., Xiao, W., Pan, F., Liu, S., Cong, L., Li, R., Rong, L., He, A., “Curvature measurement of optical surface using digital holography”. *Optics and Lasers in Engineering*, 49, 903-906. 2011.
- [47] Marian, A., Charriere, F., Colomb, T., Montfort, F., Kuhn, J., Marquet, P., and Depeursinge, C., “On the complex three-dimensional amplitude point spread function of lenses and microscope objectives: theoretical aspects, simulations and measurements by digital holography”. *Journal of Microscopy*, 225(2):156–169. 2007.
- [48] Baumbach, T., Osten, W., Kopylow, C. V., and Juptner, W., “Remote metrology by comparative digital holography”. *Applied Optics*, 45(5):925–934. 2006.
- [49] Charriere F., Kuhn, J., Colomb, T., Montfort, F., Cucho, E., Emery, Y., Weible, K., Marquet, P., and Depeursinge, C., “Characterization of microlenses by digital holographic microscopy”. *Applied Optics*, 45(5):829–835. 2006.
- [50] Montfort, F., Emery, Y., Solanas, E., Cucho, E., Aspert, N., Marquet, P., Joris, C., Kuhn, J., and Depeursing, C., “Surface roughness parameters measurements by digital holographic microscopy (DHM)”. In *Proc. Third International Symposium on Precision Mechanical Measurements*, Kuang-Chao Fan; Wei Gao; Xiaofen Yu; Wenhao Huang; Penghao Hu, Editors, 62800V. 2006.
- [51] Coppola, G., Ferraro, P., Iodice, M., Nicola, S. D., Finizio, A., and Grilli, S., “A digital holographic microscope for complete characterization of microelectromechanical systems”. *Measurement science & technology*. 15:529–539. 2004.
- [52] Lynceotec. <http://www.lynceotec.com/>.
- [53] Colomb, T., Cucho, E., Charriere, F., Kuhn, J., Aspert, N., Montfort, F., Marquet, P., and Depeursinge, C., “Automatic procedure for aberration compensation in digital

- holographic microscopy and applications to specimen shape compensation”. *Applied Optics*, 45(5):851–863. 2006.
- [54] Colomb, T., Kuhn, J., Charriere, F., Depeursinge, C., Marquet, P., and Aspert, N., “Total aberrations compensation in digital holographic microscopy with a reference conjugated hologram”. *Optics Express*, 14(10):4300–4306. 2006.
- [55] Di, J., Zhao, J., Sun, W., Jiang, H., and Yan, X., “Phase aberration compensation of digital holographic microscopy based on least squares surface fitting”. *Optics Communications*, 282(19):3873–3877. 2009.
- [56] Ferraro, P., Nicola, S. D., Finizio, A., Coppola, G., Grilli, S., Magro, C., and Pierattini, G., “Compensation of the inherent wave front curvature in digital holographic coherent microscopy for quantitative phase-contrast imaging”. *Applied Optics*, 42:1938–1946. 2003.
- [57] Microvision and Microdiagnostics. <http://apl.epfl.ch/page12232.html>.
- [58] Istituto Nazionale di Ottica Applicata. <http://www.ino.it/home/ferraro/>.
- [59] Bienera, G., Greenbauma, A., Isikmana, S. O., Leea, K., Tsenga, D., and Ozcan, A., “Combined reflection and transmission microscope for telemedicine applications in field settings”. *Lab Chip*. 21; 11(16): 2738–2743. 2011.
- [60] Chalut, K. J., Ekpenyong, A. E., Clegg, W. L., Melhuish, I. C., Guck, J., “Quantifying cellular differentiation by physical phenotype using digital holographic microscopy”. *Integr Biol (Camb)*. 4(3):280-4. Epub 2012 Jan 20. 2012.
- [61] Shaffer, E., Moratal, C., Marquet, P., Depeursinge, C., “Label-free second harmonic phase imaging of biological specimen by digital holographic microscopy”. *Opt. Lett.* 35 (24), 4102-4104. 2010.
- [62] Tishko, T. V., Tishko, D. N., and Titar, V. P., “Holographic methods for phase microscopic objects study”. *Microscopy: Science, Technology, Applications and Education*. A. Méndez-Vilas and J. Díaz (Eds.). FORMATEX 2010.
- [63] Zhang, Y., Lu, Q., Ge, B., “Elimination of zero-order diffraction in digital off-axis holography”. *Optics Communications*, 240, 261–267. 2004.
- [64] Chen G., Lin C., Kuo M., and Chang C., “Numerical suppression of zero-order image in digital holography”. *Optics Express*, Vol. 15, Issue 14, pp. 8851-8856. 2007.
- [65] Zhang, Y., Lü, Q., Ge, B., “Elimination of zero-order diffraction in digital off-axis holography”. *Optics Communications Volume 240, Issues 4–6*, pp. 261–267. 2004.
- [66] Maab, L., Wangb, H., Lib, Y. and Zhanga, H., “Elimination of zero-order diffraction and conjugate image in off-axis digital holography”. *Journal of Modern Optics Volume 56, Issue 21*. 2009.
- [67] Cucho, E., Marquet, P., and Depeursinge, C., “Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography”. *APPLIED OPTICS*, Vol. 39, No. 23. 2000.
- [68] Li, J., Song, Q., Tankam, P., Picart, P., “Eliminating zero-order diffraction in the digital holography wavefront reconstruction with adjustable magnification”. *Holography, Diffractive Optics, and Applications IV*. Edited by Sheng, Yunlong; Yu, Chongxiu; Chen, Linsen. *Proceedings of the SPIE, Volume 7848*, pp. 78481Y-78481Y-9 (2010).

- [69] Montfort, F., Charriere, F., Colomb, T., Cuche, E., Marquet, P., and Depeursinge, C., “Purely numerical compensation for microscope objective phase curvature in digital holographic microscopy: influence of digital phase mask position”. *Journal of the Optical Society of America A*, 23(11):2944–2953. 2006.
- [70] Colomb, T., Montfort, F., Kuhn, J., Aspert, N., Cuche, E., Marian, A., Charriere, F., Bourquin, S., Marquet, P., and Depeursinge, C., “Numerical parametric lens for shifting, magnification, and complete aberration compensation in digital holographic microscopy”. *JOSA A*, 23(12):3177–3190. 2006.
- [71] Colomb, T., Kuhn, J., Cuche, E., Charriere, F., Montfort, F., Marian, A., Aspert, N., Marquet, P., and Depeursinge, C., “Automatic procedure for aberrations compensation in digital holographic microscopy”. *Proceedings of SPIE*, 6188. 2006.
- [72] Colomb, T., “Numerical aberration compensation and polarization imaging in digital holographic microscopy”. PhD thesis, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne. 2006.
- [73] Klette, R., Stojmenovic, I., and Zunic, J., “A parametrization of digital planes by Least-Squares fits and generalizations”. *Graphical Models and Image Processing*, 58(3):295–300. 1996.
- [74] Miccio, L., Alfieri, D., Grilli, S., Ferraro, P., Finizio, A., Petrocellis L. D., and Nicola, S. D., “Direct full compensation of the aberrations in quantitative phase microscopy of thin objects by a single digital hologram. *Applied Physics Letters*, 90:041104, 2007.
- [75] Colomb, T., Pavillon, N., Kühn, J., Cuche, E., Depeursinge, C., Emery, Y., “Extended depth-of-focus by digital holographic microscopy”. *Opt. Lett.* 35 (11), 1840–1842. 2010.
- [76] Cotte, Y., Toy, F., Pavillon, N., Depeursinge, C., “Microscopy image resolution improvement by deconvolution of complex fields”. *Opt. Express* 19 (19), 19462–19478. 2010.
- [77] Sharma, A., Sheoran, G., Jaffery, Z. A., Moinuddin, “Improvement of signal-to-noise ratio in digital holography using wavelet transform”. *Optics and Lasers in Engineering*, 46, 42–47. 2008.
- [78] Hennelly, B., Kelly, D., Pandey, N., Monaghan, D., “Zooming Algorithms for Digital Holography”. *Journal of Physics: Conference Series*, 206, 012027. 2010.

CAPÍTULO 2

2.1 Introdução

2.2 Interferência da luz

2.3 Interferometria óptica

2.3.1 Configurações dos interferômetros

2.3.2 Interferência entre ondas

2.3.3 Diferença de fase e interferência

2.3.4 Princípio da interferência

2.4 Interferência e Coerência

2.4.1 Interferência

2.4.2 Coerência temporal e coerência espacial

2.4.2.1 Coerência espacial

2.4.2.2 Coerência temporal

2.5 Resolução espectral de um trem de onda finito

Coerência e largura de banda.

2.6 Interferômetro de Michelson

Referências

2.1 Introdução

Este capítulo destina-se a apresentar os conceitos que estão na base da interferência óptica, relacionando-os com a metrologia através de técnicas de interferência holográfica. Pretende-se fazer uma abordagem mais detalhada do fenómeno da interferência entre ondas e em particular do interferómetro de Michelson, o qual está na base dos sistemas a implementar no âmbito desta tese.

2.2 Interferência da luz

A interferência da luz consiste na redistribuição espacial da intensidade luminosa condicionada pela diferença de fase. A Interferência entre ondas tem sido estudada ao longo dos tempos e tem encontrado várias aplicações desde a medição da deformação de objectos, espessuras, comprimentos de onda, índices de refração, etc.

Este fenómeno, foi observado pela primeira vez por Robert Boyle e Robert Hooke. Estes investigadores ao iluminarem filmes finos registaram o aparecimento de anéis com diferentes cores. A observação da interferência representou nessa altura um importante avanço para a descrição da natureza da luz, tendo levado Hooke a defender a ideia de que a luz consistia em vibrações e não em partículas.

Esta convicção seria, no entanto, abandonada depois de Newton ter publicado uma teoria em que defendia a natureza corpuscular da luz. Newton construiu esta teoria após observar que a luz branca ao passar por um prisma era dividida em várias componentes de diferentes cores. Devido ao reconhecimento científico de Newton as ideias sob a natureza ondulatória de Hooke não foram bem aceites.

Uma nova vida surgiu para a teoria ondulatória da luz trazida por Thomas Young. Este cientista, graças à sua famosa experiência de interferência com fendas, conduziu à reintrodução da teoria ondulatória da luz.

2.3 Interferometria óptica

A interferência da luz é atualmente utilizada em diversos sistemas de medição. Em geral pode afirmar-se que um sistema de medição interferométrico é essencialmente constituído por uma fonte de luz, um sistema óptico (interferómetro) e um detector que converte as variações de intensidade luminosa num sinal mensurável, Fig. 2.1.

Existe, no entanto, uma grande variedade de interferómetros ópticos, que podem ser agrupados em quatro categorias [1, 2]:

- i) Duas ondas, ex.: Michelson, Mach-Zender.
- ii) Múltiplas ondas, ex.: Fabri-Perot.
- iii) Diferencial, ex.: Polarimétrico.
- iv) Trajectória recíproca, ex.: Sagnac.

Estas configurações interferométricas podem ser implementadas usando componentes ópticos convencionais (espelhos, divisores de feixe, etc.). No entanto, como se verá neste trabalho, podem também ser implementadas usando fibras ópticas, o que conduz a algumas vantagens.

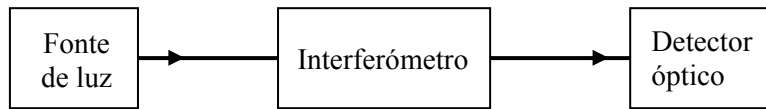


Figura 2.1. Configuração básica de um sistema de medição interferométrico.

Um interferómetro é simplesmente um sistema óptico para observar interferência entre duas ou mais frentes de onda. Por interferência ótica designa-se a interação ou sobreposição de feixes de luz da qual resulta uma intensidade que não é simplesmente igual à soma da intensidade das componentes. A intensidade resultante é criada pela interferência construtiva e destrutiva, sendo estas, por sua vez, definidas pela relação de fase entre as ondas. No caso particular da interferência de duas ondas com a mesma amplitude, a interferência construtiva surge quando ambas estão em fase, sendo a amplitude o dobro da inicial, ou existirá interferência destrutiva, quando estão em oposição de fase, ver Fig. 2.2, podendo a amplitude da onda resultante ser nula. Assim, no plano da imagem são observadas padrões de linhas escuras cuja intensidade é nula, sendo estas linhas designadas por franjas de interferência.

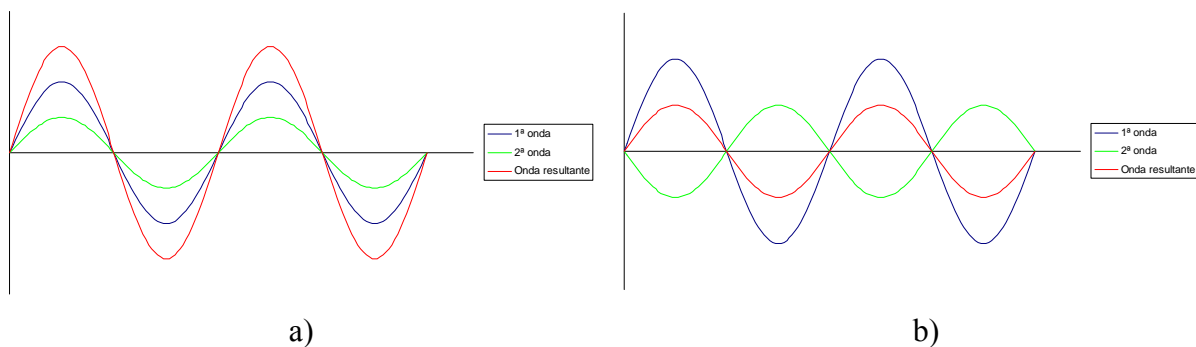


Figura 2.2. Duas ondas podem interferir, a) construtivamente ou b) destrutivamente.

Para que ocorra interferência é necessário que os feixes de luz envolvidos possuam coerência, quer em termos de frequência, quer em termos de fase. Em geral, sempre que se deseja criar interferência entre feixes, estes são obtidos a partir de uma mesma fonte de luz coerente. Deste modo pode considera-se que existem dois métodos geralmente usados para produzir interferómetros [3]:

- 1) Divisão de frente de onda, de que é exemplo a experiência das fendas de Young,
- 2) Divisão de amplitude, em que o feixe é dividido por uma superfície parcialmente reflectora, de que é exemplo a montagem designada por interferómetro de Michelson.

As medições efectuadas com interferómetros baseiam-se no padrão de interferência formado por dois ou mais campos electromagnéticos. Neste trabalho apenas será analisada a interferência de dois campos electromagnéticos no espectro visível. Obtém-se um padrão estável de franjas quando os dois campos interferentes satisfazem as seguintes condições:

- Os dois campos possuem o mesmo comprimento de onda.
- Os dois campos mantêm uma relação de fase fixa no tempo, situação facilitada sempre que se utiliza uma mesma fonte;
- Cada um dos dois campos tem o seu vector de campo eléctrico linearmente polarizado;
- Os dois campos têm vectores de polarização colineares.

Para atingir estas condições poderá ser utilizada como fonte de luz um laser monomodo linearmente polarizado. Para a realização de um interferómetro, a luz proveniente do laser é

dividida em dois feixes, normalmente conhecidos como feixe de referência e de sinal. Devido à interferência, a potência óptica de saída resultante da interferência destes dois campos toma a forma de uma função cosseno que varia em função da diferença do comprimento do caminho óptico entre os feixes de referência e de sinal, ver Fig. 2.3.

Para que duas ondas produzam um padrão de interferência estável, a frequência e fase das ondas devem permanecer inalteradas no tempo. Se a crista de uma onda se sobrepõe à crista da outra onda, como na Fig. 2.4 (a), os dois têm uma diferença de fase de 0° e diz-se que estão em fase. Se a crista de uma onda se sobrepõe no vale da outra onda, como na Fig. 2.4 (b), as duas ondas têm uma diferença de fase de 180° e diz-se estarem oposição de fase.

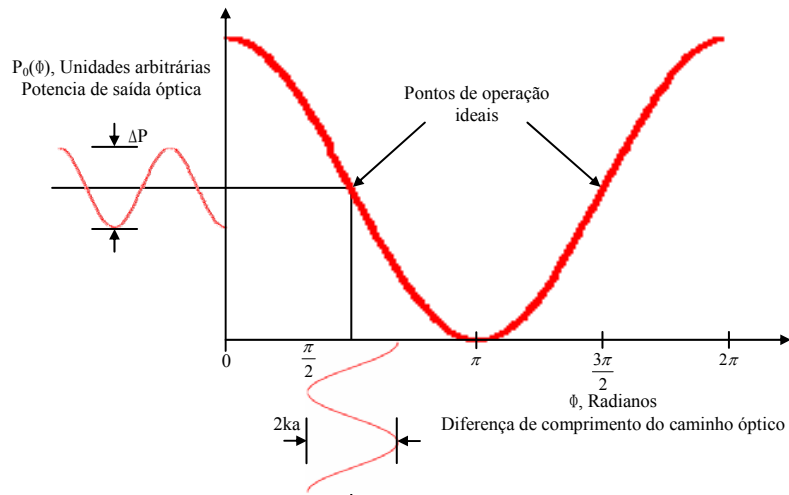


Figura 2.3. Potência óptica de saída versus diferença de comprimento do caminho para um interferômetro de duas frentes de onda.

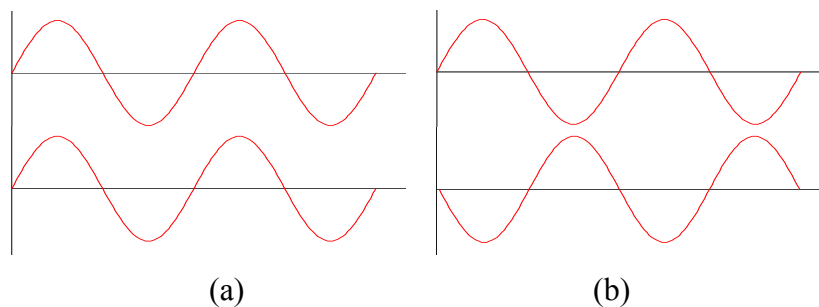


Figura 2.4 (a) As características de duas ondas em fase correspondem completamente, enquanto que (b) são opostas uma à outra em ondas que estão 180° fora de fase.

Os sistemas de metrologia exigem boa resolução bem como uma ampla gama dinâmica de medição. Interferômetros de franjas fracionários permitem resolver deslocamentos várias ordens de grandeza inferiores ao comprimento de onda utilizado. Esta elevada resolução é obtida quando o interferômetro é operado em quadratura, isto é, no ponto de máxima sensibilidade. A partir da Fig. 2.3 pode observar-se que o interferômetro, quando opera em quadratura, produz grandes alterações na potência óptica de saída para pequenas alterações na diferença do comprimento do caminho entre o feixe de referência e de sinal.

Ao longo dos últimos dois séculos foram desenvolvidas várias configurações interferométricas envolvendo dois feixes. Na próxima secção, serão analisadas quatro dessas configurações ópticas.

2.3.1 Configurações dos interferômetros

Os interferômetros consistem em montagens de componentes óticos que combinam dois ou mais feixes de luz e permitem caracterizar uma dada grandeza através de fenômenos de interferência entre eles.

Em 1881, o físico norte-americano, Albert A. Michelson, desenvolveu a configuração básica do interferômetro representada na Fig. 2.5.

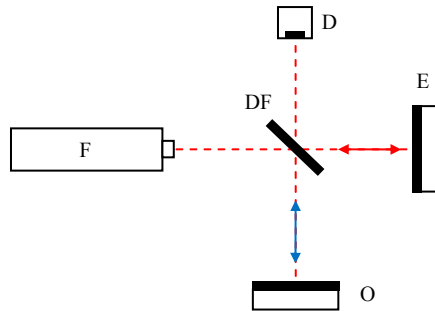


Figura 2.5. Configuração óptica do interferômetro de Michelson.

A luz proveniente de uma fonte de luz (F) é dividida nos feixes de referência e de sinal através de um divisor de feixe (DF). O feixe de referência é reflectido por um espelho (E) e refaz seu caminho sendo depois reflectido por DF em direção ao detector (D). O feixe de sinal é reflectido pela superfície especular do objecto (O), cujo deslocamento se pretende medir. Os dois feixes são recombinados usando o divisor de feixe original. Uma porção de cada um dos campos de referência e do sinal incide sobre o detector (D). Se a diferença de comprimento do caminho óptico entre os campos de referência e sinal é zero ou um inteiro múltiplo do comprimento de onda, a interferência é construtiva. Para a diferença de comprimento do caminho óptico é múltiplo de π , a interferência é destrutiva. Neste interferômetro é comparado o feixe objeto, variável, com o feixe de referência que se procura manter estável.

A configuração óptica do interferômetro de Mach-Zehnder representado na Fig. 2.6 apresenta alguma flexibilidade em relação à configuração de Michelson.

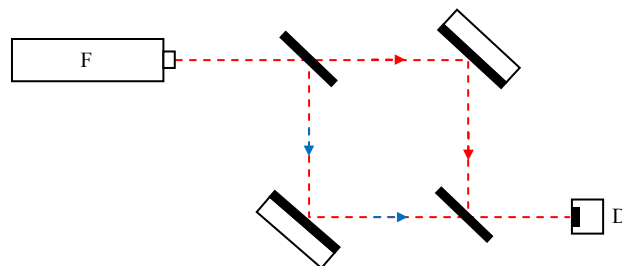


Figura 2.6. Configuração óptica do interferômetro de Mach-Zehnder.

Esta configuração utiliza um segundo divisor de feixe para combinar os feixes referência e de sinal. Devido à sua aptidão para um arranjo do tipo “*push-pull*”, esta configuração encontra frequente utilização na modulação óptica [4], assim como na metrologia óptica [5, 6].

A configuração ótica do interferômetro de Sagnac está representada na Fig. 2.7. Esta configuração é única na medida em que os dois feixes seguem o mesmo caminho em torno de um circuito fechado, embora se propaguem em sentidos opostos.

Esta configuração permite medir as alterações de fase não recíprocas que surgem entre a propagação de luz nas direcções horária e anti-horária, sendo muito usada na detecção giroscópica, [7, 8, 9].

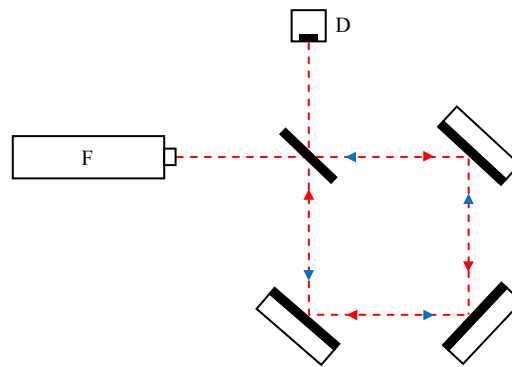


Figura 2.7. Configuração óptica do interferômetro de Sagnac.

A criação da configuração óptica apresentada na Fig. 2.8 é atribuída ao físico francês Hippolyte L. Fizeau.

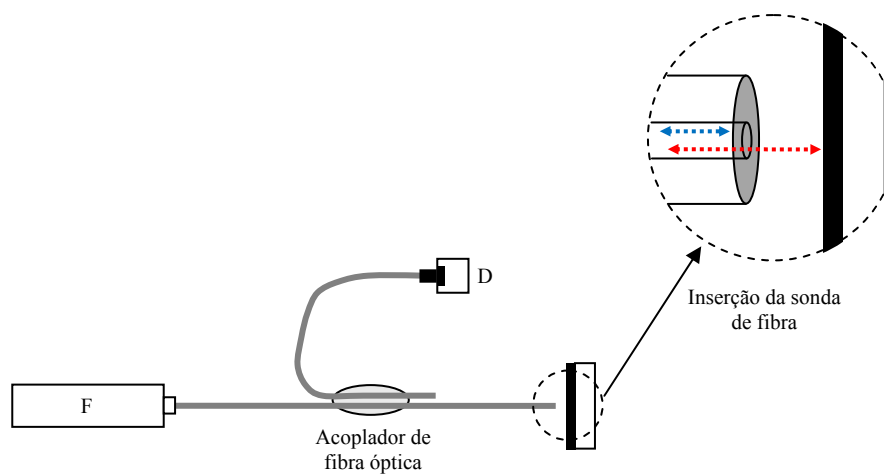


Figura 2.8. Configuração óptica do interferômetro de Fizeau.

Nesta configuração a interferência ocorre entre a luz reflectida pelo alvo e a reflexão parcial a partir da faceta da sonda de uma fibra óptica. Uma elevada estabilidade (baixa flutuação da fase) é uma das principais vantagens desta configuração, devido a serem normalmente utilizadas pequenas distâncias de separação entre a fibra e o alvo. Esta distância deverá ser ajustada de forma a acomodar um acoplamento de luz suficiente de volta para a fibra. Outra vantagem deste sistema é o extenso caminho comum percorrido pelos feixes de referência e de sinal, garantindo que ambos os feixes sofrem as mesmas perturbações na polarização ao viajarem através da fibra.

As configurações interferométricas descritas anteriormente apresentam características únicas e destinam-se a diferentes domínios de aplicação. Em geral a informação é registada na forma de intensidade utilizando fotodetectores, sendo os parâmetros desejados extraídos através de técnicas dedicadas.

2.3.2 Interferência entre ondas

Tendo em consideração os objectivos propostos nesta tese será dado especial destaque aos interferómetros de duas ondas, em particular, ao interferómetro de Michelson e as suas aplicações. Os interferómetros de duas ondas podem ser representados esquematicamente sob o ponto de vista funcional pelo esquema representado na Fig. 2.9 [3],

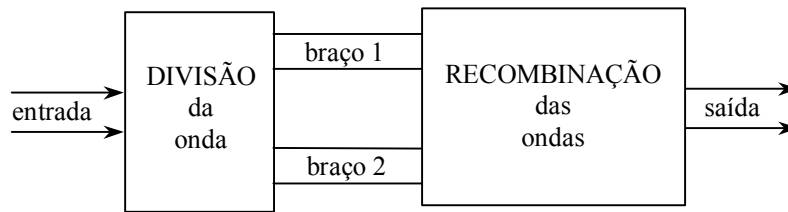


Figura 2.9. Esquema de blocos de um interferômetro. A entrada é em geral uma fonte monocromática e coerente, sendo a sua frente de onda dividida no bloco de entrada.

Uma frente de onda separada em duas partes percorre no interferômetro caminhos ópticos distintos, designados de braços do interferômetro. Na saída as duas ondas são recombinadas dando origem a padrões de interferência. Visto que a observação de padrões de interferência só é possível com ondas mutuamente coerentes, a luz utilizada no interferômetro é proveniente de uma única fonte coerente, isto é, com capacidade para interferir.

Os braços do interferômetro podem ser obtidos por divisão espacial da frente de onda de entrada ou por divisão da sua amplitude [3]. No primeiro caso as duas ou mais parcelas de uma frente de onda formam os braços do interferômetro. No segundo estes são obtidos por reflexão/transmissão parcial da onda de entrada.

Um dispositivo bem conhecido que usa a interferência para efectuar medições de fase é o interferômetro óptico de Michelson [10], com os padrões de interferência. O interferômetro de Michelson está agrupado dentro da categoria dos interferômetros de duas ondas, obtidos por divisão de amplitude. A luz incidente é dividida em amplitude no divisor de feixe. Desta forma obtêm-se um feixe de referência e outro de sinal com caminhos ópticos separados espacialmente. Estes feixes são reflectidos nos espelhos e recombinados no divisor de feixe, após percorrerem dentro do interferômetro caminhos ópticos distintos. Estes caminhos constituem os braços do interferômetro. No plano da imagem, aqui designado por alvo, as duas ondas parciais recombinadas dão origem a diferentes padrões de franjas de interferência, permitindo medir a diferença de fase entre ambos os braços. A variação da distância de um dos espelhos de um dos braços do interferômetro vai produzir diferenças no padrão de interferência que no exemplo da Fig. 2.10 se manifestam pela variação no número de franjas concêntricas.

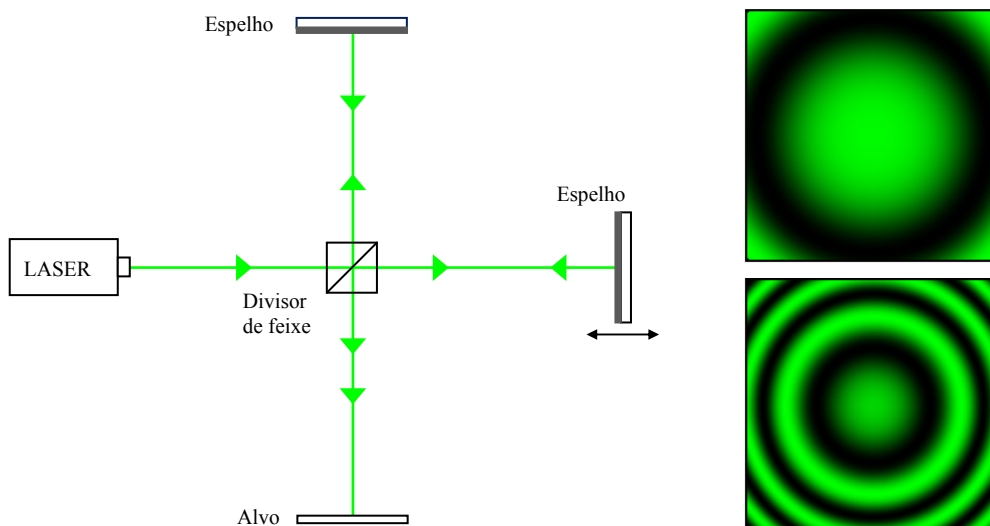


Figura 2.10. Interferômetro de Michelson. Figuras de interferência para duas posições do espelho.

O padrão de franjas circulares resulta da combinação de duas frentes de onda com curvaturas diferentes que ao interferirem conduzem a um padrão de franjas circulares.

2.3.3 Diferença de fase e interferência

Na presença de duas fontes de luz branca não se observa o fenómeno de interferência, mesmo que ambas possuam o mesmo espectro de cor. Isto deve-se ao facto das ondas de luz serem independentes. O padrão aleatório da emissão da luz é, em geral, distinto nas duas fontes. Assim, a diferença de fase entre as ondas de luz produzida não é constante. As fontes deste tipo são designadas de fontes incoerentes.

Diz-se que as ondas são coerentes quando a diferença de fase entre duas ondas é constante no tempo e no espaço.

2.3.4 Princípio da Interferência

A interferência em ondas de luz pode ser demonstrada da seguinte forma. A luz de uma única fonte, fonte primária, é feita passar através de uma fenda estreita e, em seguida, através de duas fendas estreitas paralelas. As fendas servem como um par de fontes de luz coerente, fontes secundárias. Estas têm como origem a fonte primária apresentando, por isso, características idênticas. Assim, qualquer alteração aleatória à luz emitida pela fonte primária irá reproduzir-se simultaneamente nas fontes secundárias. No caso particular de ser usada uma fonte primária de luz monocromática, a interferência entre as fontes secundárias resulta numa série de bandas paralelas brilhantes e escuras, designadas por franjas.

O padrão de interferência caracteriza-se por ser estável ou bem definido em posições em que há interferência construtiva entre ondas de luz com o mesmo comprimento de onda. Este fenómeno permite explicar a observação de faixas de cor presentes nas bolhas de sabão, Fig. 2.11.

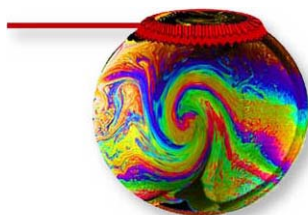


Figura 2.11. Padrão de interferência observado numa bola de sabão.

A Fig. 2.12 apresenta alguns exemplos de combinação de duas ondas coerentes no plano de observação. Quando as ondas chegam ao ponto central do plano de observação, como na Fig. 2.12 (a), percorreram distâncias iguais. Assim, as duas ondas estão em fase e ocorre interferência construtiva, formando-se nesse local uma franja brilhante.

Para a combinação representada na Fig. 2.12 (b), verifica-se que a onda proveniente da fenda mais distante necessita de percorrer uma distância superior em um comprimento de onda. Dado que a onda da fenda mais distante viajou exactamente mais um comprimento de onda do que a primeira onda, as duas ondas encontram-se em fase, ocorrendo interferência construtiva, a qual se manifesta na forma de franja brilhante.

Por outro lado, se as ondas se encontram a meio caminho entre as localizações das duas franjas brilhantes, como na Fig. 2.12 (c), a primeira onda viaja mais meio comprimento de onda do que a segunda onda. Neste caso, como as duas ondas estão em oposição de fase ocorre interferência destrutiva, sendo obtidas franjas escuras, isto é, sem luz.

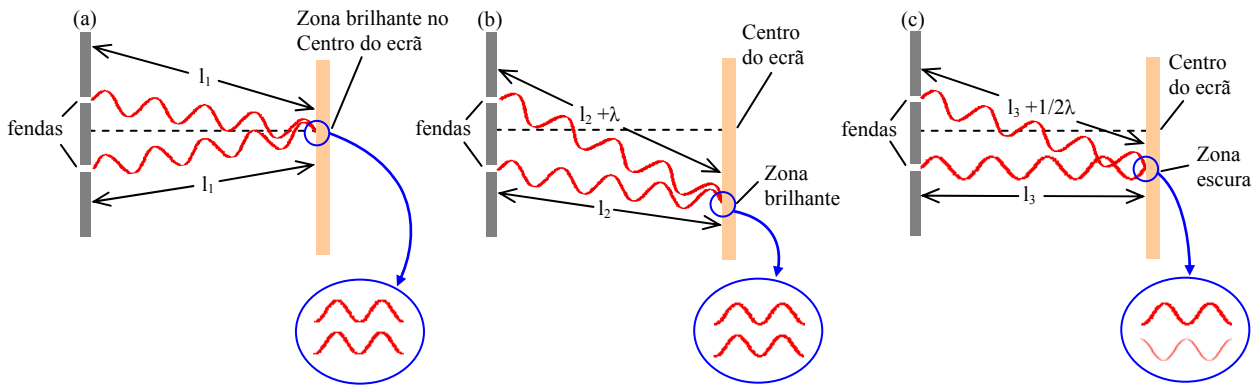


Figura 2.12. (a) Interferência construtiva - ambas as ondas de luz percorrem a mesma distância (l_1), (b) a diferença entre as distâncias percorridas pela luz a partir de cada fonte é múltiplo do comprimento de onda (λ). (c) Interferência destrutiva - se a diferença das distâncias percorridas pela luz for múltiplo de meio comprimento de onda.

A partir da experiência descrita por Young, [11], e que está representada na Fig. 2.12 obtêm-se um padrão típico de franjas iguais às representadas na Fig. 2.13.



Figura 2.13. Padrão de franjas da experiência de Young.

Neste caso obtêm-se franjas paralelas que resultam da interferência entre frentes de onda que sendo provenientes de uma fenda retangular apresentam uma geometria cilíndrica.

2.4 Interferência e Coerência

Os conceitos de interferência e coerência estão interligados e a sua compreensão torna-se fundamental para o estudo da interferometria holográfica, assunto principal desta tese.

2.4.1 Interferência

O campo eléctrico de uma onda de luz linearmente polarizada varia no tempo e pode ser descrita pela expressão [11]:

$$V(t) = \int_0^{\infty} a(\nu) \cdot e^{-i\phi(\nu)} \cdot e^{i2\pi\nu t} d\nu \quad (2.1)$$

onde $a(\nu)$ é a amplitude, $\phi(\nu)$ a fase de uma componente com frequência ν . Para ondas de luz de uma única frequência, luz monocromática, a equação (2.1) reduz-se a:

$$V(t) = |a| \cdot e^{-i\phi} \cdot e^{i2\pi\nu t} \quad (2.2)$$

em que o factor $a = |a| \cdot e^{-i\phi}$ representa a amplitude complexa da onda gerada.

A intensidade luminosa I num dado ponto, é definida como a média temporal da quantidade de energia gerada por unidade de tempo numa área unitária perpendicular ao fluxo

de energia, Esta pode ser calculada multiplicando a amplitude complexa nesse ponto pelo seu complexo conjugado, assim

$$I = |a|^2 = aa^* \quad (2.3)$$

A amplitude complexa, em qualquer ponto, devido a várias ondas com a mesma frequência é obtida somando a amplitude complexa das ondas individuais. Assim, a intensidade em qualquer ponto devido à interferência de duas ondas é dada pela expressão:

$$\begin{aligned} I &= |a_1 + a_2|^2 = |a_1|^2 + |a_2|^2 + a_1 a_2^* + a_1^* a_2 \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi_1 - \phi_2) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Esta equação descreve um padrão de franjas em que a distribuição espacial da intensidade é modulada pela diferença de fase ($\phi_1 - \phi_2$).

Um parâmetro muito importante em interferometria é o contraste das franjas de interferência, o qual pode ser determinado a partir de;

$$V = \frac{(I_{max} - I_{min})}{(I_{max} + I_{min})} = 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{(I_1 + I_2)} \quad (2.5)$$

A obtenção da equação (2.4) parte do pressuposto de que as ondas são polarizadas e com os vectores eléctricos paralelos. Se os dois vectores eléctricos fizerem entre si um ângulo ψ , a intensidade resultante no padrão de interferência toma a seguinte forma:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \psi \cos(\phi_1 - \phi_2). \quad (2.6)$$

A partir desta equação, pode facilmente verificar-se que o contraste das franjas diminui com o aumento do ângulo ψ , e é igual a zero para $\psi = \pi/2$.

2.4.2 Coerência temporal e coerência espacial

O conceito de coerência é fundamental para a operação de dispositivos interferométricos [3]. No entanto, o conceito de fonte pontual monocromática é uma idealização matemática. Mesmo a melhor fonte emite numa banda de frequências limitada.

Uma fonte de luz "puramente" monocromática, com a luz dividida em dois caminhos e posteriormente recombinados, origina sempre interferência. Contudo, as fontes reais não são puramente monocromáticas e nem a amplitude e a fase do feixe de luz são estacionárias. Estas sofrem flutuações irregulares da ordem de 10^{14} a 10^{15} Hz, as quais são demasiado rápidas para serem visíveis ou detectadas por um fotodetector. Se os feixes forem originários da mesma fonte existirá, em geral, correlação nas flutuações dos feixes recombinados, ao grau de correlação é designado por coerência. O grau de coerência depende de muitos factores. No entanto, não existe nem coerência total nem coerência nula, pelo que geralmente os feixes são parcialmente coerentes [12].

Uma onda ideal de luz monocromática está representada na Fig. 2.14 a) como sendo uma sinusóide que se repete indefinidamente. Na Fig. 2.14 b) está a representação de uma onda real, a qual pode ser vista como sendo composta por um número finito de trens de onda [12].

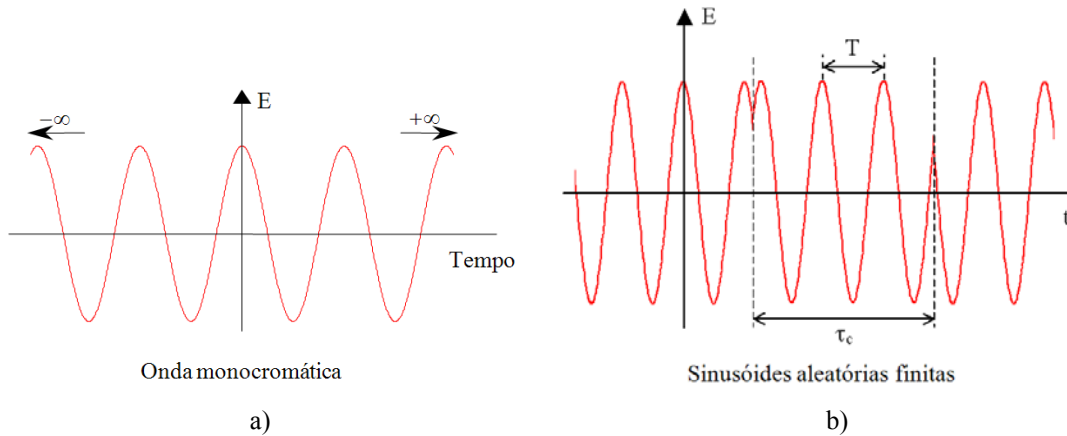


Figura 2.14. a) Modelo ideal de onda de luz monocromática; b) modelo real de onda de luz monocromática.

Uma outra suposição implícita na equação (2.4) é a perfeita coerência da luz. Isto seria verdade se todos os feixes procedessem de uma única fonte pontual, a qual emitisse um trem de ondas monocromático infinitamente longo e contínuo. No entanto, todos os campos de onda reais possuem um grau de coerência finito.

Com base na experiência de Young, esquema da Fig. 2.12 (a), considerando uma única fonte primária e supondo que $V_1(t)$ e $V_2(t)$ são os sinais analíticos correspondentes aos campos eléctricos em cada uma das fendas, o grau de coerência complexa $\gamma_{12}(\tau)$ para um atraso temporal τ é definido como a correlação normalizada de $V_1(t)$ e $V_2(t)$, e pode ser escrito como [13]:

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\langle V_1(t+\tau)V_2^*(t) \rangle}{\sqrt{\langle V_1(t)V_1^*(t) \rangle \langle V_2(t)V_2^*(t) \rangle}} \quad (2.7)$$

O significado físico da equação (2.7) pode ser compreendido tomando como princípio que as ondas de luz eram emitidas através de pequenos orifícios (*pinholes* – filtros espaciais) situadas em cada uma das fendas de forma a permitir a formação de um padrão de interferência no alvo.

As duas fontes podem agora ser consideradas secundárias, da equação (2.4) obtém-se a intensidade num dado ponto no plano de observação, a qual pode ser definida por:

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 + \langle V_1(t+\tau)V_2^*(t) + V_1^*(t+\tau)V_2(t) \rangle \\ &= I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re} \left[\langle V_1(t+\tau)V_2^*(t) \rangle \right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

onde I_1 e I_2 são as intensidades nesse ponto devido às duas fontes secundárias actuando separadamente, e τ é a diferença de tempo correspondente à diferença entre os dois caminhos ópticos.

A equação (2.8) pode ainda ser reescrita na seguinte forma:

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re} [\gamma_{12}(\tau)] \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)| \cos \phi_{12}(\tau) \end{aligned} \quad (2.9)$$

onde $\phi_{12}(\tau)$ corresponde à fase de $\gamma_{12}(\tau)$. As franjas de interferência são produzidas pelas variações de $\cos \phi_{12}(\tau)$ no plano de observação. Para o caso particular das intensidades $I_1=I_2$, a visibilidade dessas franjas é obtida a partir da equação (2.5), ou seja:

$$V = |\gamma_{12}(\tau)| \quad (2.10)$$

A coerência do campo devido a qualquer fonte de luz actual pode ser estudada em termos de coerência espacial e temporal. Dada a sua importância para o estudo da interferometria, estas serão descritas em detalhe em seguida.

2.4.2.1 Coerência espacial

Quando a diferença nos caminhos ópticos para as duas fontes é pequena ($\tau \approx 0$), está-se em presença de uma situação envolvendo a coerência espacial do campo. Para uma fonte quase monocromática, constituída por vários osciladores não correlacionados (uma *pinhole* em frente de uma fonte térmica), a iluminar dois pontos num plano e a uma distância relativamente grande da fonte, o grau de coerência complexa entre os campos eléctricos nesses dois pontos é dado pela expressão [13]:

$$\gamma(x) = \frac{\langle V_1(t)V_2^*(t) \rangle}{\sqrt{\langle V_1(t)V_1^*(t) \rangle \langle V_2(t)V_2^*(t) \rangle}} \quad (2.11)$$

O grau de coerência da fonte é então dado pelo teorema da Van Cittert-Zernike como sendo a transformada de Fourier normalizada da distribuição de intensidade sobre a fonte [14].

2.4.2.2 Coerência temporal

A situação ideal de coerência temporal do campo pode ser descrita como uma fonte de dimensões muito pequenas (uma fonte pontual de forma efectiva) mas irradiar uma gama de comprimentos de onda finita. Neste caso, o grau de coerência complexa só depende da diferença de tempos da distância percorrida pelas duas fontes secundárias, τ , sendo determinado pela expressão [13]:

$$\gamma(\tau) = \frac{\langle V(t)V^*(t+\tau) \rangle}{\langle V(t)V^*(t) \rangle} \quad (2.12)$$

Esta expressão pode ainda ser transformada e reescrita na forma:

$$\gamma(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} S(\nu) d\nu}{\int_{-\infty}^{\infty} S(\nu) d\nu} \quad (2.13)$$

onde $S(\nu)$ é o espectro de frequência da radiação.

Das equações (2.9) e (2.10) verifica-se que o grau de coerência temporal é dado pelo contraste das franjas de interferência, uma vez que a diferença da caminhos ópticos é alterada. Isto conduz aos conceitos de tempo de coerência e comprimento de coerência.

Para uma fonte de frequência média ν_0 com uma largura de banda $\Delta\nu$, pode mostrar-se que o contraste das franjas reduz-se a zero para uma diferença de tempo $\Delta\tau_c$ dada pela relação de incerteza:

$$\Delta\tau_c \Delta\nu \approx 1 \quad (2.14)$$

Este tempo $\Delta\tau_c$ é denominado por tempo de coerência da radiação, sendo o comprimento de coerência definido por:

$$\Delta l_c \approx c\Delta\tau_c \approx \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (2.15)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, λ_0 é o comprimento de onda médio e $\Delta\lambda$ é a gama de comprimentos de onda emitidos pela fonte primária. Para se obterem franjas de interferência com bom contraste, a diferença de caminhos tem de ser inferior ao comprimento de coerência.

De uma forma simples e resumida, pode afirmar-se que a coerência de uma fonte de luz é caracterizada pelo modo como as relações de fase são mantidas na direcção perpendicular ao feixe emitido, coerência espacial, bem como ao longo do feixe, coerência temporal [3].

Na Fig. 2.14 observa-se que o intervalo de tempo durante o qual a fase é praticamente constante (coerência temporal) é τ_c , ou seja, o tempo durante o qual o trem de onda permanece simplesmente harmónico [15], a distância correspondente (comprimento de coerência) é $l_c=c\tau_c$. Estas características são determinantes para garantir a interferência entre duas fontes de luz. É de referir que, para uma onda monocromática τ_c infinito corresponde a uma largura de banda $\Delta\omega$ é igual a zero. Deste modo, quando τ_c diminui a largura de banda da frequência $\Delta\omega$ aumenta. Esta pode ser descrita pela relação [12]:

$$\Delta\omega \cong \frac{l}{\tau_c} \quad (2.16)$$

Quando o espectro de frequência alarga, o comprimento do trem de onda em espaço diminui, tal como o tempo de coerência, a isto chama-se diminuição da coerência espacial ou temporal. Na presença de coerência temporal e espacial, formam-se franjas de interferência de alto contraste no campo de observação.

2.5 Resolução espectral de um trem de onda finito. Coerência e largura de banda.

A partir do teorema do integral de Fourier pode-se definir a relação entre o comprimento de coerência (ou tempo de coerência) e a largura espectral de uma fonte de luz [16].

Como descrito anteriormente, a emissão de uma fonte pode ser tratada como sendo constituída por um conjunto de trens de onda, cada um dos quais de comprimento l_c com uma descontinuidade de fase entre cada um. Considerando o caso em que a função $f(t)$ representa um único trem de onda de duração finita τ_0 , a variação temporal deste trem de onda é dada pela função:

$$\begin{aligned} f(t) &= e^{-i\omega t} & \text{para: } -\frac{\tau_0}{2} < t < \frac{\tau_0}{2} \\ f(t) &= 0 & \text{para os restantes valores de } t \end{aligned} \quad (2.17)$$

Aplicando a transformada de Fourier à equação 2.17, obtém-se

$$g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\tau_0/2}^{+\tau_0/2} e^{i(\omega-\omega_0)t} dt \quad (2.18)$$

$$= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\text{sen}[(\omega - \omega_0)\tau_0/2]}{\omega - \omega_0}$$

sendo o espectro de potência dado por:

$$G(\omega) = |g(\omega)|^2 \quad (2.19)$$

Para o caso particular de um trem de onda finito, o espectro de potência é dado por:

$$G(\omega) = |g(\omega)|^2 = \frac{2\text{sen}^2[(\omega - \omega_0)\tau_0/2]}{\pi(\omega - \omega_0)^2} \quad (2.20)$$

Existe uma relação entre coerência temporal e largura espectral, sendo a distribuição espectral mínima para $\omega = \omega_0 \pm 2\pi/\tau_0$. A maior percentagem da energia está contida na região entre os dois primeiros mínimos em ambos os lados do máximo central ω_0 , sendo a banda de $\Delta\omega$ dada por:

$$\Delta\omega = \frac{2\pi}{\tau_0} \quad (2.21)$$

ou ainda:

$$\Delta\nu = \frac{1}{\tau_0} \quad (2.22)$$

Uma sequência de trens de onda de duração finita, cada um durando um tempo τ_0 aleatório, terá um espectro de potência exactamente igual ao obtido anteriormente para um único trem de onda. Por outro lado, se os trens de onda não possuem a mesma duração, ou seja, se τ_0 varia de trem para trem, então, para a determinação da potência deverá se considerar um tempo médio $\langle \tau_0 \rangle$. A forma precisa da distribuição espectral é distinta do modelo de um simples trem, sendo a largura do espectro de frequência correspondente é aproximadamente $\langle \tau_0 \rangle^{-1}$. A partir de uma análise de forma inversa, ou seja, se uma fonte espectral tiver uma curva de largura $\Delta\nu$, então o correspondente tempo de coerência $\langle \tau_0 \rangle$ será dado por:

$$\langle \tau_0 \rangle = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (2.23)$$

e o comprimento de coerência l_c é definido por:

$$l_c = c\langle \tau_0 \rangle = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (2.24)$$

O comprimento de coerência pode também ser expresso em termos do comprimento de onda, recorrendo à relação $\Delta\nu/\nu = |\Delta\lambda|/\lambda$, obtendo-se:

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (2.25)$$

sendo $\Delta\lambda$ a largura da curva do espectro na escala de comprimentos de onda [16].

2.6 Interferómetro de Michelson

O interferómetro de Michelson está na base do trabalho a desenvolver nesta tese, pelo que uma análise mais detalhada se impõe para uma melhor compreensão do seu funcionamento. Assim e recorrendo ao esquema da Fig. 2.10 referente à configuração típica de um interferómetro de Michelson vamos considerando $E(r,t)$ como sendo a representação complexa de um sinal proveniente da fonte e incidente no divisor de feixe, a qual irá dar origem a dois campos $E_1(r_{div},t)$ e $E_2(r_{div},t)$, ou simplesmente $E_1(t)$ e $E_2(t)$ [17]. Nesta análise, considera-se que a polarização é linear e constante em todo o sistema, o que permite tratar o problema na forma escalar. Assim, o campo resultante no detector é dado por:

$$E_d(t) = K_1 E_1(t-t_1) + K_2 E_2(t-t_2) \quad (2.26)$$

onde:

$$t_1 = \frac{2L_1}{v} = \frac{2L_1}{c/n} = \frac{2L_1 n}{c} \quad (2.27)$$

e sendo;

$$t_2 = \frac{2L_2 n}{c} \quad (2.28)$$

onde v a velocidade da luz (c) no meio de índice de refração n .

A velocidade de propagação da luz é definida pelo meio que esta atravessa. Assim, a utilização de um cubo divisor de feixe, utilizada na montagem da Fig. 2.10, irá produzir atrasos na propagação da luz, os quais poderão ser contabilizados. A expressão (2.26) permite relacionar o campo resultante no instante t com os campos $E_1(t)$ e $E_2(t)$ que atravessam o divisor nos instantes $t-t_1$ e $t-t_2$, respectivamente. Os K_1 e K_2 são parâmetros (propagadores) que descrevem as variações de amplitude e fase dos campos E_1 e E_2 quando estes se propagam do divisor. A intensidade do campo resultante pode escrever-se como:

$$\begin{aligned} I_d &= \varepsilon c \langle E_d(t) E_d^*(t) \rangle \\ &= \varepsilon c \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} E_d(t) E_d^*(t) dt \\ &= \varepsilon c \left[K_1 K_1^* \langle E_1(t-t_1) E_1^*(t-t_1) \rangle + K_2 K_2^* \langle E_2(t-t_2) E_2^*(t-t_2) \rangle + \right. \\ &\quad \left. + K_1 K_2^* \langle E_1(t-t_1) E_2^*(t-t_2) \rangle + K_2 K_1^* \langle E_2^*(t-t_2) E_1(t-t_1) \rangle \right] \end{aligned} \quad (2.29)$$

onde ε é a permissividade eléctrica do meio. Admitindo que os campos são estacionários e as médias temporais são independentes do valor que se toma para a origem dos tempos, pode escrever-se:

$$\varepsilon c \langle E_1(t-t_1) E_1^*(t-t_1) \rangle = \varepsilon c \langle E_1(t) E_1^*(t) \rangle = I_{S1} \quad (2.30)$$

e;

$$\varepsilon c \langle E_2(t-t_2) E_2^*(t-t_2) \rangle = \varepsilon c \langle E_2(t) E_2^*(t) \rangle = I_{S2} \quad (2.31)$$

sendo I_{S1} e I_{S2} a intensidade de cada um dos campos no divisor. Por outro lado, pode escrever-se ainda:

$$\begin{aligned}
 & K_1 K_2^* \langle E_1(t-t_1) E_2^*(t-t_2) \rangle + K_2 K_1^* \langle E_1^*(t-t_1) E_2(t-t_2) \rangle = \\
 & = K_1 K_2^* \langle E_1(t+\tau) E_2^*(t) \rangle + K_2 K_1^* \langle E_1^*(t+\tau) E_2(t) \rangle = \\
 & = 2 \operatorname{Re} \left[K_1 K_2^* \langle E_1(t+\tau) E_2^*(t) \rangle \right]
 \end{aligned} \tag{2.32}$$

onde $\tau=t_2-t_1$ é a diferença de tempos de propagação dos dois feixes. A correlação dos campos $E_1(t)$ e $E_2(t)$ designa-se por Função de Coerência Mútua e define-se como:

$$\Gamma_{12}(\tau) \equiv \langle E_1(t+\tau) E_2^*(t) \rangle \tag{2.33}$$

Em geral, a função de coerência mútua depende das regiões da frente de onda (definidas por r_1 e r_2), de onde são originários os feixes que interferem, e da diferença $\tau=t_2-t_1$ do tempo de percurso dessas regiões até ao local de interferência. Mais precisamente, Γ_{12} é a correlação dos campos $E_1(r_1, t-t_1)$ e $E_2(r_2, t-t_2)$. Na análise anterior a dependência espacial não foi considerada pois considerou-se que $r_1=r_2$, donde Γ_{12} é a autocorrelação temporal da radiação que atinge o divisor de feixe [17].

A teoria da difracção impõe que os parâmetros K_1 e K_2 sejam imaginários puros com ângulos de fase de $-\pi/2$, sendo:

$$K_1 K_2^* = K_2 K_1^* = |K_1| |K_2| \tag{2.34}$$

assim:

$$I_d = |K_1|^2 I_{S1} + |K_2|^2 I_{S2} + 2\mathcal{E}c |K_1| |K_2| \operatorname{Re} \Gamma_{12}(\tau) \tag{2.35}$$

em que $|K_1|^2 I_{S1}$ e $|K_2|^2 I_{S2}$ são as intensidades no detector quando somente um dos campos está presente no sistema. Estas são representadas por $I_d^{(1)}$ e $I_d^{(2)}$, respectivamente. Após a introdução na expressão (2.35), obtém-se:

$$I_d = I_d^{(1)} + I_d^{(2)} + 2\mathcal{E}c |K_1| |K_2| \operatorname{Re} \Gamma_{12}(\tau) \tag{2.36}$$

Com base na definição (2.33), pode agora escrever-se:

$$\Gamma_{11}(\tau) = \langle E_1(t+\tau) E_1^*(t) \rangle \tag{2.37}$$

$$\Gamma_{22}(\tau) = \langle E_2(t+\tau) E_2^*(t) \rangle \tag{2.38}$$

Combinando as expressões (2.30) e (2.31) obtém-se as seguintes relações:

$$\Gamma_{11}(0) = \frac{I_{S1}}{\mathcal{E}c} \tag{2.39}$$

$$\Gamma_{22}(0) = \frac{I_{S2}}{\mathcal{E}c} \tag{2.40}$$

deste modo:

$$I_d^{(1)} = |K_1|^2 I_{S1} = \mathcal{E}c |K_1|^2 \Gamma_{11}(0) \tag{2.41}$$

$$I_d^{(2)} = |K_2|^2 I_{S2} = \mathcal{E}c |K_2|^2 \Gamma_{22}(0) \tag{2.42}$$

Resolvendo para $|K_1|$ e $|K_2|$ e substituindo na expressão (2.36), chega-se à relação:

$$I_d = I_d^{(1)} + I_d^{(2)} + 2\sqrt{\frac{I_d^{(1)}I_d^{(2)}}{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}} \operatorname{Re}\Gamma_{12}(\tau) \quad (2.43)$$

Esta permite de forma generalizada definir a Função de Coerência Mútua, a que se chama Grau de Coerência, como sendo:

$$\gamma_{12}(\tau) \equiv \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}} \quad (2.44)$$

vem:

$$I_d = I_d^{(1)} + I_d^{(2)} + 2\sqrt{I_d^{(1)}I_d^{(2)}} \operatorname{Re}\gamma_{12}(\tau) \quad (2.45)$$

A diferença de fase associada à diferença de caminhos ópticos dos dois feixes é dada por:

$$\begin{aligned} \phi &= K2\Delta L = \frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta L = 4\pi \frac{\Delta L}{\nu/\bar{\nu}} = \\ &= 4\pi \frac{\Delta L \bar{\nu}}{c/n} = \frac{4\pi n \bar{\nu} \Delta L}{c} \end{aligned} \quad (2.46)$$

onde $\Delta L=L_2-L_1$, K é o número de onda, $\bar{\lambda}$ e $\bar{\nu}$ são respectivamente o comprimento de onda e a frequência média emitida pela fonte. A função $\gamma_{12}(\tau)$ pode escrever-se na forma:

$$\gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)| e^{i\beta_{12}} \quad (2.47)$$

Considerando $\alpha_{12}(\tau)$ como:

$$\alpha_{12}(\tau) \equiv \beta_{12}(\tau) + \phi \quad (2.48)$$

obtém-se:

$$\operatorname{Re}\gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)| \cos[\alpha_{12}(\tau) - \phi] \quad (2.49)$$

Como a diferença de caminhos é nula até ao ponto de separação, a diferença de fase entre os dois feixes no plano de observação é definida pela diferença de caminho geométrico, ΔL , dado que cada um dos feixes tem o mesmo número de transmissões e reflexões no cubo divisor, obtendo-se $\alpha_{12}(\tau)=0$, donde:

$$I_d = I_d^{(1)} + I_d^{(2)} + 2\sqrt{I_d^{(1)}I_d^{(2)}} |\gamma_{12}(\tau)| \cos \phi \quad (2.50)$$

Definindo

$$V = 2 \frac{\sqrt{I_d^{(1)}I_d^{(2)}}}{I_d^{(1)} + I_d^{(2)}} |\gamma_{12}(\tau)| \quad (2.51)$$

obtém-se:

$$I_d = [I_d^{(1)} + I_d^{(2)}] (1 + V \cos \phi) \quad (2.52)$$

Admitindo que os diversos elementos do interferómetro não introduzem perdas, e se I_0 for a intensidade do feixe incidente, então a potência óptica no plano de observação será;

$$I_d = \frac{I_0}{2} [1 + V \cos \varphi] \quad (2.53)$$

Este representa a função de transferência do interferómetro de Michelson [3, 10].

Da equação (2.53) deduz-se a função de contraste das franjas que se escreve da forma:

$$V = \frac{I_{dmáx.} - I_{dmín.}}{I_{dmáx.} + I_{dmín.}} \quad (2.54)$$

A função $\gamma_{12}(\tau)$ é, em geral, uma função complexa periódica em τ . Para valores de $|\gamma_{12}(\tau)|$ diferente de zero obtém-se uma figura de interferência. Em termos de $|\gamma_{12}(\tau)|$, existem os seguintes tipos de coerência [11, 13]:

$$\begin{aligned} |\gamma_{12}(\tau)| &= 1 && \text{(coerência completa)} \\ 0 < |\gamma_{12}(\tau)| &< 1 && \text{(coerência parcial)} \\ |\gamma_{12}(\tau)| &= 0 && \text{(incoerência)} \end{aligned}$$

Refira-se que esta análise é baseada no princípio que a polarização varia ao longo de todo o sistema. Este factor é preponderante no contraste das franjas em relação ao desequilíbrio entre as intensidades dos dois feixes ($I_d^{(1)}$ e $I_d^{(2)}$).

No interferómetro representado na Fig. 2.10, a translação de um dos espelhos produzirá uma variação da intensidade I_d de forma periódica, tal como se pode observar pela equação da função de transferência do interferómetro (2.53), e que está representada na Fig. 2.15.

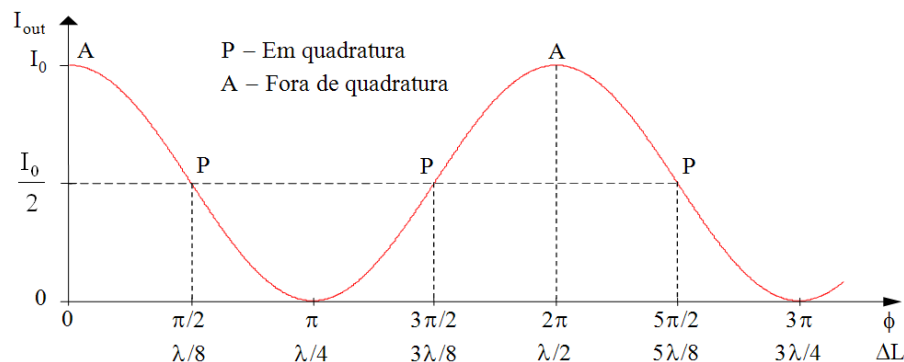


Figura 2.15. Função de transferência do interferómetro de Michelson.

No desenho da função de transferência do interferómetro definido em função do ângulo ϕ , assume-se que este está a operar com as seguintes restrições [1]:

- i) $I_d^{(1)} = I_d^{(2)}$, isto é, os feixes têm a mesma intensidade e estado de polarização;
- ii) a largura de banda da fonte óptica é extremamente estreita;
- iii) a frequência óptica absoluta da fonte é constante;
- iv) o alinhamento óptico é "perfeito" e constante.

Nestas condições de funcionamento, é possível detectar alterações extremamente pequenas na Diferença de Percurso Óptico (DPO). Moss (1971), determinou deslocamentos de amplitude periódicos da ordem dos 10^{-14} m [18]. O derradeiro limite de detecção é o chamado limite "shot-noise" e é imposto pelo fotodetector [1].

Analisando a função de transferência da Fig. 2.15, verifica-se que a saída do interferómetro de Michelson varia com uma periodicidade de 2π radianos, à semelhança do que acontece com todos os tipos de interferómetros. Esta variação equivale a uma alteração na separação relativa dos espelhos, ΔL , de $\lambda/2$. Note-se que a luz no braço correspondente, passa a percorrer um caminho mais longo. Uma variação de $2\Delta L = \lambda$ corresponde à introdução de uma diferença de fase de $K\lambda = 2\pi$.

A sensibilidade do interferómetro, definida por $\left| \frac{dI_d}{d\phi} \right| = \left| \frac{I_0}{2} V \sin \phi \right|$, também apresenta um andamento periódico, tomando o valor máximo quando $\phi = \pm n\pi \pm \pi/2$ e em zero quando $\phi = \pm n\pi$ ($n=0, 1, 2, \dots$). O ponto de máxima sensibilidade, corresponde a uma DPO de $\Delta L = (2n+1)\lambda/8$, é chamado de posição de quadratura (pontos P na Fig. 2.15) [2,13]. Os pontos A correspondem a máximos da transmissão de intensidade, resultando numa sensibilidade mínima (declive nulo), o que não é desejável em muitas aplicações, tais como transdutores. Neste tipo de aplicações é importante e desejável que o interferómetro funcione com uma sensibilidade linear constante [18].

Se R for a responsividade do fotodetector utilizado, obter-se-á então uma corrente de sinal dada por:

$$i_{out} = RI(1 + V \cos \phi) \quad (2.55)$$

onde $I = I_0/2$ no caso de um interferómetro ideal.

Referências

- [1] D.A. Jackson, Monomode Optical Fibre Interferometers for precision measurement. J. Physics E. Sci. Instruments, vol. 8, 1985.
- [2] Campos, J.L., Multiplexagem e Processamento de Sinais de Sensores de Fibra Óptica. FCUP, 1992.
- [3] Bernardo, L.M., Fundamentos do Processamento Óptico. FCUP, 1981.
- [4] Kaplan, A. & Ruschin, S., Layout for polarization insensitive modulation in LiNbO3 waveguides. IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron., vol. 6, no. 1., (January 2000), pp. 83-97.
- [5] Porte, H., Gorel, V., Kiryenko, S., Goedgebuer, J.-P., Daniau, W., & Blind, P., Imbalanced Mach-Zehnder interferometer integrated in micromachined silicon substrate for pressure sensor. J. Lightwave Technol., vol. 17, no. 2, (February 1999), pp. 229-233.
- [6] Santos, F., Vaz, M., Monteiro, J.; A new set-up for pulsed digital shearography applied to defect detection in composite structures. Optics and Lasers in Engineering; Vol 42; Issue 2; pp 131-140; August 2004.
- [7] Saida, T. & Hotate, K., General formula describing drift of interferometer fiber-optic gyro due to Faraday effect: Reduction of the drift in twin-depo-I-FOG. J. Lightwave Technol., vol. 17, no. 2, (February 1999), pp. 222-228.
- [8] Barbour, N. & Schmidt, G., Inertial sensor technology trends. IEEE Sensors Journal, vol. 1, no. 4, (December 2001), pp. 332-339.

- [9] Tselikov, A., de Arruda, J. U., & Blake J., Zero-crossing demodulator for open-loop Sagnac interferometers. *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, no. 9, (September 1998), pp. 1613-1619.
- [10] Michelson, A.A., *Amer. J. Sci.* (3), 22 (1881), 120.
- [11] Born, M. and Wolf, E., *Principle of optics*. Pergamon, 1964
- [12] Hecht, E., *Theory and Problems of Optics*. McGraw-Hill, 1975.
- [13] Hariharan, P., *Optical holography*. Cambridge Studies in Modern Optics, 1984.
- [14] Yu, F.T.S., Khoo, I.C., *Principles of Optical Engineering*. John Wiley & Sons; 1990.
- [15] Welford, W.T., *Optics*. Oxford University Press, 1981.
- [16] Fowles, G.R.; *Introduction to Modern Optics*. Holt, Rinehart and Winston; 1975.
- [17] Santos, J.L.C.O., *Medição de Microdeslocamentos com o Interferómetro de Michelson*. FCUP, 1989.
- [18] Moss, G. E., Miller, L. R. and Forward, R. L., Photon-Noise-Limited Laser transducer for gravitational Antenna. *Appl. Opt.*, 10: 2495, 1971.
- [19] Moslehi, B., Noise Power Spectra of Optical Two Beam Interferometers Induced by the Laser Phase Noise. *Journal of Lightwave Tech.*, vol. 4, 1986.

CAPÍTULO 3

3.1 Conceito e origem do *Speckle*

3.2 Contraste do Speckle

3.3 Estatística de 1ª ordem de um padrão de *Speckle* polarizado

3.3.1 Percurso aleatório no plano complexo

3.3.2 Estatística de amplitude complexa

3.3.3 Distribuição da intensidade e da fase

3.4 Algumas propriedades estatísticas de 2ª ordem do padrão de *speckle*

3.4.1 Função de autocorrelação e densidade de potência espectral

3.4.1.1 Geometria de propagação livre no espaço

3.4.1.2 Análise do padrão de speckle formado a partir do sistema de formação de imagem

3.5 Dimensão e distribuição de intensidade num campo único de *speckle*

3.5.1 Tamanho do *Speckle*

3.5.2 Distribuição de intensidade

3.6 Adição de padrões de *speckle*

Referências:

3.1 Conceito e origem do *speckle*

A técnica de medição por holografia electrónica, também conhecida na literatura por outras denominações tais como: *Electronic Speckle Pattern Interferometry (ESPI)*, *TV Holography*, *electronic Holography*, é um método de medição que utiliza a interferometria óptica da luz laser para medir deslocamentos e deformações em superfícies, a partir da análise das franjas de interferência.

A invenção do laser, fonte de luz coerente [1], permitiu um grande avanço no desenvolvimento de aplicações da Holografia à mecânica experimental. Inicialmente, apenas eram utilizados filmes fotográficos, designados de hologramas, para registrar as deformações na superfície de peças. Com o desenvolvimento tecnológico, o registo passou a realizar-se no formato de vídeo com visualização em tempo real em TV, este novo tipo de registo deu origem ao termo *TV Holography*. Mais tarde, com o formato digital de vídeo da imagem, com taxas de transferência de sinal mais elevadas e o aumento do poder de processamento dos computadores, permitiram que a análise fosse mais rápida e fidedigna, eliminando totalmente a necessidade dos filmes fotográficos.

As técnicas de interferometria são actualmente um tema de grande interesse para a comunidade científica e com um grande campo de aplicações à indústria. Apesar do princípio de funcionamento da interferometria ser um tema abordado com grande detalhe na literatura [1,3-6], existe a necessidade de apresentar nos próximos capítulos os fundamentos teóricos mais importantes da interferometria, os quais são essenciais para uma melhor compreensão do funcionamento dos sistemas que vão ser desenvolvidos no âmbito desta dissertação.

O aparecimento do primeiro laser de HeNe em 1960 revelou um fenómeno inesperado: os objectos com superfícies rugosas ou superfícies reflectoras difusas quando iluminados por uma fonte de luz de elevada coerência adquiriam uma estranha aparência granular, a qual se designaria de *speckle*. A princípio, este fenómeno era visto como um fenómeno indesejável, pois introduzia ruído no holograma. Mais tarde percebeu-se que o *speckle* possuía informação essencial na medição de deformações na superfície de objectos. Devido ao *speckle*, as imagens obtidas sobre iluminação coerente têm uma aparência granular geralmente menos atractiva para o observador. No caso de iluminação com uma fonte óptica não coerente, há uma integração temporal que origina uma imagem uniforme e sem granitado.

Tipicamente, as rugosidades das superfícies são caracterizadas por micro superfícies, que na maioria dos materiais, são pelo menos da ordem de um comprimento de onda da luz laser (0,6 μm) [1]. Quando uma superfície é iluminada com luz laser, cada um dos elementos microscópicos que constitui a superfície dá origem a uma onda difractada coerente. No entanto, os caminhos ópticos de elementos vizinhos exibem diferenças aleatórias, as quais podem chegar a vários comprimentos de onda. Assim, quando as ondas difractadas desses elementos interferem uns com os outros forma-se um padrão granular estacionário, denominado padrão de *speckle* [2]. A sua ocorrência é baseada no fenómeno da interferência registada no plano de observação, a cada grão de *speckle* corresponde um valor de intensidade luminosa mensurável e também uma fase bem definida, que varia de forma aleatória entre grãos de *speckle*. Na Fig. 1 apresenta-se um campo de intensidade típico de um padrão de *speckle* resultante da iluminação de uma superfície rugosa e difusa, capturado por uma câmara de vídeo. Nesta podemos observar, após ampliação, o aspecto granular do efeito do *speckle*, com uma distribuição aleatória de intensidade visível pelo perfil de intensidade obtido ao longo de uma linha na imagem.

A aparência destes padrões de *speckle* é praticamente independente do carácter da superfície, sendo que a escala da granulosidade aumenta com a distância de observação e com o

número *a abertura numérica* do sistema de observação (*F-number*). Este é definido pelo conjunto de lentes e abertura do sistema de formação de imagem.

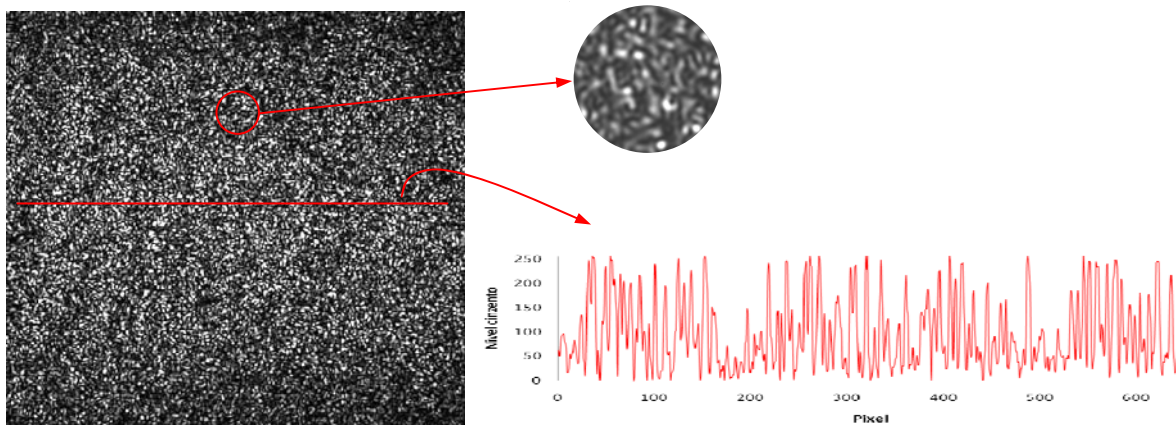


Figura 1. Campo de intensidades de um padrão de *speckle* criado por uma superfície rugosa e difusa quando iluminada por luz coerente (lado esquerdo). Perfil de intensidade ao longo de uma linha horizontal (lado direito)

A análise da imagem da Fig. 1 revela uma estrutura detalhada da granulosidade de aspecto caótico e desordenado, com um padrão irregular apenas possível de descrever pelos métodos estatísticos. A este tipo de granulosidade dá-se o nome de granitado laser (tradução do inglês “*laser speckle*”).

A diferença na dimensão do padrão de *speckle* é definida pela resolução do sensor óptico e sistema de formação da imagem. Para que o grão de *speckle* seja completamente resolvido pelo sensor da câmara, a sua dimensão deve ser ajustada à dimensão do elemento fundamental do sensor óptico, designado de pixel, através do ajuste da abertura numérica de um sistema formador de imagem.

O padrão de *speckle* só é formado quando a superfície do objecto é iluminado com uma fonte de luz de elevada coerência e o comprimento de correlação da rugosidade da superfície é da mesma ordem ou superior ao comprimento de onda da luz usada.

Quando luz monocromática coerente é reflectida por uma superfície rugosa, a onda resultante, observada a um ponto moderadamente distante da superfície, é constituída por várias componentes coerentes, as quais tiveram como origem um elemento microscópico diferente da superfície.

Refira-se que o padrão de *speckle* tanto pode resultar da propagação no espaço livre ou de uma operação envolvendo um sistema de formação de imagem, sendo, que no caso mais simples, é constituído por uma lente.

3.2 Contraste do Speckle

A dimensão do grão médio de *speckle* não permite caracterizar completamente um padrão de *speckle*. Na Fig. 2 podemos observar um perfil da distribuição típica de intensidade ao longo da direcção ξ de uma imagem e o respectivo valor médio.

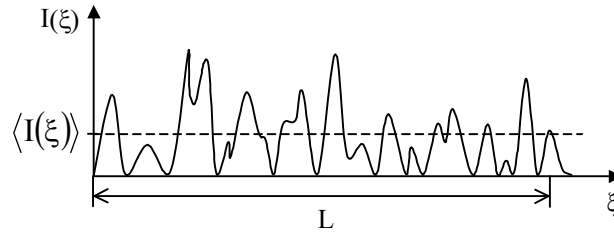


Figura 2. Perfil de intensidade de um padrão de *speckle* e respectivo valor médio.

Devido à natureza aleatória associada à geração do padrão de *speckle*, é necessário recorrer a ferramentas estatística para o poder caracterizar. Assim, apresentam-se em seguida alguns dos parâmetros mais utilizados na sua descrição:

Iluminação média:

$$\langle I(\xi) \rangle = \frac{1}{L} \int_{(L)} I(\xi) d\xi \quad (3.1)$$

Desvio padrão da iluminação local:

$$\sigma_I^2 = \langle I^2(\xi) \rangle - \langle I(\xi) \rangle^2 \quad (3.2)$$

Se o *speckle* surgir uniformemente polarizado, então:

$$\sigma_I^2 = \langle I(\xi) \rangle^2 \quad (3.3)$$

Neste caso o contraste do *speckle* vem:

$$C = \frac{\sigma}{\langle I(\xi) \rangle} = 1 \quad (3.4)$$

As expressões anteriores realçam várias características importantes do padrão de *speckle*, tais como: os campos de *speckle* uniformemente polarizados, que conseqüentemente podem ser considerados como campos escalares, têm um contraste unitário, ou seja a flutuação média da iluminação é igual à iluminação média; a sobreposição coerente, com interferência, dá origem a um novo padrão de *speckle* com maior brilho médio e cujo contraste continua a ser igual a 1; a sobreposição incoerente, sem interferência, é uma simples soma das energias o que reduz o nível de flutuação do *speckle* resultante. N padrões de *speckle* de igual energia e contraste unitário dão origem a um padrão de *speckle* com energia N vezes maior e com um contraste \sqrt{N} vezes menor.

3.3 Estatística de 1ª ordem de um padrão de *Speckle* polarizado

A caracterização estatística de 1ª ordem é referente à análise das propriedades de um só grão de *speckle* no espaço. Para simplificação da análise apresentada em seguida é assumido que as ondas são perfeitamente monocromáticas, e que o padrão de *speckle* é perfeitamente polarizado.

3.3.1 Percurso aleatório no plano complexo

Supondo que $u(x,y,z,t)$ é a componente do campo eléctrico de uma onda luminosa no ponto (x,y,z) e no instante t com polarização linear. Assim, para uma onda monocromática, a equação de onda toma a seguinte forma:

$$u(x, y, z, t) = A(x, y, z) \cdot \exp[i2\pi\nu t] \quad (3.5)$$

em que ν é a frequência óptica e A é a amplitude do fasor do campo, a qual é uma função complexa descrita por:

$$A(x, y, z) = |A(x, y, z)| \cdot \exp[i\theta(x, y, z)] \quad (3.6)$$

A intensidade (irradiação) da onda é dada por:

$$I(x, y, z) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \int_{-T/2}^{T/2} |u(x, y, z)|^2 dt = |A(x, y, z)|^2 \quad (3.7)$$

Quer o padrão de *speckle* seja formado por propagação livre no espaço ou por um sistema formador de imagem, a amplitude do campo eléctrico num dado ponto do plano de observação (x,y) , consiste numa grande quantidade de contribuições desfasadas de diferentes regiões de dispersão da superfície rugosa. Deste modo, a amplitude do fasor $A(x,y,z)$ é representada como uma soma de várias contribuições elementares de fasores $(\sqrt{N})^{-1} \times a_k(x, y, z)$, $k=1,2,\dots,N$ [8]:

$$A(x, y, z) = \sum_{k=1}^N \frac{1}{\sqrt{N}} a_k(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |a_k| e^{i\varphi_k} \quad (3.8)$$

A Fig. 3 ilustra a adição complexa das várias contribuições dos fasores elementares para produzirem a resultante A .

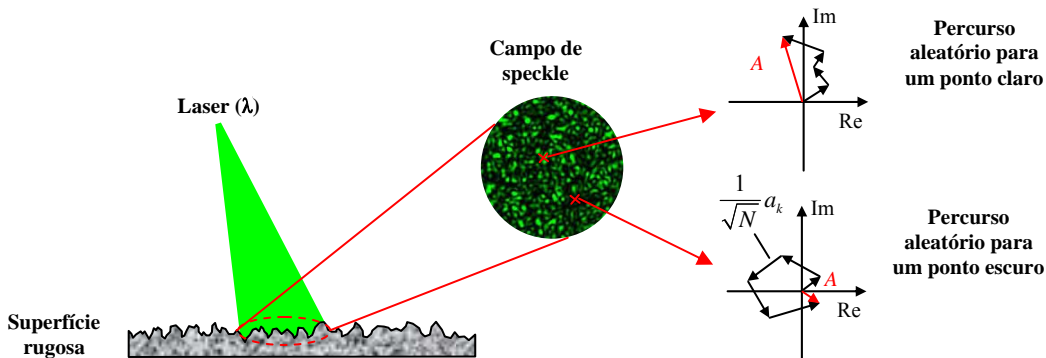


Figura 3. Percurso aleatório no plano complexo.

Pretende-se descrever a distribuição (do campo complexo, a intensidade e a fase do padrão de *speckle* no ponto (x,y,z)), recorrendo a funções densidade de probabilidade. Com referência à Fig. 3, o problema é idêntico ao da caracterização estatística clássica do percurso aleatório no plano [7].

3.3.2 Estatística de amplitude complexa

A definição da função densidade de probabilidade do campo complexo é aqui apresentada sob a forma de componentes real e imaginária. Considerando que o campo é a contribuição de N fasores elementares, em que N é assumido um valor elevado, as componentes real e imaginária serão dadas como soma das variáveis aleatórias independentes:

$$A(r) = \text{Re}\{A\} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |a_k| \cos \varphi_k \quad (3.9a)$$

$$A(i) = \text{Im}\{A\} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |a_k| \text{sen} \varphi_k \quad (3.9b)$$

Demonstra-se quando N tende para infinito que a função densidade de probabilidade conjunta da componente real e imaginária do campo se aproxima assintoticamente de [8]:

$$P_{r,i}(A^{(r)}, A^{(i)}) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \cdot \exp\left\{-\frac{[A^{(r)}]^2 + [A^{(i)}]^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (3.10)$$

em que

$$\sigma^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\langle |a_k|^2 \rangle}{2} \quad (3.11)$$

Esta função densidade de probabilidade é denominada de função densidade Gaussiana, e toma valores constantes cujos contornos correspondem a círculos no plano complexo. Assim, a amplitude A do fasor é igualmente referida como sendo uma variável aleatória Gaussiana complexa.

3.3.3 Distribuição da intensidade e da fase

Pela facilidade na medição, o campo de intensidade da radiação é habitualmente usado como parâmetro de medida. A caracterização do campo de intensidade e fase assenta na análise estatística do padrão de *speckle* polarizado resultante da interferência. Assim, considerando que a intensidade I e a fase θ de um campo resultante estão relacionadas com a componente real e imaginária da amplitude complexa pela relação [8]:

$$\begin{aligned} A^{(r)} &= \text{Re}\{A\} = \sqrt{I} \cdot \cos \theta \\ A^{(i)} &= \text{Im}\{A\} = \sqrt{I} \cdot \text{sen} \theta \end{aligned} \quad (3.12)$$

ou equivalentemente por:

$$\begin{aligned} I &= [A^{(r)}]^2 + [A^{(i)}]^2 \\ \theta &= \arctg \frac{A^{(i)}}{A^{(r)}} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Para a determinação da função densidade de probabilidade conjunta de I e θ , aplica-se a técnica usual para transformações de variáveis aleatórias. A função densidade conjunta pretendida é expressa em termos da função densidade conjunta para $A^{(r)}$ e $A^{(i)}$ de acordo com [8]:

$$P_{I,\theta}(I, \theta) = P_{r,i}(\sqrt{I} \cdot \cos \theta, \sqrt{I} \cdot \text{sen} \theta) \cdot \|J\| \quad (3.14)$$

em que $\|J\|$ é o jacobiano da transformação:

$$\|J\| = \left\| \begin{array}{cc} \frac{\partial A^{(r)}}{\partial I} & \frac{\partial A^{(r)}}{\partial \theta} \\ \frac{\partial A^{(i)}}{\partial I} & \frac{\partial A^{(i)}}{\partial \theta} \end{array} \right\| = \frac{1}{2} \quad (3.15)$$

e $\|\dots\|$ simboliza o módulo do determinante. Substituindo a equação (3.10) em (3.14), obtemos:

$$P_{I,\theta}(I,\theta) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\sigma^2} \cdot \exp\left(-\frac{I}{2\sigma^2}\right) & \text{Se } I \geq 0 \text{ e } -\pi \leq \theta \leq \pi \\ 0 & \text{Para os restantes casos} \end{cases} \quad (3.16)$$

A função densidade de probabilidade marginal relativa à intensidade é obtida de:

$$P_I(I) = \int_{-\pi}^{\pi} P_{I,\theta}(I,\theta) d\theta = \begin{cases} \frac{1}{2\sigma^2} \cdot \exp\left(-\frac{I}{2\sigma^2}\right) & \text{Se } I \geq 0 \\ 0 & \text{Para os restantes casos} \end{cases} \quad (3.17)$$

De forma similar, a função densidade marginal da fase é dada por:

$$P_\theta(\theta) = \int_{-\pi}^{\pi} P_{I,\theta}(I,\theta) dI = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} & \text{Se } -\pi \leq \theta \leq \pi \\ 0 & \text{Para os restantes casos} \end{cases} \quad (3.18)$$

Conclui-se que a intensidade num dado grão de um padrão de *speckle* polarizado, segue a uma função exponencial negativa, enquanto a fase apresenta uma distribuição uniforme. Deve-se ainda salientar que intensidade e a fase são independentes, podendo ser estabelecida a seguinte relação:

$$P_{I,\theta}(I,\theta) = P_I(I) P_\theta(\theta) \quad (3.19)$$

Dado que a distribuição de intensidade é a grandeza de principal interesse para análise do padrão de *speckle*, o qual tem influência directa na qualidade das medições, é apresentada em seguida, em maior detalhe, uma análise estatística da sua distribuição. Assim, considere-se o n ésimo termo médio da intensidade $\langle I^n \rangle$, demonstra-se que:

$$\langle I^n \rangle = n!(2\sigma^2)^n = n!\langle I \rangle^n \quad (3.20)$$

aonde se pode utilizar o caso especial de $n=1$ para verificar que o valor médio de $\langle I \rangle$ é $2\sigma^2$. De importância especial são o segundo termo médio da intensidade e a variância, as quais são definidas de acordo com as expressões:

$$\langle I^2 \rangle = 2\langle I \rangle^2 \quad (3.21)$$

$$\sigma_I^2 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = \langle I \rangle^2 \quad (3.22)$$

Assim, prova-se que o desvio padrão σ_I de um padrão de *speckle* polarizado é igual à intensidade média. Uma medida razoável do contraste de um padrão de *speckle* é dada pela razão $C = \sigma_I / \langle I \rangle$. Usando esta definição, vemos que o contraste de um padrão de *speckle* polarizado é sempre igual à unidade

3.4 Algumas propriedades estatísticas de 2ª ordem do padrão de *speckle*

A estatística de 1ª ordem refere-se apenas às propriedades estatísticas do *speckle* medido num único ponto. Tais considerações são suficientes para descrever as flutuações de brilho, mas insuficientes para descrever uma outra propriedade fundamental do *speckle*, a grandeza ou dimensão da sua estrutura espacial, a qual é descrita com base na análise estatística de segunda ordem.

3.4.1 Função de autocorrelação e densidade de potência espectral

3.4.1.1 Geometria de propagação livre no espaço

Considere-se a geometria de propagação livre no espaço e o campo complexo $A(x,y)$ observado através do plano paralelo (x,y) . A função de autocorrelação da distribuição de intensidade $I(x,y) = |A(x,y)|^2$ no plano (x,y) e para uma média realizada sobre um conjunto de superfícies rugosas, será dada por [8],

$$R_I(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle I(x_1, y_1) \cdot I(x_2, y_2) \rangle \quad (3.23)$$

A largura desta função de autocorrelação fornece uma medida razoável das dimensões médias do *speckle*.

Na determinação da função de autocorrelação foi assumido que a rugosidade da superfície é superior ao comprimento de onda da luz, sendo o campo $A(x,y)$ representado por uma variável aleatória Gaussiana complexa circular em cada ponto (x,y) . Para tais campos, a função de autocorrelação da distribuição da intensidade pode igualmente ser expressa em termos da função de autocorrelação dos campos [8]:

$$J_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle A(x_1, y_1) \cdot A^*(x_2, y_2) \rangle \quad (3.24)$$

e que se designa como intensidade mútua do campo. Para campos Gaussianos complexos circulares, a relação entre R_I e J_A é dada por:

$$R_I(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle I(x_1, y_1) \rangle \langle I(x_2, y_2) \rangle + |J_A(x_1, y_1; x_2, y_2)|^2 \quad (3.25)$$

tomando $J_A(x,y;x,y) = \langle I(x,y) \rangle$. Deste modo, a determinação de R_I é assim simplificada e poderá ser realizada através do cálculo da intensidade mútua J_A .

Para uma mancha de dispersão uniforme de dimensões $L \times L$ e uma microestrutura da superfície difusora suficientemente fina, a qual não é resolvida por uma lente do tamanho da região observada (x,y) , a função de autocorrelação da intensidade será dada tomando o módulo de J_A por [8]:

$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 \left[1 + \sin^2 c^2 \frac{L\Delta x}{\lambda z} \sin^2 c^2 \frac{L\Delta y}{\lambda z} \right] \quad (3.26)$$

A largura média do *speckle* pode ser considerada como sendo o valor de Δx , para o qual $\text{sinc}^2(L\Delta x/\lambda z)$ decai para o primeiro zero. Designando esta distância por δx então:

$$\delta x = \frac{\lambda z}{L} \quad (3.27)$$

3.4.1.2 Análise do padrão de speckle formado a partir do sistema de formação de imagem

À semelhança da análise anterior referente à propagação no espaço livre do padrão speckle, apresenta-se agora, o estudo do padrão de *speckle* criado a partir de um sistema de formação de imagem (lente).

Assumindo que a superfície do objecto de interesse é uniformemente reflectivo (ou transmissivo) e que a extensão da região é grande relativamente à resolução da célula associada à lente, conclui-se que o tamanho dos *speckles* incidentes na pupila da lente é extremamente pequeno comparado com o diâmetro dessa pupila.

Refira-se que a função de autocorrelação é independente de qualquer aberração que possam estar associadas com o sistema de formação de imagem, pois, tais aberrações só afectam a fase da luz.

A partir da introdução do sistema de formação de imagem no campo de *speckle* obtém-se um padrão de *speckle* subjectivo, cujo tamanho médio dos grãos depende da abertura do sistema óptico utilizado [9]. Assim, o efeito de *speckle* é uma consequência de dois mecanismos, difracção na abertura e da interferência, sendo o tamanho dos *speckles* determinado pelo diâmetro da abertura, ver Fig. 4.

Admitindo uma abertura circular e uma lente esférica ideal, cuja resolução é apenas limitada pela difracção, a função de autocorrelação espacial $R_I(r)$ de um campo de *speckle* nestas condições pode ser descrita pela equação [8]:

$$R_I(r) = \langle I \rangle^2 \left[1 + 2 \frac{\left| J_1 \left(\frac{\pi D r}{\lambda z} \right) \right|^2}{\frac{\pi D r}{\lambda z}} \right], \quad (3.28)$$

na qual r é a distância entre dois detectores consecutivos, $\langle I \rangle$ a intensidade média, λ o comprimento de onda, z a distância entre a lente e o plano de observação, D o diâmetro da abertura circular e J_1 a função de Bessel de primeira ordem.

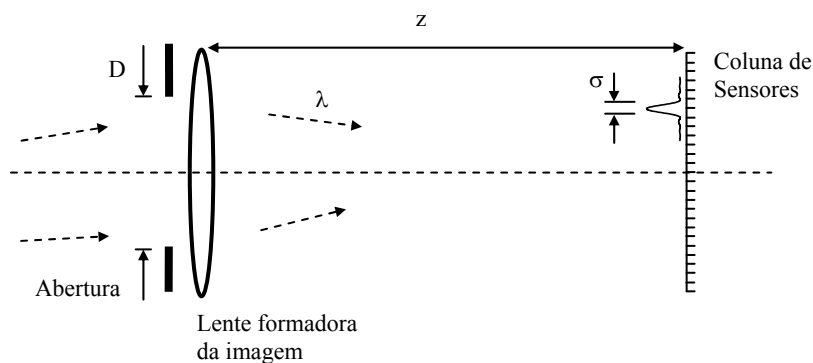


Figura 4. Formação de *speckle* objectivo com uma abertura circular.

Para melhor compreender a função de autocorrelação espacial, representam-se na Fig. 5 as funções da função de Bessel de primeira ordem $J_1(x)/x$ e $[J_1(x)/x]^2$. Nestas é possível observar que a função de Bessel é máxima para valores de x igual a zero e que decresce rapidamente para zero para x próximo de 4.

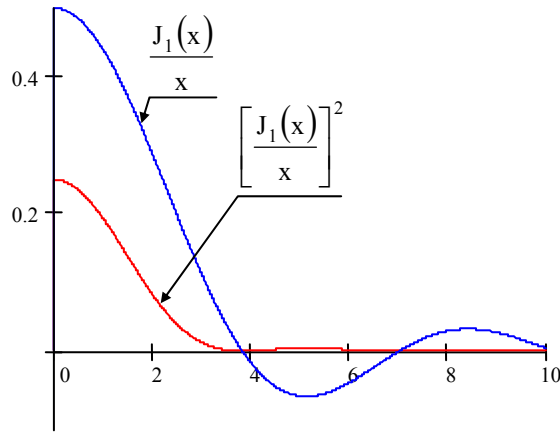


Figura 5. Função de Bessel de primeira ordem.

Correlacionando este resultado com a Equação 3.28, é possível deduzir que a função de autocorrelação espacial apresenta valores máximos para pequenas aberturas e grandes distâncias entre a lente e o plano de observação. De igual modo, pode estabelecer-se que para uma pupila circular de raio ρ , o tamanho médio dos *speckles* na imagem é dado por [10]:

$$\delta x = \delta y = 0.61 \frac{\lambda f}{\rho} \quad (3.29)$$

em que f é a distância focal do sistema óptico.

3.5 Dimensão e distribuição de intensidade num campo único de *speckle*

Apesar do fenómeno de *speckle* ser um efeito de interferência tridimensional, para a maior parte das aplicações metrológicas, as características mais importantes são o tamanho e brilho do padrão de *speckle* sobre um plano.

3.5.1 Tamanho do *Speckle*

O diâmetro do grão de *speckle* no plano de observação é definido como a distribuição média da distância entre regiões adjacentes de intensidade máxima e mínima, o qual está sempre relacionado com o ângulo de abertura que a radiação dá origem no plano que define o campo de *speckle* [8].

O princípio da formação dos padrões de *speckle* objectivo e subjectivo está representado na Fig. 6. para o caso do granulado ser formado directamente num plano ou no caso de ser observado através de um sistema óptico, respectivamente.

Se o campo é formado através de uma lente que recolhe a radiação difundida e a foca no plano de observação, forma-se um *speckle* subjectivo. Neste caso, a distância mínima entre dois pontos da superfície para os quais as figuras de difracção não interferem corresponde a dois pontos afastados de uma distância d e que pode ser definida por [10]:

$$d = \frac{2.4 \lambda x}{a} \quad (3.30)$$

em que a é o diâmetro da abertura circular do sistema óptico e x a distância da lente ao plano imagem. A figura de difracção de um objecto colocada no infinito e para uma abertura circular é definida por:

$$f(r) = \frac{2J_1(z)}{z}, \text{ com } z = \frac{2\pi}{\lambda}ax, \quad (3.31)$$

sendo $J_1(z)$ a função de Bessel de primeira espécie e de primeira ordem da variável z [11].

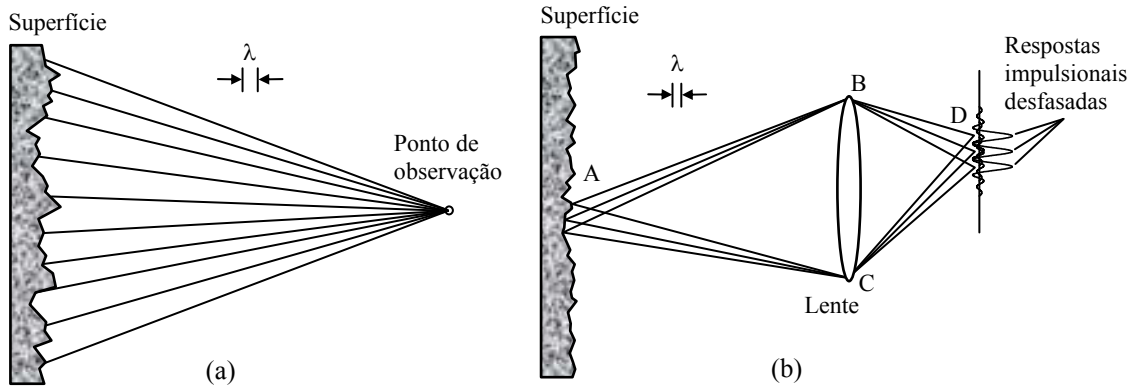


Figura 6. Origem física do *speckle* para: (a) propagação no espaço livre, (b) um sistema de formação de imagem.

A partir da Fig. 6, verifica-se que cada ponto da superfície do objecto vai corresponder no plano de imagem uma figura de difracção. Assim, para o ponto A_i , vizinho de A , vai corresponder outra figura de difracção centrada em D_i mas coincidente em parte com a obtida para o ponto A , a menos da fase que depende da rugosidade da superfície. A amplitude em D resulta assim da soma das amplitudes complexas das várias figuras de difracção de pontos vizinhos de A , sendo a sua intensidade devida à contribuição de uma área do objecto centrada em A , a qual varia entre zero e um valor máximo.

Apesar das amplitudes das componentes individuais poderem variar lentamente entre pontos vizinhos D e D_i , a sua fase relativa altera-se rapidamente provocando na resultante variações bruscas, tornando possível distinguir os vários grãos de *speckle*.

O primeiro mínimo da função de Bessel na equação (3.28) dá o diâmetro médio do *speckle* subjectivo σ , que terá no plano de observação um tamanho aproximadamente igual ao diâmetro do disco de Airy para a lente, ver Fig. 4, e pode ser calculado através da expressão:

$$\sigma = 1.22 \frac{\lambda z}{D}. \quad (3.32)$$

Esta equação revela que na prática o diâmetro do *speckle* pode ser controlado pela abertura da lente D formadora da imagem. Assim, justifica-se que diferentes aberturas produzem diferentes diâmetros de *speckles*.

Quando a distância da lente ao objecto é muito maior que a distância desta ao plano da observação, pode considerar-se que a imagem se forma no plano focal da lente e substituir a expressão (3.32) por:

$$\sigma = 1.22 \frac{\lambda}{AN_{lente}}, \quad (3.33)$$

na qual $AN_{lente} = D/z$ é a abertura numérica da lente.

Da adição coerente de um feixe especular alinhado com o eixo do sistema óptico, com o padrão de *speckle* inicial, resulta um padrão de *speckle* cujo tamanho do grão é o dobro do obtido no padrão inicial. A intensidade resultante em cada ponto depende da diferença de fase

entre os feixes [9]. De igual forma, é possível relacionar o diâmetro do *speckle* com o número F da lente, e a ampliação M da lente ou sistema de lentes.

$$\sigma \approx 1.22(1+M)\lambda F \quad (3.34)$$

O *Speckle* apresenta espacialmente a forma tridimensional de um elipsóide [12,13], tal como se pode observar na Fig. 7. Esta forma alongada, onde o comprimento e diâmetro do *speckle* são denotadas por l_s e d_s , o *speckle* apresenta uma relação comprimento/diâmetro (l_s/d_s) que varia em função da distância à superfície reflectora, sendo que a fase no *Speckle* varia linearmente [14].

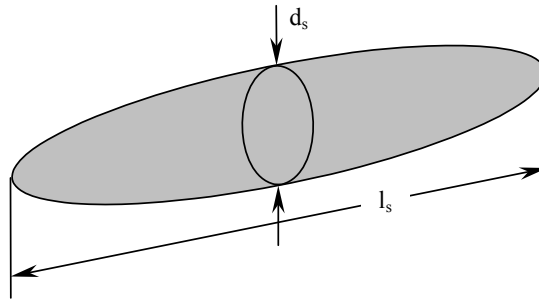


Figura 7. Forma do *speckle*.

Para aberturas numéricas da lente da ordem $AN=0,01$, os valores típicos para as dimensões do *speckle* são $l_s=13$ mm e $d_s=40$ μ m, o que corresponde a uma razão comprimento/diâmetro de 1:325. Para aberturas numéricas maiores ($AN=0,08$), esta razão diminui para cerca de 1:50.

3.5.2 Distribuição de intensidade

Na maioria das medições com *speckle*, forma-se a imagem do objecto no plano de observação usando um sistema formador de imagem. Como resultado, a variação da fase produzida pela deformação ou movimento da superfície do objecto corresponderá a uma variação da fase no plano de observação.

O campo de *speckle* é igualmente polarizado sempre que a radiação laser ilumina superfícies onde a luz polarizada sofre uma única difusão, (metais, vidros, compósitos). Uma superfície baça e branca, onde a luz penetra e sofre múltiplas difusões, produz a despolarização da luz e não gera um campo de *speckle* perfeitamente desenvolvido

Num campo de *speckle*, a fase é uniformemente distribuída ao passo que a distribuição da intensidade obedece a uma função exponencial negativa. A distribuição de intensidade do *speckle* de um campo perfeitamente desenvolvido é dada por [8]:

$$P(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right) \quad (3.35)$$

na qual $P(I)$ é a probabilidade de um *speckle* ter uma intensidade compreendida entre I e $(I+dI)$, sendo $\langle I \rangle$ a intensidade média. Da equação (3.35) conclui-se que a intensidade mais provável para um *speckle* é zero, ou seja, uma imagem de *speckle* contém mais grãos de *speckles* cuja intensidade é zero ou próximo de zero. Na Fig. 8 representa-se a distribuição probabilística do campo de intensidade, curva (1). Esta mostra que a probabilidade de ter grãos de *speckle* com intensidade próximo de zero (pontos pretos) é superior ao da diferente de zero (pontos claros). É também esta a função que permite distinguir entre os padrões de *speckle* que são perfeitamente desenvolvidos dos que o não são.

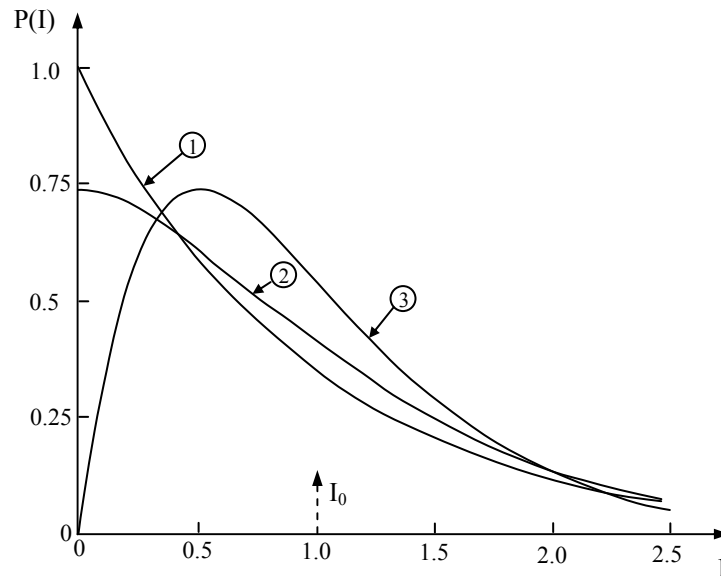


Figura 8. Função densidade de probabilidade da distribuição de Intensidade dos campos de *speckle*. 1) Um único campo de *speckle* com $\langle I \rangle = 1$, 2) adição coerente de um campo de *speckle* e um campo uniforme, 3) soma incoerente de dois campos de *speckle* $\langle I_1 \rangle = \langle I_2 \rangle = 0.5$.

3.6 Adição de padrões de *speckle*

Os padrões de *speckle* podem, em princípio, ser adicionados tanto em termos de amplitude ou intensidade, tendo maior interesse para a metrologia o último caso.

Porém, existem duas situações limitativas quando há sobreposição de dois ou mais padrões de *speckle*. A primeira surge quando os campos de luz são coerentes e as amplitudes se adicionam. Pode demonstrar-se que nestes casos os parâmetros estatísticos de 1ª ordem se mantêm inalterados. O outro caso surge quando os campos de luz são incoerentes e as intensidades se adicionam.

Se dois padrões de *speckle* com intensidades médias iguais $\langle I/2 \rangle$ são sobrepostos desta forma, prova-se que a função densidade de probabilidade da intensidade do padrão resultante é definido por [10]:

$$P(I) = \left(\frac{4I}{\langle I \rangle^2} \right) \cdot \exp\left(-\frac{2I}{\langle I \rangle} \right) \quad (3.36)$$

Esta encontra-se representada na Fig. 8 através da curva 2. A análise comparativa com a curva 1, função densidade de probabilidade para um padrão único de *speckle* com a mesma intensidade média, revela que há uma redução no número de grão de *speckle* com intensidade próximo de zero (pontos escuros). Como resultado, o seu contraste é somente $2^{-1/2}$. De igual modo, se forem sobrepostos N padrões de *speckle* com a mesma intensidade média, o contraste do padrão de *speckle* resultante decai para $N^{-1/2}$.

Em geral, pode considerar-se os padrões de *speckle* como um conjunto de redes aleatórias com frequência espacial variável, sendo a máxima frequência imposta pelo sistema óptico. Este funciona como um filtro passa-baixo relativamente às frequências espaciais da frente de onda difundida pela superfície [9]. Apesar de inicialmente ter sido encarado como ruído, o granitado

laser ou *speckle*, este contém informação de fase o que lhe permite ser usado para a análise e comportamento de superfícies. Pelo que é a informação das superfícies que se encontra contida no *speckle* que permite a sua utilização nos interferómetros.

Referências:

- [1] Cloud, G. L. Optical methods of engineering analysis. Cambridge University Press, 1998.
- [2] Gasvik, Kjell J. Optical Metrology. Second Edition, John Wiley & Sons Ltd., England, 1995
- [3] Hecht, E. Optics. Addison-Wesley Publishing Co. 2nd Ed., 1987.
- [4] Robinson, D.W., Reid, G.T. Interferogram Analysis. Institute of Physics Publishing, 1993.
- [5] Brug, H. Interferometry in Optics Research Group - an overview. SPIE, v. 4101, 2000.
- [6] Burke, J., Helmers, H. Performance of spatial vs. temporal phase shifting in ESPI. SPIE, v. 3744, 1999.
- [7] Dainty, J.C. Laser speckle and related phenomena. Springer-Verlag, 1984.
- [8] J.C.Dainty, “Laser speckle and related phenomena”, Springer-Verlag, 1984.
- [9] M.Vaz, “Interferometria Laser e Métodos Híbridos em Mecânica Experimental”, Tese de Doutoramento, FEUP,1995.
- [10] A.Lage, “Granitado laser”, Laser Portugal, pág. 66-69, 1986.
- [11] M.Françon, “La Granularité Laser (Speckle) et Ses Applications en Optique”, Masson, 1978.
- [12] L.V. Dooren, “*Speckle* Decorrelation in a Multichannel *Speckle* Interferometer”, Graduate Report DUT, April 1994.
- [13] Froehly, C., *Speckle Phenomena and Some of its Applications*. Optical methods in mechanics of solids. 1980: Alphen aan denRijn, Netherlands, ed. A. Lagarde, Sijthoff & Noordhoff.
- [14] Kreis, T., *Handbook of holographic interferometry : optical and digital methods*. 2005, Weinheim: Wiley-VCH. xii, 542 p.

CAPÍTULO 4

4.1 Interferometria de *speckle*

4.2 Medição do campo de deslocamentos

4.3 Franjas de interferência

4.4 Sistema de *ESPI*

4.4.1 Introdução

4.4.2 Sistema de *ESPI* de medição “fora do plano”

4.4.3 Sistema de *ESPI* de medição “fora do plano” com fibra óptica

4.4.4 Realização da referência

4.4.5 Alinhamento do sistema de *ESPI*

4.5 Princípio de Interferometria *speckle*

4.6 As técnicas holográficas no estudo de vibrações e fenômenos dinâmicos

4.6.1 Tempo médio

4.6.2 Dupla exposição

4.6.3 Medição dinâmica do campo de deslocamentos

4.6.4 Medição dinâmica do campo de rotações

4.7 A fase na interferência

4.7.1 Técnicas de modulação temporal “*phase shifting*”

4.7.2 Métodos de desmodulação (*unwrapping*) da fase

4.8 Montagem de duplo interferómetro

4.9 Análise dos deslocamentos/deformações

4.10 Factores de incerteza na medição e métodos de avaliação

4.10.1 Factores estáticos

4.10.1.1 Dimensão do *speckle*

4.10.1.2 Razão entre as intensidades dos feixes de interferência

4.10.1.3 Polarização

4.10.1.4 Erro nos incrementos de fase

4.10.1.5 Ruído associado ao cálculo da fase

4.10.2 Factores dinâmicos

4.10.2.1 Variação do índice de refração

4.10.2.2 Variação do comprimento do caminho óptico

4.10.2.3 Variação na frequência do laser

4.10.2.4 Variação na temperatura

4.10.2.5 Tabelas comparativas

4.11 Avaliação da incerteza na medição

4.11.1 Contraste ou visibilidade

4.11.2 Amplitude de modulação

4.11.3 Variação máxima do deslocamento de um ponto no tempo

4.11.4 Desvio padrão da média das franjas em “tempo real”

4.11.5 Quadro resumo

Referências

4.1 Interferometria de *speckle*

O primeiro interferómetro a usar campos de *speckle* resultou da combinação de um feixe *speckle* com um feixe de referência plano [1]. Mais tarde Leendertz [2] demonstrou que a diferença de dois campos de *speckle* gera um terceiro campo, com uma distribuição de fase igual à diferença das duas fases dos campos de *speckle* originais. Desde então, os campos de *speckle* têm sido aplicados para medição de várias grandezas físicas, por exemplo: som, deformações térmicas e análise de vibrações, [2,3,4,5].

No início dos anos setenta foi introduzido, por diversos grupos e mais ou menos em simultâneo, o registo electrónico dos padrões de interferência usando câmaras de vídeo para registrar os interferogramas [2]. A designação desta técnica varia de acordo com os grupos de investigação que participaram no seu desenvolvimento, sendo as mais conhecidas o ESPI (*Electronic Speckle Pattern Interferometry*) [5], DSPI (*Digital Speckle Pattern Interferometry*) [6], Holografia-TV [7].

Muitos sistemas de ESPI são baseados na medição de interferogramas, produzidos por subtracção directa de dois padrões de campo de *speckle* previamente registados. No entanto, a análise do padrão de intensidade dos interferogramas resultantes é ambígua, no que diz respeito à distribuição da grandeza física e é sensível à presença de ruído. Além disso, a resolução espacial da medição é discreta e limitada pela distribuição de franjas de intensidade no interferograma. Acrescente-se que a diferença de fase associada à medição da grandeza física não pode ser directamente obtido de um interferograma. Como forma de ultrapassar estas dificuldades é proposto utilizar a distribuição da fase em vez da distribuição da intensidade dos interferogramas. Porém, a fase não pode ser directamente obtida a partir de sensores fotovoltaicos, dado só registarem as intensidades. A distribuição de fase de uma imagem pode, no entanto, ser determinada usando a técnica conhecida por *phase stepping*, na qual são registados vários interferogramas com constante desfasamento de fase. A aplicação deste método num interferómetro de *speckle* permite aumentar significativamente a resolução espacial, a qual depende da gama dinâmica do sensor óptico, e determinar a fase da grandeza a medir. As diferentes técnicas de *phase stepping* serão abordadas com maior detalhe ao longo deste capítulo.

4.2 Medição do Campo de Deslocamentos

A medição do campo de deslocamento ou da deformação do objecto é realizada com base na variação do caminho óptico que a luz percorre em cada ramo do interferómetro antes de ser combinada. Geralmente, o caminho óptico de um dos ramos é fixo, feixe de referência, o que permite relacionar a variação do caminho óptico no segundo ramo com o movimento produzido na superfície do objecto, feixe objecto.

Existem várias configurações ópticas [8] que permitem quantificar os deslocamentos em diferentes direcções. Na holografia electrónica são normalmente utilizados dois tipos de iluminação: iluminação simples e iluminação dupla. Na Fig. 4.1 apresenta-se um esquema da medição de deslocamentos com iluminação simples. Este tipo de montagem possibilita a medição de deslocamentos normais, ou quase normais, à superfície iluminada. A direcção do deslocamento na qual esta montagem é sensível, é dada pelo vector sensibilidade \vec{p} . Este resulta da soma de dois vectores unitários, ambos fixados no ponto P, em que um deles se encontra apontando para a posição da fonte de iluminação e o outro para o plano de observação (tipicamente um sensor de uma câmara de vídeo). Esta configuração é também conhecida como sistema com sensibilidade “fora do plano”.

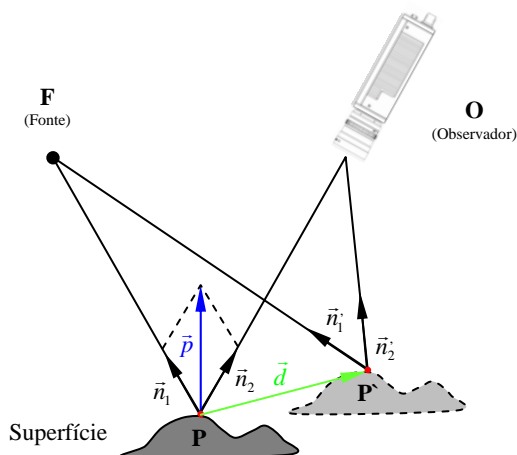


Figura 4.1. Configuração holográfica com iluminação simples.

A outra configuração, com iluminação dupla, está esquematicamente representada na Fig. 4.2. Neste caso, a medição de deslocamentos paralelos ao plano pode ser implementada iluminando-se o objecto através de dois feixes de luz coerente, ambos formando um mesmo ângulo φ com a normal à superfície. Cada um dos feixes de luz que incide sobre o objecto gera o seu próprio padrão de *speckle*. Os padrões gerados interferem e resultam num terceiro padrão, diferente dos anteriores, que é capturado pelo sensor da câmara. A esta configuração é dado o nome de dupla iluminação, sendo também conhecida como sistema com sensibilidade “no plano”.

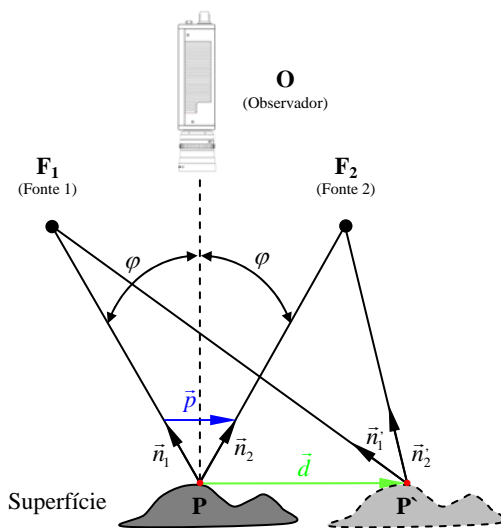


Figura 4.2. Configuração de dupla iluminação

Duas frentes de onda da mesma fonte de luz laser iluminam simultaneamente a superfície do objeto, ocorrendo interferência entre essas ondas. Desta resulta um padrão de *speckle* cuja fase está relacionada com a diferença de caminho óptico que a luz emitida por cada fonte percorre para chegar à superfície. O registo da fase da luz imagem é realizado em dois momentos distintos: antes e após produzir deslocamentos na superfície do objecto. Nesta situação, os padrões de *speckle* sofrem uma variação da fase devido à alteração do caminho óptico percorrido pelos dois feixes. Este desfasamento provoca alterações na intensidade do padrão *speckle*, o qual é registado pelo sensor de vídeo da câmara. Esta variação está relacionada com o deslocamento ocorrido na superfície do objecto, sendo a relação definida pela configuração do interferómetro, comprimento da luz coerente utilizada, entre outros factores. A subtração destas imagens resultará um padrão de franjas de interferência. Da análise

destas franjas é possível quantificar os deslocamentos ocorridos na superfície do objecto observado.

Na Fig. 4.2 pode ver-se o comportamento de um ponto (P) localizado na superfície do objecto em dois instantes distintos: antes (P) e após (P') a deformação da superfície. A relação entre o deslocamento \vec{d} e a diferença entre os caminhos ópticos percorridos pela luz entre os pontos P e P', é dada por:

$$\Delta = Estado_{FINAL} - Estado_{INICIAL} \quad (4.1)$$

$$\Delta = (F_2P' - F_1P') - (F_2P - F_1P) \quad (4.2)$$

$$\Delta = (F_2P' - F_2P) - (F_1P' - F_1P) \quad (4.3)$$

$$\Delta = \vec{d} \cdot \vec{n}_2 - \vec{d} \cdot \vec{n}_1 \quad (4.4)$$

$$\Delta = \vec{d} (\vec{n}_2 - \vec{n}_1) \quad (4.5)$$

$$\Delta = \vec{d} \cdot \vec{p} \quad (4.6)$$

em que:

- Δ = Alteração no caminho óptico percorrido pela luz;
- \vec{n}_1 e \vec{n}_2 são vectores unitários da direcção das fontes;
- \vec{p} = Vector sensibilidade;
- \vec{d} = Vector deslocamento.

Esta configuração óptica é adoptada para medir, preferencialmente, deslocamentos paralelos à superfície iluminada, situação referenciada também como sensibilidade “no plano” do objecto.

A relação entre a variação de fase $\Delta\phi$ no ponto P e a deformação da superfície, será dada por [9]:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot [\vec{p} \cdot \vec{d}] \quad (4.7)$$

Introduzindo Equação (4.6) na Equação (4.7) chega-se a:

$$\vec{p} \cdot \vec{d} = \lambda \cdot \frac{\Delta\phi}{2\pi} \quad (4.8)$$

Esta pode também ser reescrita na forma de:

$$\vec{p} \cdot \vec{d} = \lambda \cdot OF \quad (4.9)$$

onde OF é a Ordem de Franja. A ordem de franja é um número associado à variação de fase ocorrido num grão de *speckle* entre os dois estados de deformação da superfície do objecto, sendo definido por [10]:

$$OF = \frac{\Delta\phi}{2\pi} \quad (4.10)$$

No caso particular em que \vec{n}_1 e \vec{n}_2 são orientados simetricamente em relação à normal à superfície do objecto, a relação entre o deslocamento (d) paralelo à superfície e a ordem de franja é dada por:

$$d = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin\varphi} \cdot OF \quad (4.11)$$

onde φ é o ângulo de iluminação em relação à normal à superfície, ver Fig. 4.2.

De acordo com a Equação (4.11), quanto menor for o comprimento de onda λ do laser e maior for o ângulo φ , maior será o número de franjas produzidas para um mesmo deslocamento d .

4.3 Franjas de interferência

Tal como foi referido anteriormente, para se obter franjas de interferência é necessário capturar o campo de intensidade entre dois instantes de deformação da superfície do objecto, sendo que o primeiro instante é designado de estado de referência e o segundo estado de deformação. O valor absoluto da subtracção da nova imagem de referência, origina uma imagem com franjas de interferência, como a que se pode ver na Fig. 4.3. Adquirindo-se novas imagens e subtraindo-as à imagem de referência, a uma determinada taxa de aquisição, que no caso de ser à taxa normal de vídeo pode falar-se de franjas em tempo real. Desta forma é possível acompanhar em tempo real o comportamento dinâmico da superfície a ser medida, com a possibilidade de poder sempre reiniciar o processo.

As franjas obtidas neste processo, são chamadas de franjas em bruto “*raw fringes*”. Na Fig. 4.3 observam-se faixas claras e escuras que se denominam franjas de interferência. As franjas claras representam regiões de interferência construtiva e as faixas escuras representam as regiões de interferência destrutiva. Olhando para a imagem da Fig. 4.3, esta assemelha-se a um mapa topográfico, cujas franjas correspondem a curvas de nível que indicariam cotas de alturas. Neste caso, as franjas indicam a variação do padrão de *speckle* entre as imagens obtidos em dois momentos distintos, antes e depois da superfície sofrer algum deslocamento. A intensidade dos *pixels* varia desde tons claros até tons escuros e novamente até tons claros, podendo ser representado como um sinal sinusoidal com um certo valor médio não nulo tal como se pode ver pelo perfil traçado na Fig. 4.3.

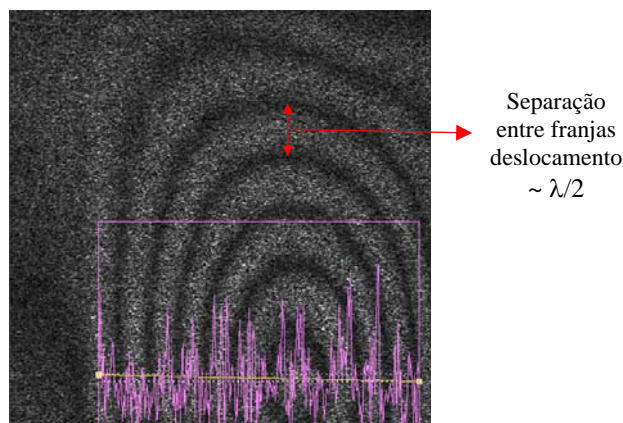


Figura 4.3. Mapa de franjas típico, com um perfil traçado na horizontal através das franjas de interferência.

4.4 Sistema de *ESPI*

4.4.1 Introdução

A interferometria por correlação de *speckle* provou ser uma alternativa válida à holografia convencional para a medição do deslocamento e deformação de objectos [11]. Quando se refere a interferometria holográfica, está-se a designar uma técnica que usa dois ou mais registos interferométricos para obter informação sobre o comportamento à superfície do objecto. A correlação dos padrões interferométricos pode ser feita através de uma das seguintes técnicas:

- **Tempo real**
- **Tempo médio ou média temporal(*Time Average*)**
- **Dupla exposição**

A técnica de correlação em tempo real implica a subtracção de imagens gravadas à taxa de aquisição de imagem de vídeo a uma imagem previamente registada da superfície do objecto. Esta técnica envolve o registo do padrão de *speckle* obtido por interferência entre o campo de *speckle* proveniente da reflexão do objecto, quando iluminado por uma fonte de luz coerente, e um campo de referência uniforme, obtido directamente da luz coerente. Este padrão de interferência é designado por padrão de interferência primário. A intensidade do padrão de *speckle* resultante é capturada pelo sensor de uma câmara, sendo a imagem obtida transferida para uma placa de processamento de imagem num computador aonde é guardada em memória e exibida num monitor. Depois do objecto sob estudo ter sido deformado, é registado um segundo padrão de intensidade, Δf , o qual é transferido para o computador para depois ser subtraído ao padrão previamente guardado, Δi . A correlação entre dois registos obtidos para diferentes instantes de carregamento do objecto originará um padrão de franjas de intensidade normalmente designado por padrão de interferência secundário. O interferograma resultante é então exibido no monitor como um padrão de franjas escuras designadas de franjas de correlação. Estas franjas representam pontos de igual deslocamento na direcção do vector de sensibilidade [12].

Na Fig. 4.2 apresenta-se um exemplo de dois desses padrões e o valor absoluto da sua subtracção.

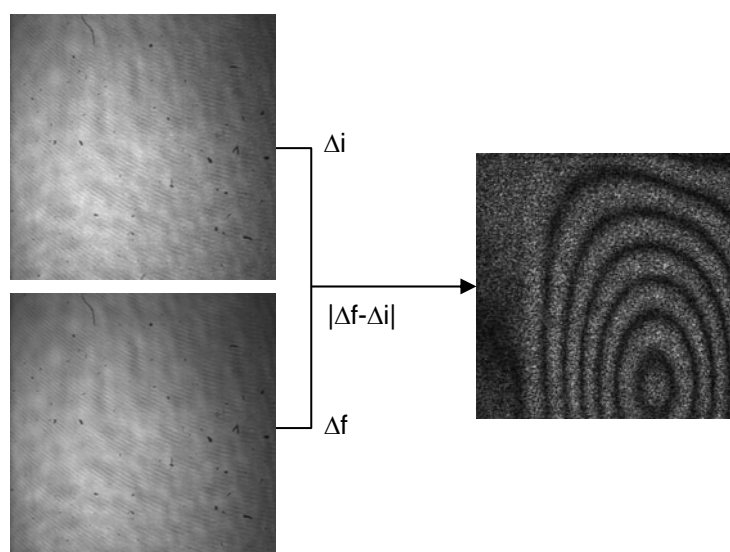


Figura 4.4. As duas primeiras imagens correspondem a dois padrões de *speckle* registados entre dois estados de deformação do objecto. A imagem com franjas corresponde ao valor absoluto da subtracção das duas primeiras.

Este método foi inicialmente investigado pela Universidade de Loughborough [13] e a partir do qual foram desenvolvidas diferentes configurações em função dada sua aplicação. A principal vantagem da técnica ESPI relativamente à técnica clássica da interferometria holográfica, está no facto de permitir a visualização em tempo real das franjas de correlação, sem requerer qualquer tipo de revelação fotográfica ou recolocação de placas holográficas, e na possibilidade da gravação numérica da informação, para processamento posterior. Esta facilidade de operação torna a técnica mais flexível, mais fácil de implementar e permite que possa ser estendida a problemas consideravelmente mais complexos de análise de deformações.

Dependendo da configuração óptica do sistema de ESPI, este pode ser sensível a deslocamentos fora do plano [14], ou a deslocamentos no plano [15]. Na Fig. 4.5 observa-se a configuração óptica típica para de um sistema de ESPI com sensibilidade a deslocamentos fora do plano. Neste, o padrão de *speckle* é criado pela interferência do feixe de luz coerente reflectida pela superfície, feixe objecto, e o feixe proveniente directamente do laser, feixe de referência.

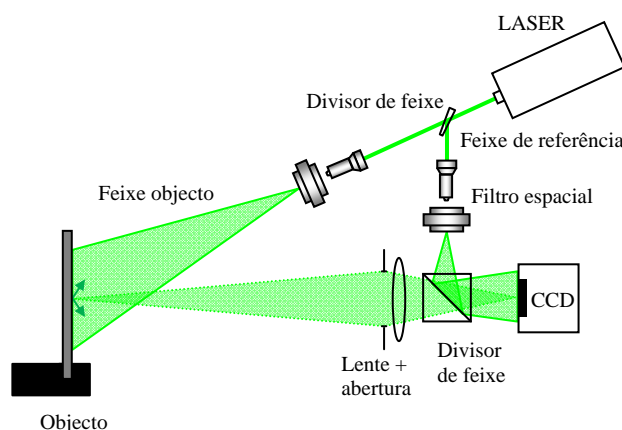


Figura 4.5. Configuração óptica de um sistema de ESPI sensível a deslocamentos fora do plano.

No caso de um sistema de ESPI sensível a deslocamentos no plano, o objecto é simultaneamente iluminado por dois feixes, os quais geram os seus próprios padrões de *speckle*, Fig. 4.6.

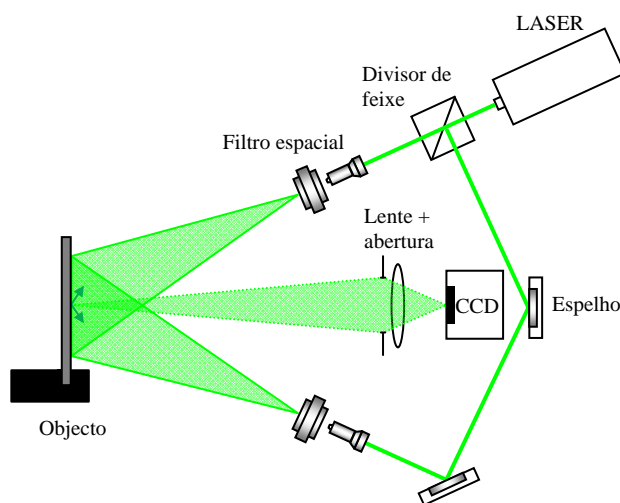


Figura 4.6. Configuração óptica do sistema de ESPI com sensibilidade a deslocamentos no plano

Para ângulos iguais de iluminação em relação à normal à superfície, o sistema só apresenta sensibilidade a deformações paralelas à superfície do objecto. Assim e de modo simples, o campo das extensões ou deformações no plano da superfície podem ser determinadas através do

cálculo do gradiente do campo de deslocamentos ocorridos entre dois instantes de carregamento do objecto.

Um sistema de ESPI é baseado na configuração de um interferómetro óptico de Michelson, com registo dos padrões de interferência em vídeo. As franjas obtidas entre registos resultam das alterações verificadas nos padrões de *speckle* devidas a fenómenos que podem ser estáticos ou dinâmicos e produzem alterações numa ou ambas as frentes de onda do interferómetro. As variações na distribuição espacial das franjas de interferência, devidas a alterações de fase entre as duas frentes de onda do interferómetro podem ser correlacionadas com o comportamento mecânico que ocorre à superfície do objecto [16].

O uso do registo em vídeo é atractivo pois, permite utilizar o alvo de uma câmara de vídeo para registar os padrões de interferência com a vantagem de registar hologramas à frequência de vídeo, com reconstrução electrónica dos hologramas. Desta forma, torna-se possível observar as franjas de correlação em tempo real, tornando a técnica bem adaptada para aplicações em que seja necessário ajustar parâmetros e rapidamente observar o seu efeito. Os sistemas de vídeo, têm sido usados com interferómetros de *speckle* para a análise em tempo real de vibrações mecânicas usando técnicas de tempo médio (*time average*).

Métodos interferométricos de *speckle* baseados no registo em vídeo, tais como o ESPI, permitem a medição de todo o campo de deformação de uma superfície em objectos difusos. Estas técnicas são hoje em dia amplamente utilizadas em diferentes domínios de aplicação. As técnicas de *speckle* têm vindo a ser aplicadas de forma crescente como ferramentas potencialmente valiosas para avaliações não destrutivas de estruturas (NDT), particularmente na indústria aeroespacial dada a falta de ferramenta capazes na avaliação da integridade estrutural dos materiais compósitos [17]. No entanto, esta técnica tem encontrado aplicações em quase todos os domínios. Nas figuras 4.7, 4.8 e 4.9 apresentam-se alguns exemplos de aplicações realizadas nos últimos anos no LOME. As aplicações mais comuns dentro da mecânica experimental, como é o caso do estudo dos modos próprios de vibração de pás de turbinas [18], ou o estudo das tensões residuais pelo método do furo [19], representadas na Fig. 4.7.

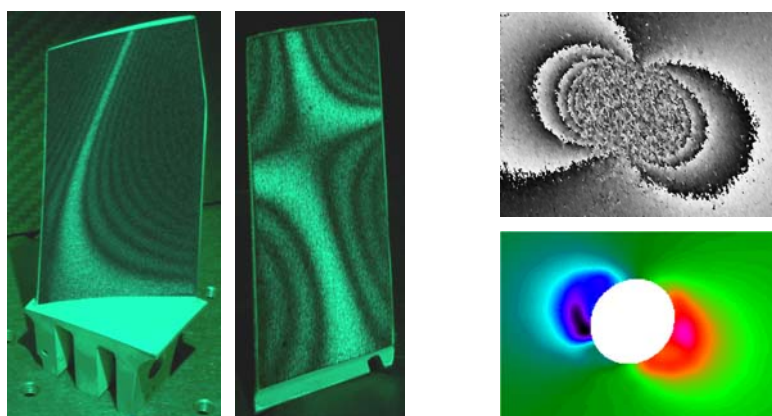


Figura 4.7. Modos de vibração de duas pás de turbina e medição de tensões residuais.

Por vezes estas técnicas têm sido aplicadas no estudo de novas matérias e novas estruturas, provando a flexibilidade e a sua potencialidade. Na Fig. 4.8 pode observar-se o ensaio de duas placas de material compósito, estruturas denominados de “*Porous Shells*”, dotados de uma estrutura triaxial destinadas ao fabrico de antenas para utilização no espaço, satélites e sondas espaciais. Os resultados apresentados resultaram de solicitações térmicas.

Mais recentemente, uma das áreas que mais tem beneficiado destas técnicas tem sido a Biomecânica, pelo facto destas serem técnicas de campo, de medição sem contacto e com elevada resolução.

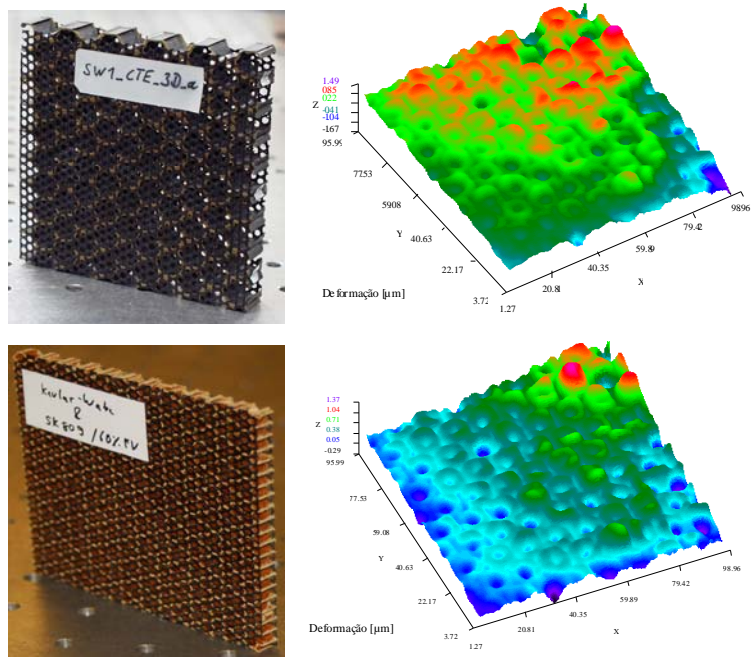


Figura 4.8. Imagens da deformação resultantes de solicitação.

Na Fig. 4.9 apresentam-se alguns resultados de estudos efectuados sobre o comportamento de uma mandíbula provocado pelo sistema de cargas musculares e de uma mandíbula integrada no crânio, estudo in vitro.

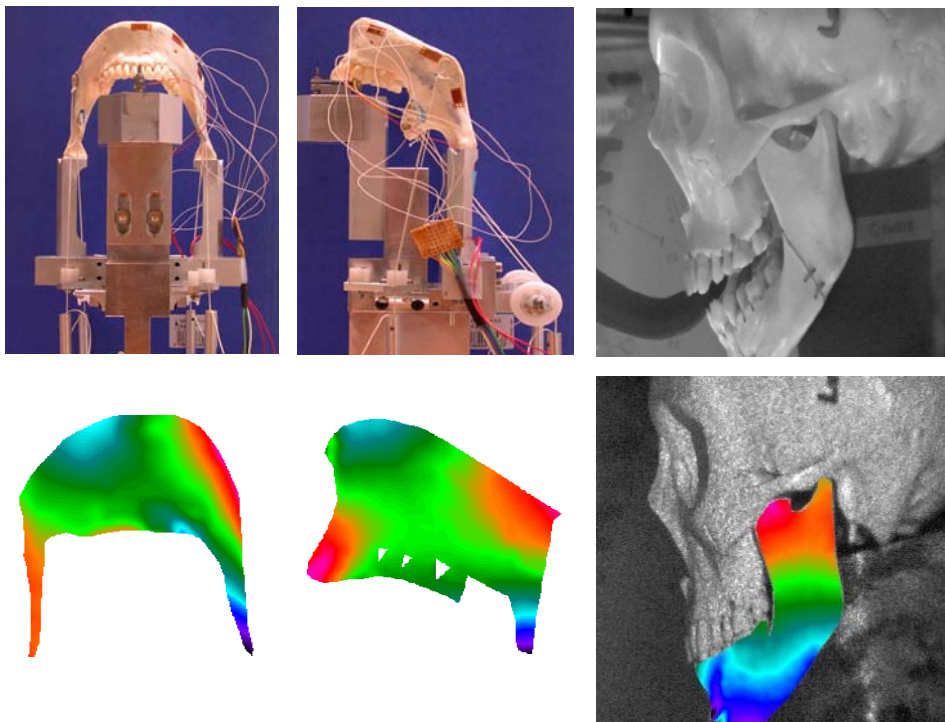


Figura 4.9. Exemplo de estudos na área da Biomecânica.

Tal como referido anteriormente, outra área de aplicação de grande interesse tem sido os ensaios não destrutivos. O interesse destas técnicas ópticas para a comunidade NDT resulta em grande parte na sua natureza de não necessitar de contacto, na velocidade relativamente rápida do processo de inspecção e na capacidade de usar técnicas digitais de processamento de imagem. Uma outra área na qual o ESPI se implantou como uma técnica óptica importante numa gama de aplicações de engenharia, é a análise de vibrações. No entanto, a técnica exige

um dispositivo óptico relativamente complexo, ver Fig. 4.5, com um grande número de componentes ópticos que devem ser mantidos num alinhamento bastante preciso durante a medição. Normalmente, os dispositivos experimentais são montados numa mesa óptica, o que permite isolar o sistema de medição e o objecto de teste de perturbações exteriores, reunindo as condições necessárias de estabilidade. Estes requisitos têm tendência a restringir a versatilidade destas técnicas, dado que o ruído ambiental resultante das vibrações dos edifícios e as correntes térmicas. Estes podem levar à descorrelação do *speckle*, reduzir o contraste e a estabilidade das franjas, conduzindo à perda total do sinal para extensões da descorrelação superiores que o diâmetro do grão do *speckle*.

Neste trabalho apresenta-se o desenvolvimento de dois sistemas, um sistema ESPI com sensibilidade fora do plano e um sistema de holografia digital. No sistema ESPI sensível a deslocamentos fora do plano, muitos dos componentes ópticos convencionais são substituídos por fibras ópticas e componentes afins. A inclusão de fibras reduz de forma drástica o número de componentes que necessitam de ajuste e isola o interferómetro do ruído exterior [20], para além de tornar os sistemas mais flexíveis e fáceis de operar. No sistema de holografia digital não é utilizado um sistema de formação de imagem, sendo esta obtida por reconstrução numérica.

4.4.2 Sistema ESPI de medição “fora do plano”

O princípio básico de funcionamento de sistema de ESPI convencional sensível a deslocamentos fora do plano tem por base a configuração óptica representada na Fig. 4.5. Um feixe laser coerente é dividido por meio de um divisor de feixe variável em dois braços, cada um dos quais é expandido por intermédio de objectivas microscópicas. Um dos feixes separados é filtrado por um filtro espacial e usado como referência, enquanto o outro ilumina o objecto de teste.

A luz reflectida na superfície do objecto é captada pelo sistema óptico, responsável pela formação da imagem no sensor da câmara, sendo combinado com o feixe de referência. A intensidade do padrão de *speckle* que resulta da interferência dos dois feixes é registada pela câmara e armazenado num sistema computadorizado de processamento digital de imagem. Este padrão de *speckle* transporta a informação correspondente à topografia da superfície do objecto de teste. Se a superfície do objecto sofrer alguma alteração e for gravado um segundo padrão de *speckle*, é possível correlacionar a intensidade do par de padrões de *speckle* gravados para extrair a informação relacionada com a deformação do objecto ocorrida entre os dois registos.

O sistema de ESPI convencional, tem de resolver totalmente o padrão de *speckle* de forma a dar origem a franjas de elevado contraste. A abertura limite do sistema de formação de imagem, determina o tamanho do *speckle* no plano do sensor. A abertura do sistema de lentes de formação de imagem tem de ser reduzida para que a maioria do espectro de frequências do *speckle*, portador da informação, esteja dentro da resolução do sensor de imagem, o qual é definido pela dimensão do pixel.

Existe uma relação óptima para a razão r entre as intensidades dos feixes de referência e do objecto no plano da imagem. Prova-se que o valor óptimo de r é 2, apesar de valores de r até 20 não degradarem gravemente o contraste das franjas. Para a técnica de tempo médio ou ESPI de adição de franjas, o valor óptimo de r é dado pela equação [21]:

$$r = \frac{\langle I_R \rangle}{\sigma_R}, \quad (5.1)$$

em que $\langle I_R \rangle$ é a intensidade média do feixe de referência no plano da imagem, e σ_R é o desvio padrão de I_R . Um requisito complementar na optimização da modelação em amplitude do *speckle*, é a de que a soma das intensidades dos feixes do objecto e da referência abranja toda a gama dinâmica do sensor de vídeo. No ESPI convencional, a razão entre as intensidades dos feixes de referência e do objecto pode ser controlada através de um divisor de feixe variável ou filtros, sendo a soma das intensidades controlada através do ajuste da potência do laser. Desta forma, pode optimizar-se a razão entre o sinal e o ruído de modo a obter o máximo contraste nas franjas de *speckle*.

Tal como foi referido anteriormente, para melhor caracterizar a deformação/movimento na superfície do objecto é necessário determinar a fase do padrão de speckle. Porém, os sensores de vídeo só possuem a capacidade de registar a intensidade do padrão de speckle. Este terá de ser determinada de forma indirecta através de técnicas de modulação de fase (phase shifting, phase stepping,..). Num sistema de ESPI convencional isto é obtido através de um dispositivo que permita realizar modulação de fase, o qual consiste num espelho montado num elemento piezoeléctrico (PZT) e que nos vai permitir modular um dos feixes.

4.4.3 Sistema ESPI de medição “fora do plano” com fibra óptica

Quando se fala em sistema de ESPI com fibra óptica, está-se a referir à substituição de alguns dos componentes convencionais por fibras ópticas e componentes afins. Na Fig. 4.10 representa-se a configuração óptica de um sistema de ESPI no qual o feixe de referência é introduzido por intermédio de uma fibra óptica monomodo. Comparativamente à configuração representada na Fig. 4.5, pode verificar-se que existe uma significativa simplificação do sistema relativamente ao caminho do feixe de referência. Neste caso, no caminho óptico do feixe objecto foi adicionado o sistema de modulação de fase, a qual é realizada por translação de um espelho actuado por um elemento piezoeléctrico (PZT).

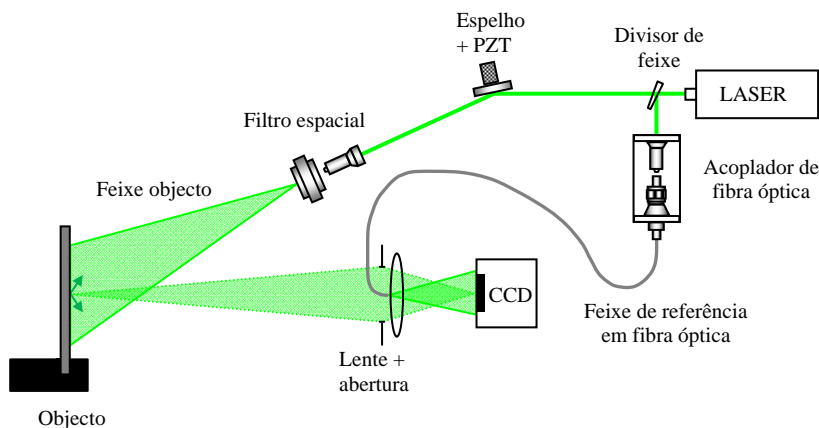


Figura 4.10. Configuração óptica de um sistema de ESPI com a referência em fibra óptica.

As fibras ópticas permitem guiar a luz com reduzida atenuação, devendo, no sistema de ESPI, permitir guiar o feixe laser eficientemente e sem degradação das suas propriedades de coerência, modulação, ou estado de polarização [22]. Neste sistema, o acoplador de fibra óptica é um componente fundamental, sendo constituído por um microposicionador de elevada precisão, uma objectiva microscópica e um suporte para a fibra óptica, a fim de garantir um acoplamento eficaz entre o feixe laser e a fibra.

O sistema apresentado na Fig. 4.10 é susceptível de uma maior simplificação, exigindo, no entanto, componentes ainda mais específicos, o que tornaria o sistema mais oneroso. Na Fig. 4.11 apresenta-se um sistema equivalente ao anterior, sendo os caminhos ópticos

realizados todos em fibra óptica. Esta configuração inclui alguns componentes vitais, um deles é o acoplador direccional, que é o equivalente em fibra óptica ao divisor de feixe. O acoplador direccional consiste em dois núcleos de fibra, que são colocados suficientemente perto um do outro por meio de fusão ou polimento de modo a que se forme uma estrutura composta de guia de onda, na qual, a potência é transferida do núcleo de uma fibra para o outro. No sistema em causa, foi utilizado um acoplador direccional (SIFAM-Fiber optics division) com fibra monomodo e com uma relação fixa de 90/10 na separação de potência entre os dois braços [20]. Um componente essencialmente mecânico foi projectado para introduzir atenuação no feixe de referência. Este permite criar microcurvatura na fibra, originando perdas, controlando-se assim a potência do feixe de referência que ilumina o sensor da câmara [23]. Um cilindro PZT no qual é enrolada a fibra óptica é usado para criar a modulação de fase por variação do caminho óptico. Quando uma tensão é aplicada ao cilindro PZT, as suas dimensões alteram-se e modificam o estado de tensão da fibra. Esta alteração modifica o comprimento da fibra óptica, alterando assim o comprimento do percurso óptico do feixe de referência [24].

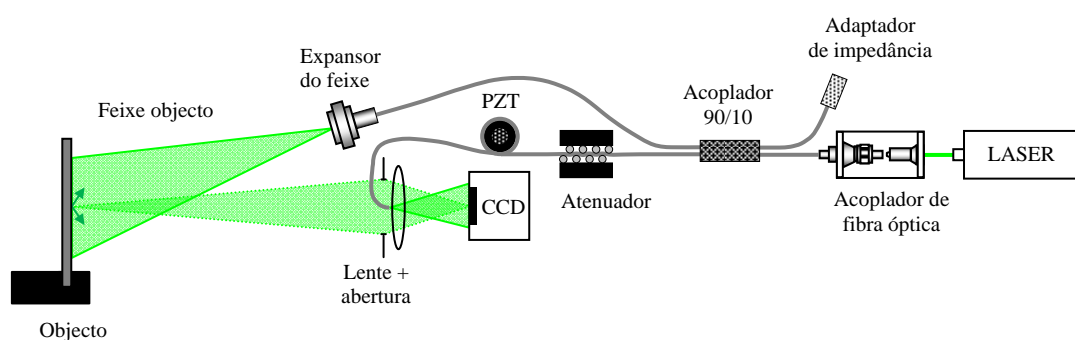


Figura 4.11. Configuração óptica de um sistema de ESPI em fibra óptica.

O expansor do feixe, colocado no extremo da fibra que ilumina o objecto, normalmente uma lente divergente, é destinado a controlar a divergência do feixe de saída, de forma a poder ajustar o tamanho da área de iluminação.

A configuração óptica representado na Fig. 4.11 apresenta-se como uma solução ideal de implementação de um sistema de ESPI. No entanto esta apresenta como principais limitações, a rigidez do controlo das potências dos dois feixes e a falta de modularidade do sistema necessária de modo a cobrir várias valências. Para além destas, a construção de um sistema equivalente ao representado na Fig. 4.11, obrigaria ao fabrico de componentes específicos, o que tornaria o preço final proibitivamente elevado.

4.4.4 Realização da referência

Num sistema de ESPI convencional, o feixe de referência deve iluminar uniformemente o sensor de vídeo de uma câmara e garantir que as frequências espaciais obtidas na interferência se situem dentro da largura de banda espacial disponível, a qual é definida pela dimensão e número de pixéis do sensor de vídeo. A configuração que optimiza a razão sinal/ruído, corresponde à do feixe de referência divergente do ponto conjugado do sistema óptico, situado no centro geométrico da abertura do sistema que forma a imagem do feixe objecto [16].

Com o propósito de garantir um bom contraste nas franjas de interferência e aumentar a flexibilidade das montagens ópticas, foram propostas várias soluções. Na maioria delas, o feixe de referência é alinhado com o eixo do sistema óptico formador de imagem, diferindo nos elementos ópticos utilizados no seu encaminhamento. Dentro das soluções mais utilizadas podem considerar-se:

- Divisor de feixe em cunha: componente óptico de faces não paralelas, o que evita que as múltiplas reflexões que ocorrem no seu interior possam interferir com a frente de onda emitida.
- Cubo divisor de feixe: elemento constituído por dois prismas triangulares colados com um elemento óptico (resina, filme, etc.), o que permite para um dado comprimento de onda obter uma relação fixa entre o feixe transmitido e o feixe reflectido.
- Espelho plano com um orifício central [16].
- Aberturas múltiplas [16].
- Fibra óptica.
- etc.

A utilização de um sensor do tipo CCD ou CMOS no registo digital de hologramas implica um cuidado especial no ajuste da montagem óptica. A resolução máxima destes sensores é cerca de duas ordens de grandeza inferior à das emulsões holográficas convencionais. Assim, os dois feixes que formam o interferómetro deverão ser alinhados de forma a obter um padrão de interferência primário compatível com a resolução espacial do fotodetector. O ângulo entre os dois feixes não deverá exceder 1° [25].

Nestes dispositivos, ao contrário da holografia convencional, é necessária uma lente formadora de imagem. Esta lente é usada para manter a frequência espacial do padrão interferométrico dentro da largura de banda do fotodetector, sendo a sua abertura finita ajustada para controlar o diâmetro do grão de *speckle*, que, como já foi referido, deverá ter um tamanho compatível com a dimensão do pixel, de forma a obter o máximo de modulação.

O centro das lentes de formação de imagem pode ser removido sem comprometer significativamente a imagem [26]. Deste modo, pode usar-se essa região, eixo óptico, para introduzir uma fonte de referência pontual. Esta forma de combinar os feixes utiliza a luz de forma mais eficiente, dado que o feixe de referência não passa por nenhum componente óptico até chegar ao sensor, evitando reflexões secundárias e a degradação da frente de onda resultante da difracção causada pelas partículas de pó que se depositam nas superfícies ópticas. Além disso, a fibra monomodo produz uma frente de onda esférica limpa sem bloquear o feixe objecto.

4.4.5 Alinhamento do sistema ESPI

No alinhamento de um sistema ESPI deve-se ter em conta a necessidade de garantir iguais comprimentos para os percursos dos feixes objecto e referência [6]. Para tal, é necessário restringir a diferença de percurso entre os feixes objecto e referência a zero ou múltiplo do comprimento de coerência do laser, caso contrário, as franjas de interferência apresentarão menor contraste e, no limite, não se observarão franjas de interferência. De igual forma, deverá garantir-se que ambos os feixes possuem o mesmo plano de polarização na superfície do detector. Esta condição apresenta-se como válida para a grande maioria das superfícies e matérias a ensaiar, havendo poucas excepções, as quais podem ser resolvidas utilizando fibras com elevada birefringência.

Um dos aspectos mais difíceis no alinhamento de um sistema de ESPI com referência em fibra óptica, é satisfazer o requisito de que o feixe de referência deve divergir do centro da lente formadora de imagem e iluminar uniformemente o sensor da câmara. A sua implementação é

realizada na prática através da observação no centro da imagem da extremidade da fibra óptica, e simultaneamente através da obtenção de uma iluminação uniformemente .

4.5 Princípio da Interferometria Speckle

No sistema ESPI para medição de deslocamentos fora do plano, a interferência é criada entre o feixe objecto, proveniente da superfície do objecto, e o feixe referência, obtido directamente da fonte de luz coerente. Quanto ao sistema ESPI para medição de deslocamentos no plano, a interferência é criada através de dois feixes usados na iluminação da superfície, sendo um utilizado como referência do outro. Para ambos os casos, os feixes referência e objecto podem ser descritos pelas seguintes expressões:

$$A_r = a_r \exp(i\phi_r) \quad (4.12)$$

e

$$A_o = a_o \exp(i\phi_o) \quad (4.13)$$

em que a_i é a amplitude ϕ_i é a fase e os índices r e o representam respectivamente a referência e o objecto. Da combinação de ambos os feixes no plano de observação obtêm-se uma distribuição de intensidade, proporcional ao quadrado da amplitude, e que pode ser descrita pela seguinte expressão:

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |A_o + A_r|^2 \\ &= a_o^2 + a_r^2 + A_o A_r^* + A_r A_o^* \end{aligned} \quad (4.14)$$

Na equação anterior, os dois primeiros termos representam a autocorrelação de ambos os feixes, enquanto os dois últimos são os termos de correlação cruzada e contêm informação sobre a superfície do objecto. O termo $A_o A_r^*$, onde o símbolo “*” representa o complexo conjugado, contém toda a informação sobre o feixe objecto.

A distribuição de intensidade descrita pela equação (4.14), é registada pelo sensor da câmara, convertida num sinal eléctrico e enviado para uma placa de aquisição de imagem, sendo convertida em níveis de cinzento e armazenado na memória do computador. Cada imagem é representada por uma matriz de *pixels* com o formato e resolução do sensor da câmara. Todo o processo de aquisição e processamento é controlado por *software* dedicado.

A introdução de uma onda de referência provoca uma mudança significativa no comportamento do padrão de *speckle* quando o objecto é deformado. Dado que o padrão de *speckle* que se observa resulta da interferência de dois campos coerentes, a intensidade do campo resultante depende da distribuição relativa da fase dos campos adicionados. Se entre dois instantes ocorrer deformação do objecto, a fase relativa dos dois campos vai alterar-se, originando uma variação em intensidade do padrão resultante. O padrão de *speckle* deformado coincidirá com padrão inicial se a variação da diferença de caminhos for um múltiplo inteiro de λ (comprimento de onda), e ocorrerá uma alteração total do contraste para uma variação múltipla ímpar de $\lambda/2$. A interferometria de padrão de *speckle* baseia-se na medição das alterações num padrão de *speckle*, obtido através da sobreposição coerente de dois campos independentes, e é função da diferença de fase entre os dois campos. As franjas na interferometria de *speckle* surgem da correlação das duas distribuições de intensidade dos dois padrões de *speckle*, obtidas entre dois estados de deformação do objecto. Para que sejam obtidos padrões de franjas de interferência os padrões de *speckle* envolvidos deverão ter correlação, a perda desta característica conduz ao aparecimento de ruído que destrói progressivamente o padrão de franjas.

Nas medições em tempo real é possível visualizar que os grãos de *speckle* se movem aleatoriamente à medida que o objecto é perturbado originando uma alteração de fase entre os dois feixes, observando-se o correspondente movimento de franjas. Para solicitações estáticas ou quase-estáticas, em que os padrões de *speckle* são registados antes e depois da deformação, são usadas técnicas de correlação para produzir franjas, i.e. adição e subtracção de padrões de *speckle*. Nestes casos, é possível acompanhar a deformação do objecto em tempo real através da subtracção da intensidade do padrão de *speckle* capturado à intensidade do padrão de *speckle* do estado de referência. Desta forma, é possível acompanhar a forma das franjas e a sua alteração durante a deformação do objecto.

Para vibração de objectos cujo período de oscilação seja substancialmente inferior ao tempo de aquisição de imagem, é sempre possível visualizar as franjas de interferência recorrendo à técnica de tempo médio ou, mais correctamente, média temporal (*time average*).

A técnica designada por modulação de fase (*phase-shifting*) permite extrair a fase do padrão de *speckle* em cada registo. A partir da correlação dos mapas de fase entre dois registos obtêm-se o mapa de fase correspondente à deformação ocorrida no objecto. A fase do padrão de *speckle* é calculada com base na técnica de modulação de fase, sendo necessário obter diferentes registos da intensidade. A intensidade do padrão de *speckle* resultante I_1 para o estado de referência pode ser determinada com base na seguinte expressão:

$$I_1 = I_0 + I_r + 2\sqrt{I_0 I_r} \cos \phi \quad (4.15)$$

em que $I_0 = U_0 U_0^*$ e $I_r = U_r U_r^*$ são as intensidades médias do feixe objecto e do feixe de referência respectivamente e ϕ é uma fase composta entre eles, a qual incorpora um termo de fase do *speckle* que varia aleatoriamente ao longo da imagem, designado de termo de interferência cruzada. Refira-se que devido à sua origem, a fase ϕ apresenta uma distribuição aleatória, o que impede ser correlacionada entre grãos de *speckle* vizinhos. Contudo, a variação de fase $\Delta\phi$ que ocorre entre dois estados de deformação do objecto pode ser determinado através da correlação de dois registos. Assim, tendo por base a equação 4.15, que define a intensidade para o estado de referência, podemos agora definir a intensidade do padrão de *speckle* obtido para o estado de deformação do objecto:

$$I_2 = I_0 + I_r + 2\sqrt{I_0 I_r} \cos(\phi + \Delta\phi) \quad (4.16)$$

em que:

ϕ : Diferença de percurso óptico devido ao comprimento geométrico dos braços e à rugosidade do objecto $\phi = \phi_o - \phi_r$.

$\Delta\phi$: Causado pela deformação do objecto.

O padrão de franjas de intensidade é obtido através da expressão:

$$I = |I_2 - I_1| = \left| 2\sqrt{I_0 I_r} [\cos(\phi + \Delta\phi) - \cos(\phi)] \right| \quad (4.17)$$

Quando $\Delta\phi = 2n\pi$, em que n é um número inteiro, a intensidade resultante é zero, correspondendo às franjas escuras. A correlação mínima ocorre quando $\Delta\phi = (2n+1)\pi$ e a intensidade resultante será máxima, correspondendo às franjas claras. Assim a equação (4.17) representa um padrão de franjas no qual as franjas representam áreas onde ocorreu uma alteração de fase múltipla de 2π entre os campos obtidos para dois estados distintos de deformação do objecto.

Opta-se pela subtracção dos campos de intensidade uma vez que o contraste das franjas é significativamente mais pobre na adição, dado que a intensidade de fundo não é eliminada

Um dos problemas inerentes a todos os sistemas de ESPI é incapacidade de distinguir entre franjas de deformação e franjas causadas pelo movimento de corpo rígido. Este facto pode levar a resultados incorrectos, pelo que se deve ter sempre em conta este efeito quando se programa um ensaio.

Um outro problema que pode surgir num sistema de ESPI está relacionado com o fraco contraste das franjas. Para analisar eficientemente as franjas, estas devem ter um contraste relativamente elevado. Os principais factores que contribuem para um baixo contraste nas franjas são:

- Baixa intensidade dos feixes
- Utilização parcial da gama dinâmica do detector;
- Diferença de intensidades entre os dois feixes
- Instabilidade térmica e mecânica.

Dado que a técnica de ESPI é baseada na técnica de correlação de *speckle*, são produzidos resultados com nível elevado de ruído. De qualquer forma, é possível obter padrões de franjas em tempo real de muito boa qualidade e com elevado contraste. Quando os mapas de fase são pós-processados por ferramentas dedicadas de processamento, permite obter informações sobre as características mecânicas do objecto estudado e sobre o seu comportamento sob acção de solicitações externas; variação de temperatura ou aplicação de cargas.

4.6 As técnicas holográficas no estudo de vibrações e fenómenos dinâmicos

4.6.1 Tempo médio

Esta forma de correlacionar os registos provenientes de um objecto em vibração harmónica também é conhecida por média temporal. Esta tradução da designação anglo-saxónica, *time average*, é mais acertada e mais condizente com o que é realmente executado. As técnicas de interferometria holográfica, sendo técnicas de campo e sem contacto, estão particularmente bem adaptadas ao estudo de fenómenos dinâmicos. Estas têm provado estarem bem adaptadas à Mecânica Experimental, permitindo a medição em condições de carga estática ou dinâmica.

Para registar hologramas em tempo médio o objecto é posto a vibrar harmonicamente em regime estacionário num dos seus modos próprios durante a exposição do holograma. Desta forma, a frente de onda do objecto é modulada pela vibração deste e pode ser descrita pela expressão:

$$A_o = a_o \exp(ik\gamma z \cos \omega t) \quad (4.18)$$

sendo ω a frequência de vibração do objecto, z a amplitude de vibração e γ um termo que depende da direcção de iluminação e observação.

Se o período de vibração for muito menor que o tempo de exposição, vários ciclos de vibração serão integrados e registados em cada holograma. Desta forma, o movimento vibratório é integrado ao longo do período de aquisição da imagem, obtendo-se uma distribuição de franjas de intensidade definidas pela seguinte equação:

$$I(x, y) \propto |a_o|^2 J_o^2[k\gamma z] \quad (4.19)$$

Nesta equação, J_o representa a função de Bessel de ordem zero, que resulta da modulação de frequência durante o processo de registo. Na Fig. 4.12 representa-se a função de Bessel de

ordem zero e o seu quadrado. Em registos de tempo médio cada franja representa pontos de igual amplitude de vibração. Dado que vários ciclos de vibração são integrados em cada registo, não é possível com este registo extrair a fase do movimento.

Os hologramas de tempo médio têm um aspecto peculiar devido à modulação de intensidade da função de Bessel. A primeira franja é cerca de cinco vezes mais intensa que a segunda, tal facto, pode ser observado na Fig. 4.8, aonde as franjas mais claras representam pontos nodais da vibração (pontos estacionários) e as franjas escuras correspondem a pontos que sofreram variação de amplitude durante o registo.

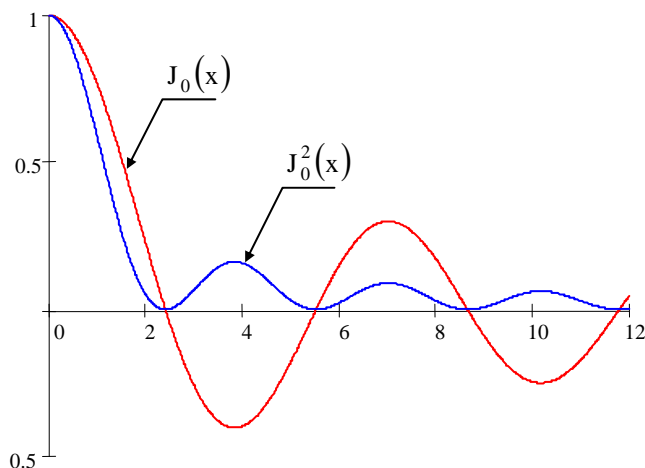


Figura 4.12. Representação gráfica da função de Bessel de ordem zero e do seu quadrado.

Com esta técnica é possível obter as formas naturais de vibração de uma estrutura, fazendo um varrimento da frequência de excitação e registando os padrões correspondentes a cada frequência própria. Estas frequências são facilmente identificadas durante a medição pelo aumento da amplitude de vibração.

Quando comparadas com as técnicas convencionais de análise modal, as técnicas de interferometria holográfica têm a vantagem de serem técnicas de medição globais e sem contacto, pelo que não é necessário qualquer transdutor montado na superfície deste [27]. Esta característica é muito importante quando se estudam objectos de pequena massa, cujo comportamento dinâmico é facilmente alterado pela colocação de transdutores. Esta técnica é igualmente muito útil na detecção das características estruturais que influenciam o comportamento dinâmico dos objectos [28,29].

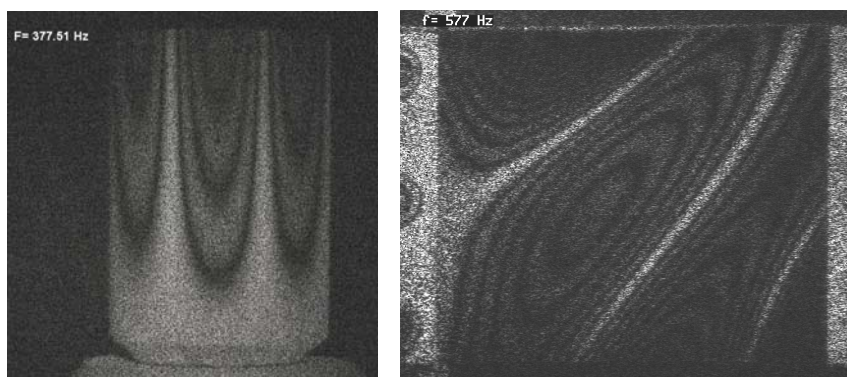


Figura 4.13. Registo em tempo médio dos modos próprios de vibração. Reservatório cilíndrico em Al com uma espessura de 0,1mm e placa em compósito

Na Fig. 4.13 estão representados dois exemplos de registo em tempo médio para a obtenção dos modos próprios de um reservatório cilíndrico de pequena espessura, uma lata de

refrigerante e uma placa de material compósito. A excitação em ambos os casos foi realizada sem contacto através de um altifalante.

4.6.2 Dupla exposição

Quando se pretendem estudar fenómenos rápidos como é o caso do estudo de fenómenos transitórios, a correlação por dupla exposição é a mais indicada. Esta técnica é utilizada com lasers pulsados e permite aceder à distribuição de deslocamentos entre dois instantes conhecidos [30]. Nas Fig. 4.14 e 4.15 apresentam-se, respectivamente, um exemplo de análise modal de um violino, [31], e de uma serra circular utilizando a técnica ESPI pulsado. No entanto, as aplicações são diversas e podem ir desde o estudo de propagação de ondas em materiais, ao ensaio não destrutivo [18, 32, 33].

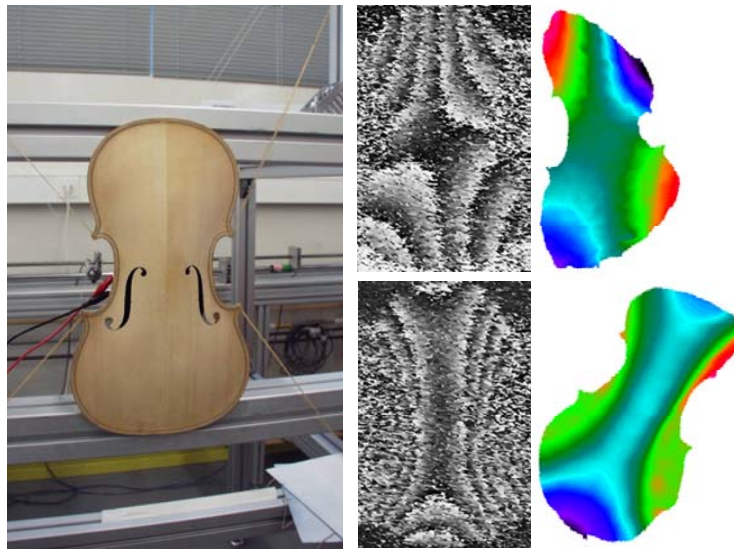


Figura 4.14. Análise modal de um violino, por dupla exposição.

A técnica utiliza apenas dois registos da superfície o que exige rotinas de cálculo de fase especiais. Nos casos referidos anteriormente, é utilizada uma rotina baseada no ajuste sinusoidal de uma portadora espacial para calcular a diferença de fase entre dois hologramas. Esta portadora é gerada no padrão de franjas primárias através da colocação da referência ligeiramente rodada em relação eixo óptico da lente [18, 33].

Na técnica de correlação por dupla exposição, são registados dois instantes diferentes da deformação do objecto. A subtracção dos dois interferogramas é feita posteriormente, resultando num padrão interferométrico que descreve a distribuição de deslocamentos que o objecto sofreu entre as duas exposições. Representando os dois interferogramas registados por A_{01} e A_{02} , à semelhança das equações (4.12) e (4.13), depois da sua correlação obtém-se a distribuição de intensidades, a qual será dada pela expressão [28]:

$$I \propto K \left\{ 1 + \cos \left[k (\varphi_{02} - \varphi_{01}) \right] \right\} \quad (4.20)$$

em que K é um termo constante e $k = 2\pi/\lambda$ é o vector de onda. O argumento em coseno representa a diferença de fase entre os dois interferogramas. Na figura 4.15 mostram-se resultados obtidos na análise modal de uma serra circular para madeira.

A introdução de uma portadora espacial nas franjas primárias permite extrair posteriormente, através da sua desmodulação, a fase do deslocamento ocorrido entre os dois registos. Como alternativa à técnica descrita anteriormente, a modulação pode ser criada nas franjas secundárias, através da alteração do caminho óptico entre registos [18, 33].



Figura 4.15. Análise modal de uma serra circular por dupla exposição.

No entanto, esta técnica possui uma eficiência luminosa muito baixa, requerendo ainda um tipo de laser especial, os lasers pulsados. Estes lasers emitem feixes de elevada energia em períodos de tempo muito curtos (20 ns no caso de um laser de Rubi), tornando possível monitorizar fenómenos rápidos, de tal forma, que podem ser considerados como parados durante o tempo de exposição. Por razões históricas, o laser o mais conhecido é o de Ruby, o qual pode gerar impulsos com a energia de alguns Joules e com uma frequência máxima de cerca de 4 pares de impulsos por segundo. Estes lasers são bastante utilizados em holografia, mas devido à sua baixa taxa de repetição não permitem a visualização de franjas em tempo real. No entanto, o laser de Ruby é fácil de sincronizar pelo fenómeno a ser estudado, sendo esta a maior razão pela qual foi largamente usado. Outro tipo de laser que tem vindo a ser desenvolvido e pode ser utilizado no estudo de fenómenos transientes é o laser de Nd:YAG. Hoje em dia estes lasers podem ser operados com taxas de repetição até 300 Hz e energias por impulso que podem atingir 100 Joules. Progressos recentes na indústria laser permitiram construir lasers de Nd:YAG bombeados por díodos laser. Desta forma é hoje possível construir sistemas laser de Nd:YAG muito compactos com elevada energia por impulso.

4.6.3 Medição dinâmica do campo de deslocamentos

A medição do deslocamento em fenómenos rápidos, como impactos e vibrações, é concretizada através da iluminação pulsada com gravação em duplo impulso [34-37]. Na impossibilidade de aplicar a técnica temporal de salto de fase, uma portadora espacial é introduzida no interferograma primário, criado por uma pequena rotação entre o feixe de referência e o feixe objecto, com o objectivo de posteriormente extrair o mapa de fase do interferograma. Na Fig. 4.16 está representada a configuração padrão de um interferómetro *Speckle* para medição dinâmica do deslocamento fora do plano.

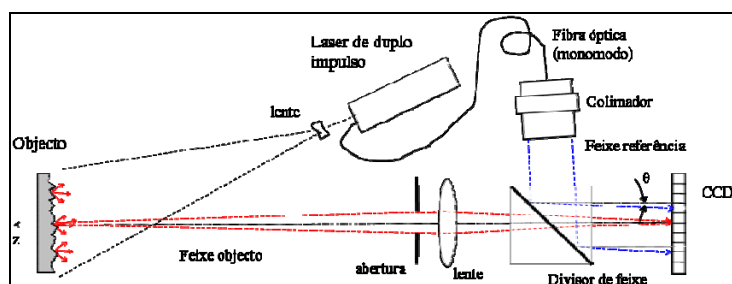


Figura 4.16. Configuração do interferómetro de *Speckle* para medição dinâmica do deslocamento fora do plano.

Nesta configuração do interferómetro de *Michelson*, um LASER gera um par de impulsos

de elevada energia (1 *Joule*) separados no tempo desde $1\mu s$ a $800\mu s$. O curto tempo entre impulsos torna a técnica imune a vibrações externas de baixa frequência. Cada impulso tem a duração típica de $20ns$, permitindo registar nesse instante o movimento como que parado no tempo. Uma câmara rápida está sincronizada com o LASER para registar os dois impulsos. Todo o sistema é comandado a partir de um sinal externo de sincronismo, criado a partir de parâmetros pré-estabelecidos do fenómeno em estudo.

A fase do interferograma primário é determinada através da remoção da portadora espacial e concretizada por via de duas metodologias, a saber:

- Método de modulação espacial de fase;
- Método espacial da transformada de Fourier.

No método de modulação espacial de fase, a rotação θ é previamente ajustada de forma a criar uma variação discreta de fase $\alpha = \pi/2$ entre píxeis adjacentes. A abertura tem uma dimensão pequena para garantir que cada grão de *Speckle* englobe pelo menos 4 píxeis na direcção pretendida para a modulação[38]. O facto do método necessitar de usar *Speckle* de grande dimensão, implica que a resolução espacial e precisão da medição sejam menores. Contudo, estas podem sempre ser melhoradas através do uso de câmaras com mais píxeis de dimensão menor. Se um ângulo θ for aplicado segundo um dos eixos cartesianos, Fig. 4.16, a portadora espacial nesse eixo será dada por $f_0 = \text{sen}(\theta)/\lambda$. Para este caso, a fase do interferograma primário nos instantes de referência R e deformada D , pode ser calculada com base no método do salto de fase de 3 imagens:

$$\Phi_i(x, y) = \arctg\left(\frac{I_i(x - \Delta x, y) - I_i(x + \Delta x, y)}{I_i(x - \Delta x, y) + I_i(x + \Delta x, y) - 2I_i(x, y)} \text{tg} \frac{\alpha}{2}\right) \quad i = R, D \quad (4.21)$$

Onde Δx é o passo do píxel na direcção x e $\alpha = 2\pi\Delta x f_0$.

Na verdade, a portadora não se mantém constante ao longo dos três píxeis e nem entre os dois registos holográficos, o que torna este método pouco preciso. Em alternativa, o método espacial da transformada de Fourier, apesar de mais dispendioso em tempo de cálculo, mostra ser mais eficaz na determinação da fase [39,40]. A partir da distribuição da intensidade de interferência e após incluir a portadora espacial de frequência f_0 segundo o eixo x , obtém-se:

$$I(x, y) = I^{Obj}(x, y) + I^{Ref}(x, y) + 2\sqrt{I^{Obj}(x, y)I^{Ref}(x, y)} \cos[\psi(x, y) + 2\pi f_0 x] \quad (4.22)$$

A decomposição do co-seno permite escrever a função intensidade numa forma mais concisa, isto é:

$$I(x, y) = a(x, y) + c(x, y)e^{j(2\pi f_0 x)} + c^*(x, y)e^{-j(2\pi f_0 x)} \quad (4.23)$$

com;

$$a(x, y) = I^{Obj}(x, y) + I^{Ref}(x, y)$$

$$c(x, y) = \sqrt{I^{Obj}(x, y)I^{Ref}(x, y)} e^{j\psi(x, y)} \quad (4.24)$$

em que o símbolo $*$ representa o complexo conjugado da função.

O isolamento da fase da interferência holográfica $\psi(x, y)$ da fase da portadora ou de referência $2x\pi f_0$, segundo ou terceiro termos na expressão 4.23, é realizado de forma mais eficaz no domínio do número de onda, recorrendo à transformada discreta de Fourier a duas dimensões (FFT). A fase $\psi(x, y)$ está modelada numa banda espectral f_s em torno da portadora

espaçial f_0 . A largura desta banda é controlada através do ajuste da abertura do sistema óptico, a sua dimensão obriga que a portadora espacial seja $f_0 > 2f_s$, para garantir a separação das componentes de mais baixa ordem, representado pelo primeiro termo da expressão 4.23. No limite, a frequência espacial máxima de gravação será $f_{max} > 1/2\Delta x$, de acordo com teorema de Nyquist. Isto significa que a frequência espacial da fase está limitada a $f_s > f_{max}/6\Delta x$, em que o tamanho do grão de Speckle deverá ser pelo menos de 6 píxeis. A desmodulação da fase da interferência é realizada isolando a informação espectral em torno da portadora espacial, fixando uma mascara de filtragem, e posterior translação para a origem dos eixos e cálculo da transformada inversa de Fourier (FFT⁻¹). Esta operação é equivalente à remoção da portadora espacial do holograma. A introdução do cálculo da transformada de Fourier na expressão 4.23 permite explicitar a intensidade da interferência no domínio do número de onda:

$$I(u, v) = A(u, v) + C(u, v) + C^*(u, v) \quad (4.25)$$

em que u e v representam a ordem do número de onda na direcção horizontal e vertical, respectivamente. Após a translação para a origem da informação espectral de fase e cálculo da transformada inversa de Fourier, obtém-se [39]:

$$c(x, y) = \frac{1}{2}b(x, y)e^{j\varphi(x, y)} \quad (4.26)$$

Onde $b(x, y) = \sqrt{I^{obj}(x, y) \cdot I^{ref}(x, y)}$, representa a intensidade de fundo. A fase da interferência primária dos dois registos holográficos, estado de referência R e estado de deformada D , pode agora ser calculada através:

$$\Phi_i(x, y) = \arctg \frac{\text{Im}(c_i(x, y))}{\text{Re}(c_i(x, y))} \quad i = R, D \quad (4.27)$$

A fase da deformação $\Delta\phi(x, y)$ é obtida através da subtracção da fase de interferência da deformação $\Phi_D(x, y)$ da fase de interferência da referência $\Phi_R(x, y)$, de acordo com a seguinte expressão:

$$\Delta\phi(x, y) = \begin{cases} \Phi_D(x, y) - \Phi_R(x, y) & \text{se } \Phi_D(x, y) \geq \Phi_R(x, y) \\ \Phi_D(x, y) - \Phi_R(x, y) + 2\pi & \text{se } \Phi_D(x, y) < \Phi_R(x, y) \end{cases} \quad (4.28)$$

Um sistema comercial [8] existente no LOME (Laboratório de Óptica e Mecânica Experimental), semelhante à configuração representada na Fig. 4.16, foi usado para registar a propagação de ondas de flexão numa placa de alumínio. Um excitador electromagnético (Shaker), comandado por um sistema de sincronismo, aplica uma força impulsiva na direcção transversal ao plano da placa. O sinal de sincronismo é ajustado de forma a poder registar o primeiro holograma antes do impacto, inexistência de deformação na placa, e o segundo holograma após o impacto, placa deformada [37].

Para a placa fixa em todo o bordo exterior, foram obtidos os dois registos holográficos da propagação das ondas de flexão ao longo da placa. O mapa de fase do interferograma secundário é determinado a partir dos dois registos e seguindo o método da transformada de Fourier, conforme se apresenta no diagrama da Figura 4.17.

A codificação do mapa descontínuo da fase numa escala de pseudo-cor, permite interpretar o deslocamento da estrutura registado entre os dois instantes. Nesta representação a fase é normalizada de forma a utilizar todos os níveis de cinzentos disponíveis. As discontinuidades resultam das assíntotas da função tangente utilizada no cálculo de fase e podem ser posteriormente removidas recorrendo a técnicas de unwrapping.

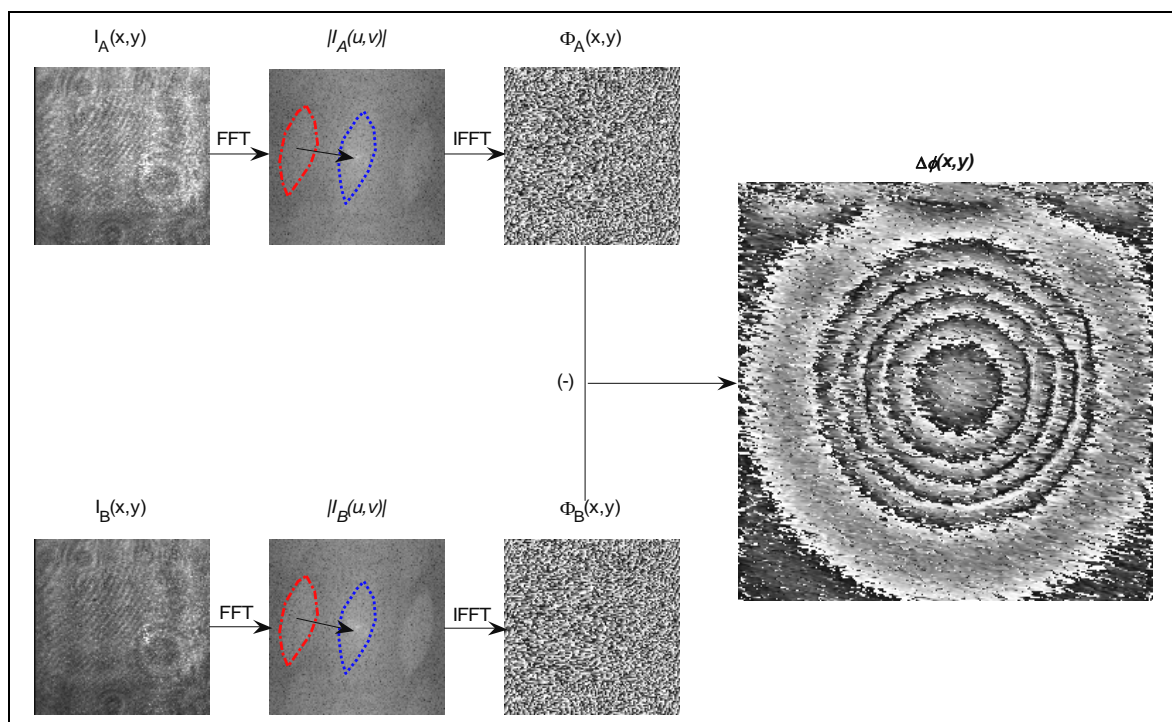


Figura 4.17. Diagrama para a determinação do mapa de fase a partir de 2 registos holográficos, concretizada pelo método da transformada de Fourier (técnica de modelação espacial de fase).

Para medições com o vector de sensibilidade perpendicular à superfície de medição, a relação entre o campo de deslocamento fora do plano $w(x,y)$ e campo de fase medido $\Delta\phi(x,y)$, pode ser estabelecido [42]:

$$\Delta\phi(x,y) \approx \frac{4\pi}{\lambda} w(x,y) \quad (4.29)$$

Sendo λ o comprimento de onda da luz laser.

4.6.4 Medição dinâmica do campo de rotações

Na interferometria *Shear* para medição dinâmica do gradiente dos deslocamentos fora do plano, o cálculo de fase é realizado através da introdução de uma portadora espacial nas franjas primárias. À semelhança da técnica interferométrica anterior, a portadora espacial é criada por uma ligeira rotação de um dos espelhos. A introdução desta portadora leva a que agora o interferómetro tenha uma configuração do tipo *Mach-Zehnder* [40, 43]. Na Fig. 4.18 está representada a montagem para a medição dinâmica do gradiente dos deslocamentos fora do plano. No interferómetro *Mach-Zehnder* a frente de onda proveniente do objecto é dividida pelo primeiro divisor de feixe (DF1) em dois caminhos ópticos, designados de braços do interferómetro, reflectidas no espelho 1 e espelho 2 e recombinadas no segundo divisor de feixe (DF2). No primeiro caminho óptico é aplicado o desvio da frente de onda no plano da imagem através da translação do espelho 1, no segundo caminho óptico é ajustada a portadora espacial por rotação do espelho 2. Este espelho tem ainda a possibilidade de realizar pequenas translações no plano, de forma compensar as eventuais diferenças entre os dois caminhos ópticos, provocada pela translação do espelho 1.

A fase da interferência primária é calculada a partir da desmodulação da portadora espacial em cada registo através do método espacial da transformada de Fourier, expressão 4.27. Por sua

vez, a fase da interferência secundário ou o mapa de fase é obtido por correlação entre as fases primárias de dois diferentes registos, expressão 4.28.

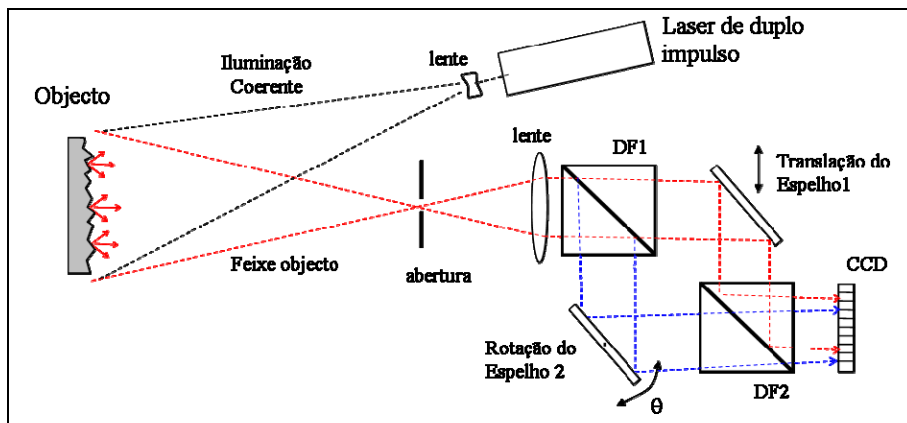


Figura 4.18. Configuração do interferómetro *Shear* do tipo *Mach-Zehnder* para medição dinâmica do gradiente dos deslocamentos fora do plano.

A partir do interferómetro *Shear* do tipo *Mach-Zehnder* usando um LASER de duplo impulso de Ruby com o comprimento de onda $\lambda = 694 \text{ nm}$, ver Fig. 4.19, foram realizadas medições do gradiente do deslocamentos dos primeiros modos naturais de vibração numa placa compósita, na condição de apoio próxima de livre-livre no espaço. A placa foi suspensa na vertical por elásticos de elevada flexibilidade e foi excitada às suas frequências naturais por meio de um altifalante, montado na parte oposta à face de medição.

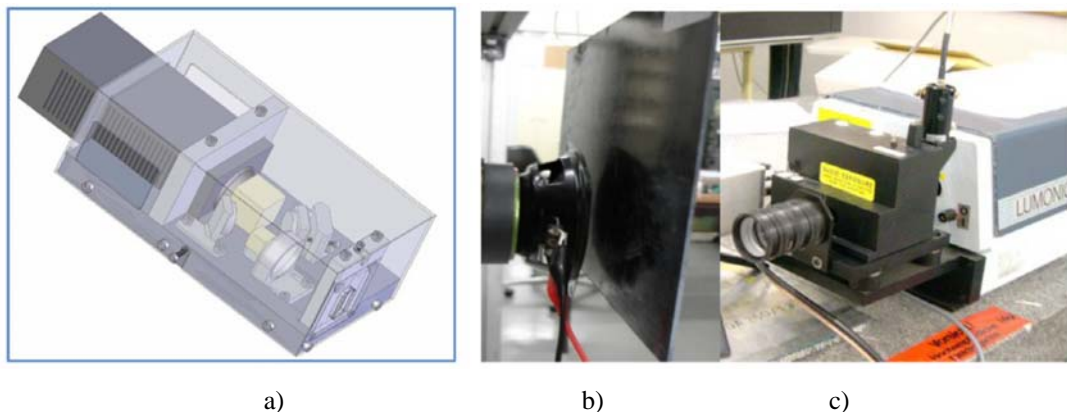


Figura 4.19. Montagem experimental para medição do campo de rotações: (a) sistema shearografia, (b) placa suspensa e altifalante, (c) laser de duplo impulso LUMONICS

O movimento harmónico da placa foi sincronizado com os dois disparos do LASER para registar os interferogramas na zona de máxima variação do gradiente de deslocamento. Para a resposta estacionária da placa foi registado um par de interferogramas primários, dos quais se extraiu a fase primária. Pela correlação das duas fases primárias obteve-se o respectivo mapa de fase do gradiente de deslocamento na direcção predeterminada pelo desvio entre as frentes, $\Delta x = 15 \text{ mm}$. Apresentam-se na Fig. 4.20 os mapas de fase dos primeiros 12 modos naturais da placa para um gradiente na direcção horizontal.

A relação entre o gradiente do campo de deslocamentos fora do plano $\frac{\partial w(x, y)}{\partial x}$ e o mapa de fase $\Delta\phi(x, y)$ pode ser estabelecida [42].

$$\Delta\phi(x, y) \approx \frac{2\pi\Delta x}{\lambda} \cdot \frac{\partial w(x, y)}{\partial x} \tag{4.30}$$

Sendo λ o comprimento de onda da luz laser e Δx o desfasamento lateral das duas frentes de onda. Os campos de rotações são obtidos após a filtragem dos mapas de fase e de removidas as descontinuidades de fase, sendo a amplitude do campo de rotações estabelecido de acordo com a expressão 4.30.

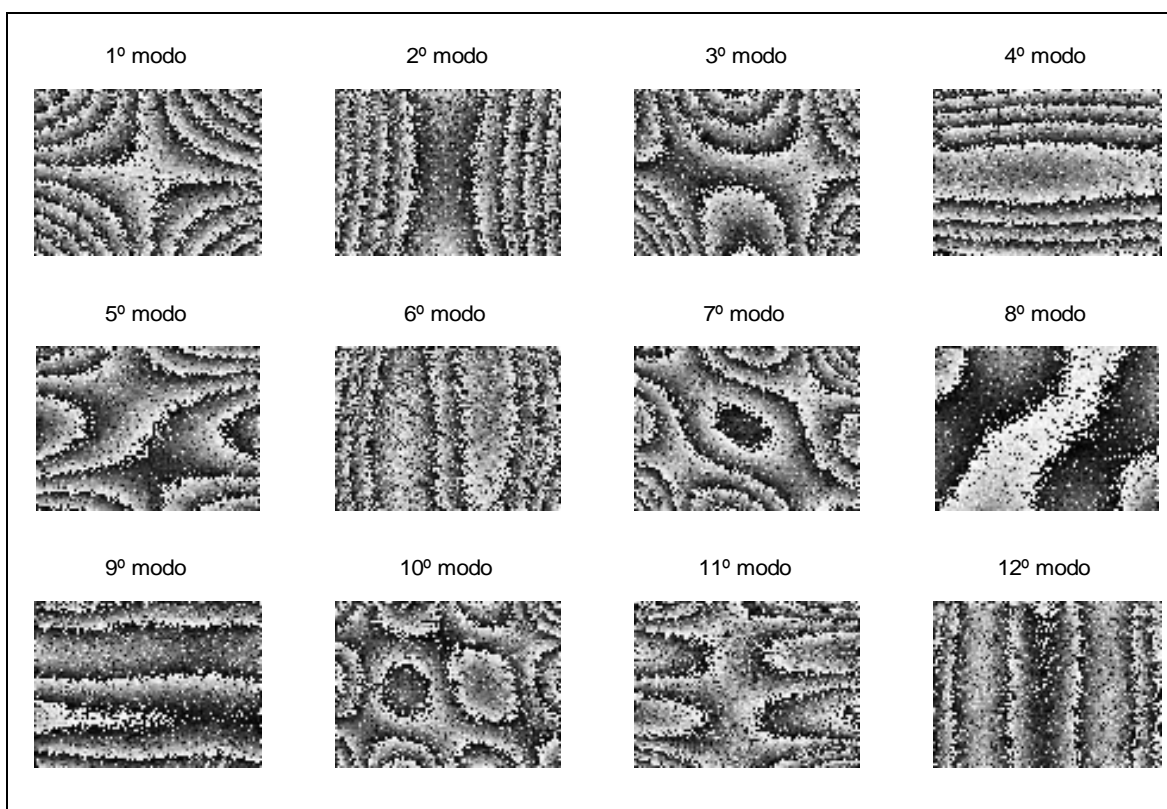


Figura 4.20. Mapas de fase dos campos de rotações modais de uma placa laminada compósita.

Na Fig. 4.21 apresenta-se o resultado do processo de filtragem e unwrapping do mapa de fase do décimo modo natural de vibração da placa.

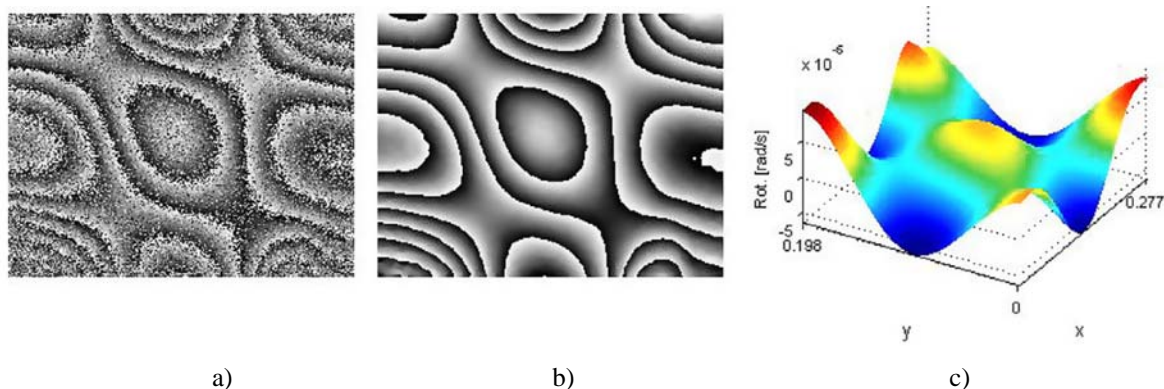


Figura 4.21. Pós-processamento dos mapas de fase medidos: (a) mapa de fase medido com o sistema interferométrico, (b) mapa de fase filtrado, (c) campo de rotação modal.

Os restantes mapas medidos experimentalmente foram pós-processados seguindo um procedimento descrito na Fig. 4.21. Na Fig. 4.22 apresentam-se os campos de rotações dos doze primeiros modos naturais da placa compósita.

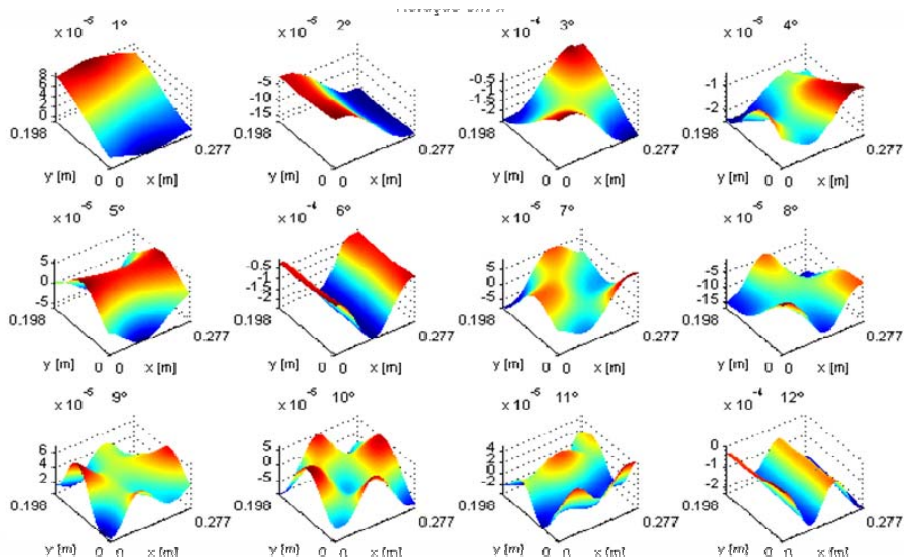


Figura 4.22. Campo de rotação modal da placa na direcção xx .

4.7 A fase na interferência

4.7.1 Técnicas de modulação temporal “*phase shifting*”

Os interferogramas obtidos com as técnicas de interferometria contêm informação relativa à deformação ocorrida na superfície do objecto, havendo uma relação entre os deslocamentos sofridos pelo objecto e a alteração de fase do padrão de *speckle*.

Em medições estáticas ou quase estáticas, a fase da interferência é determinada recorrendo às técnicas de modulação temporal de fase, designadas por modulação de fase (*phase step* ou *phase shifting*), as quais nos permitem obter uma análise quantitativa e automática dos interferogramas.

O processo de cálculo de fase do padrão de speckle é relativamente simples. A ideia básica consiste no uso de um dispositivo capaz de provocar deslocamentos de fase conhecidos no padrão interferométrico. Estes saltos de fase podem ser criados de várias formas, a saber:

- Movimento micrométrico de um espelho acoplado a um transdutor PZT, Fig. 4.10.
- Alongamento de uma fibra óptica enrolada num cilindro PZT, Fig. 4.11.
- Dupla refacção em modulação electro-óptica.
- Mudança do índice de refacção.
- Alteração da frequência (Δf) da luz emitida pela fonte coerente o que resulta no deslocamento da fase em ambos os braços do interferómetro [44].

Para o sistema de ESPI a implementar, optou-se pelo transdutor PZT acoplado a um espelho, Fig. 4.10. Esta é a opção mais económica e das que conduz a melhores resultados. O espelho acoplado ao PZT pode aumentar ou diminuir o caminho percorrido pela luz, modificando assim a fase de cada ponto do padrão de *speckle*.

Estas técnicas usam como princípio, a correlação entre a intensidade e a variação discreta da fase imposta entre o feixe objecto e o feixe de referência em cada registo. O cálculo da fase

da interferência envolve a resolução de um sistema não linear de equações com o mínimo de três incógnitas. Para cada posição da superfície, é necessário o registo de pelo menos três padrões de intensidade com diferentes saltos de fase. Devido às limitações na taxa de aquisição do vídeo e ao tempo de translação do espelho, a gravação das intensidades com diferentes fases poderá prolongar-se no tempo. Neste caso, para garantir a estabilidade na medição e minimizar a influência de eventuais perturbações exteriores, o período entre registos deverá ser reduzido ao mínimo possível. Esta condição temporal, imposta pelo procedimento de determinação da fase, restringe a aplicação da técnica temporal de modelação de fase a fenómenos estáticos ou fenómenos com baixa velocidade.

Sob o ponto de vista teórico, qualquer valor arbitrário de salto de fase e número de imagens superior a 2 pode ser usado na determinação da fase do interferograma. Na verdade, a estabilidade na medição reduz a sua aplicabilidade aos métodos de 3, 4 ou 5 imagens usando diferentes saltos de fase [45]. Dentre estes, o mais comum é o método das quatro imagens desfasadas entre si de $\pi/2$. Esta escolha deve-se à simplicidade do modelo matemático, ao bom compromisso entre o número de imagens gravadas e a sensibilidade ao erro produzido pelos desvios na imposição do salto de fase, além desta ser a melhor técnica a ser empregue quando se tem erros de deslocamento de fase presentes.

Assim, para calcular a fase de um dado *speckle* vamos considerar a Equação (4.15) aplicada quatro vezes, sendo, entre elas, acrescentado um incremento constante de fase de $\pi/2$. Assim:

$$I_0 = I_o + I_r + 2 \cdot \sqrt{I_o \cdot I_r} \cdot \cos \phi \quad (4.31)$$

$$I_1 = I_o + I_r + 2 \cdot \sqrt{I_o \cdot I_r} \cdot \cos(\phi + 90^\circ) = I_o + I_r - 2 \cdot \sqrt{I_o \cdot I_r} \cdot \sin \phi \quad (4.32)$$

$$I_2 = I_o + I_r + 2 \cdot \sqrt{I_o \cdot I_r} \cdot \cos(\phi + 180^\circ) = I_o + I_r - 2 \cdot \sqrt{I_o \cdot I_r} \cdot \sin(\phi + 90^\circ) \quad (4.33)$$

$$I_3 = I_o + I_r + 2 \cdot \sqrt{I_o \cdot I_r} \cdot \cos(\phi + 270^\circ) = I_o + I_r - 2 \cdot \sqrt{I_o \cdot I_r} \cdot \sin(\phi + 180^\circ) \quad (4.34)$$

Combinando as quatro equações acima é possível calcular ϕ por [46]:

$$\phi(x, y) = \arctg \left[\frac{(I_3(x, y) - I_1(x, y))}{(I_0(x, y) - I_2(x, y))} \right] \quad (4.35)$$

A fase do interferograma é codificada numa gradação de tons de cinzento entre franjas, Fig. 4.15, em que cada nível de cor corresponde a pontos da superfície de igual fase/deslocamento fora do plano. Na Fig. 4.23 apresenta-se uma representação esquemática do processo de cálculo da fase.

Na Fig. 4.23 pode ver-se todo o processo de cálculo de fase utilizando o método das 4 imagens. São adquiridas 4 imagens de referência e 4 imagens do objecto após deformação. Cada par de imagem referência/deformada permite a determinação da fase de cada padrão de *speckle*. Por cálculo da fase entre os dois instantes obtém-se o mapa de fase da deformação da superfície, o qual é filtrado e depois de eliminadas as descontinuidades de fase, usando técnicas de *unwrapping*, obtém-se o campo tridimensional da deformação, isto é, mapa de fase desmodulado.

Dado que o campo de *speckle* varia espacialmente de forma acentuada em termos de intensidade, a modulação de intensidade diferirá consideravelmente de elemento de quadro para elemento de quadro. A modulação de intensidade é definida por:

$$I_M(x, y) = 2\sqrt{I_R(x, y)I_0(x, y)}, \tag{4.36}$$

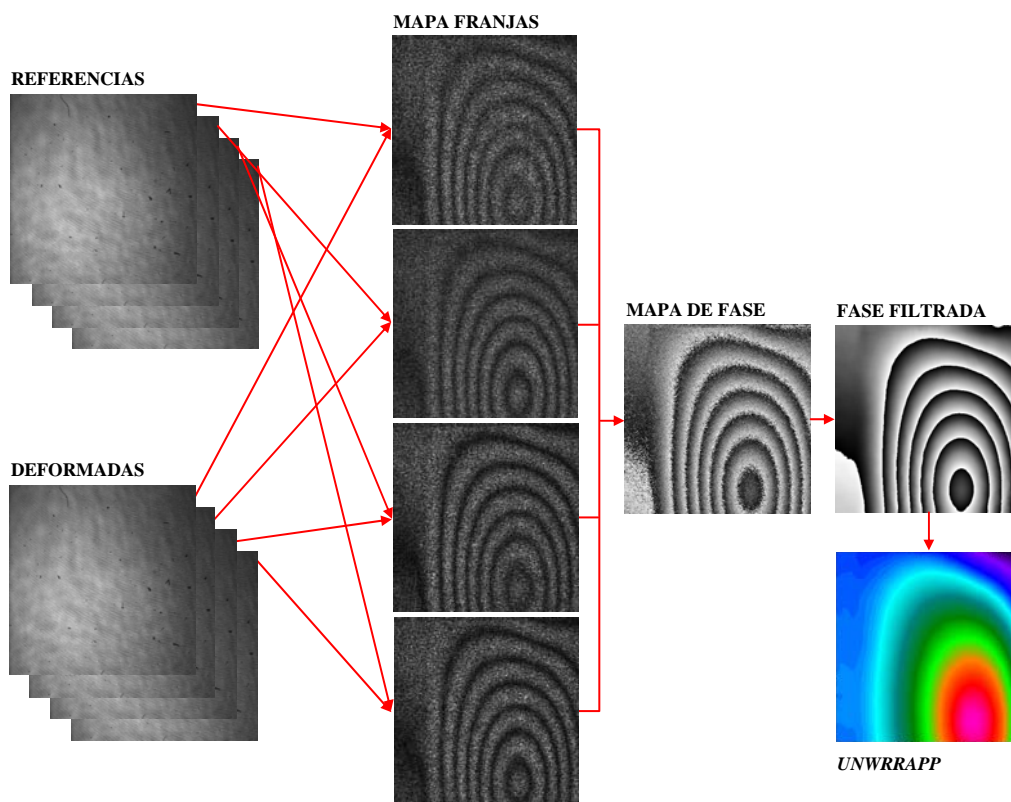


Figura 4.23. Esquema do cálculo da fase e sua desmodulação.

em que $I_R(x,y)$ representa a intensidade do feixe de referência e $I_o(x,y)$ o feixe vindo do objecto. Para se obter correctamente o mapa de fase é necessária uma grande modulação de intensidade. Isto requer uma relação óptima entre as potências dos feixes de referência e objecto [47], tal como pode ser deduzido da Equação (4.36).

4.7.2 Métodos de desmodulação (*unwrapping*) da fase

Qualquer que seja o método de correlação interferométrica utilizado a informação respeitante à amplitude/deslocamento do objecto é codificada na distribuição de fase dos interferogramas. Assim, aplicando uma rotina de cálculo de fase é possível isolar a informação correspondente à distribuição de amplitude/deslocamento.

Nas rotinas de cálculo de fase está envolvida uma função arco tangente para calcular a fase de cada ponto [48], isto conduz a mapas de fase módulo 2π , normalmente chamados mapas de fase embrolhados, os quais apresentam uma distribuição descontínua da fase. Para a reconstrução do campo contínuo, correspondente ao campo de medida, é necessário remover correctamente estas descontinuidades através da aplicação dos métodos de *unwrapping* também conhecido por “desembrulhar” desmodular da fase. Este procedimento pode ser alcançado comparando a diferença de fase entre *pixels* adjacentes. Quando a diferença de fase é superior a π (*thresholding*), adiciona-se ou subtrai-se 2π aos restantes *pixels* nas linhas e o processo é repetido ao longo das colunas. A presença de ruído ou descontinuidades geométricas torna este processo complexo e susceptível a erros que são por vezes difíceis de evitar.

Apesar das melhorias dos mapas de fase obtidas pela introdução do pré-processamento, continuam a persistir ambiguidades na fase decorrentes da persistência de ruído. A elevada densidade e/ou baixo contraste das franjas tornam o objectivo da remoção correcta das

descontinuidades difícil de alcançar. No caso da interferometria de padrão de *speckle*, a precisão da grandeza medida será fortemente afectada pelo elevado conteúdo de ruído de *speckle*. Jones e Wykes [9] demonstraram que as técnicas de deslocamento de fase podem alcançar uma resolução da ordem dos $2\pi/5$ radianos, o que é vinte vezes menor que o valor obtido para imagens holográficas ou interferométricas. Estudos posteriores [49] sobre a qualidade das franjas de ESPI demonstraram que é possível alcançar melhorias notáveis filtrando e aumentando o contraste dos interferogramas de *speckle* antes de se aplicar qualquer algoritmo de extracção de fase. De um ponto de vista quantitativo [50], a pré-filtragem espacial das imagens de ESPI pode aumentar a precisão dos resultados até valores que são típicos em interferometria ($2\pi/100$).

Os métodos de *unwrapping* estão divididos em duas categorias: métodos selectivos do caminho (*path-following methods*) e métodos da minimização da norma do erro (*minimum-norm methods*) [33]. Globalmente, os métodos selectivos do caminho limitam as inconsistências na fase às regiões próximas da colocação das linhas de restrição, enquanto nos métodos de minimização da norma do erro, por serem métodos globais, propagam estes erros às regiões vizinhas. Este efeito é mais evidente quanto maior for a região afectada pela presença de inconsistências de fase. Os métodos da minimização da norma do erro são mais eficazes na presença de inconsistências de fase distribuídas ao longo do mapa e, por outro lado, os métodos selectivos do caminho têm melhor desempenho para as descontinuidades localizadas no mapa [33].

Os métodos de *unwrapping* permitem contornar as inconsistências de fase através da colocação de linhas de restrição ou pela minimização das transições de fase. Como resultado destas duas metodologias, obtêm-se campos contínuos que apresentam perturbações locais nas regiões afectadas pelas inconsistências de fase. Estas descontinuidades localizadas no campo contínuo são representadas por termos de ordem mais elevada no domínio do número de onda, podendo ser atenuadas através da aplicação de filtros do tipo passa-baixo [33].

Na Fig. 4.24(a) apresenta-se uma imagem típica de um mapa de fase, obtida a partir do padrão de franjas apresentado na Fig. 4.4. No perfil traçado sobre uma linha seleccionada no mapa de fase é possível observar que este apresenta muito ruído, o qual, após um processo de filtragem, Fig. 4.24(b), é eliminado, sendo agora possível identificar as descontinuidades ou saltos de fase de π .

A imagem da Fig. 4.24(c) resulta do processo de desembrulhar da fase (*unwrapping*), aonde é possível ver agora a eliminação das descontinuidades passando a ter uma distribuição contínua de fase, a qual está relacionada com o campo de deformações através da Equação 4.7.

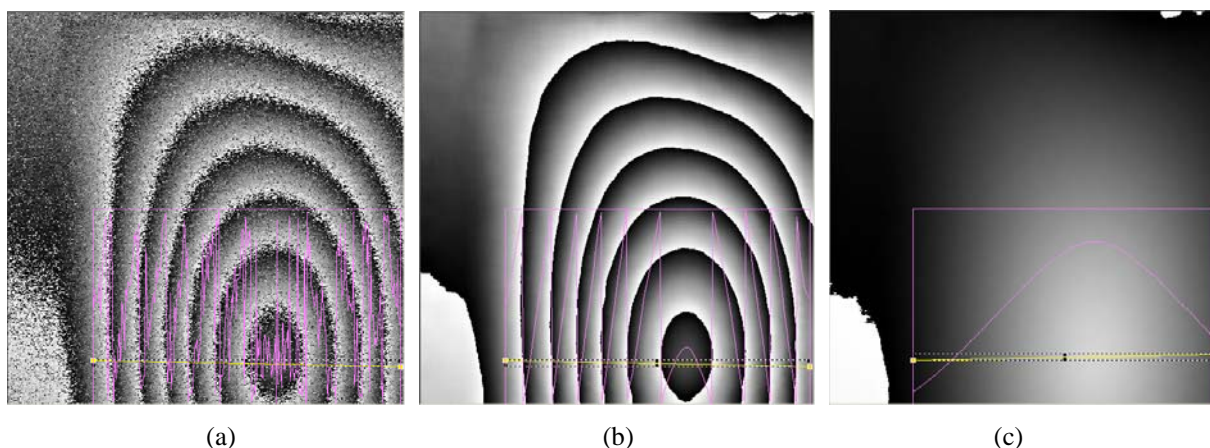


Figura 4.17. Mapas de fase. (a) Fase embrulhada, (b) fase filtrada. (b) fase desembrulhada

As técnicas de pós-processamento de imagem podem também ser utilizadas para melhorar a resolução dos resultados, reduzir o tempo de medição e facilitar a sua interpretação.

Embora algumas rotinas sejam de utilização geral, outras são especialmente desenvolvidas para determinada aplicação. Por exemplo, o cálculo de fase pode ser obtido por outros algoritmos dependendo da forma como o interferograma é registado [51]. O mesmo se aplica para os algoritmos para o desembrulhar a fase, os quais deverão ser escolhidos de acordo com a quantidade de ruído presente no mapa de fase.

4.8 Montagem de duplo interferómetro

Apesar de nesta tese se abordar apenas a configuração de Interferómetro sensível a deslocamentos fora do plano, por vezes, em determinadas aplicações são necessárias as duas montagens de ESPI em simultâneo [52]. É possível a construção de um dispositivo que contemple esta dupla capacidade, ou seja, com a capacidade de medir simultaneamente deslocamentos fora do plano e no plano. No entanto, a configuração óptica é mais complexa e requer o uso de elevado número de componentes [53].

Nas Fig. 4.25 e 4.26 apresentam-se imagens de padrões de franjas na vizinhança de uma fenda. Neste ensaio, pretendia-se avaliar o factor intensidade de tensão ao longo de uma fenda existente numa placa, à qual foi aplicada uma carga em tracção uniforme o que conduziu a uma abertura e rotação da extremidade ao longo da linha de fenda.

Para se extrair toda a informação necessária ao cálculo factor intensidade de tensão (K_I) obtiveram-se os mapas de fase referentes ao deslocamento no plano, Fig. 4.25, e fora do plano, Fig. 4.26. O K_I foi determinado ao longo da linha da fenda, seguindo a base teórica do modelo conhecido por *Line-Spring* [53].

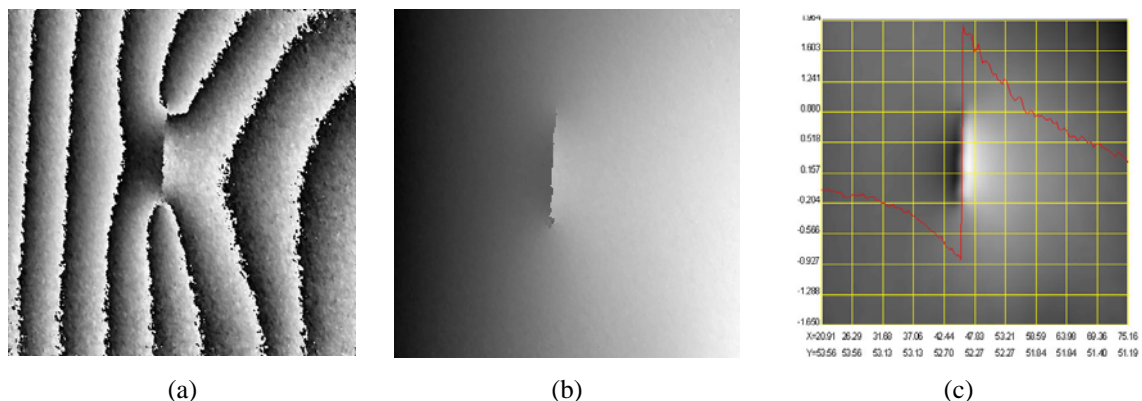


Figura 4.25. Deslocamento no plano: (a) mapa de fase; (b), (c) campo de deslocamentos (*unwrapped*).

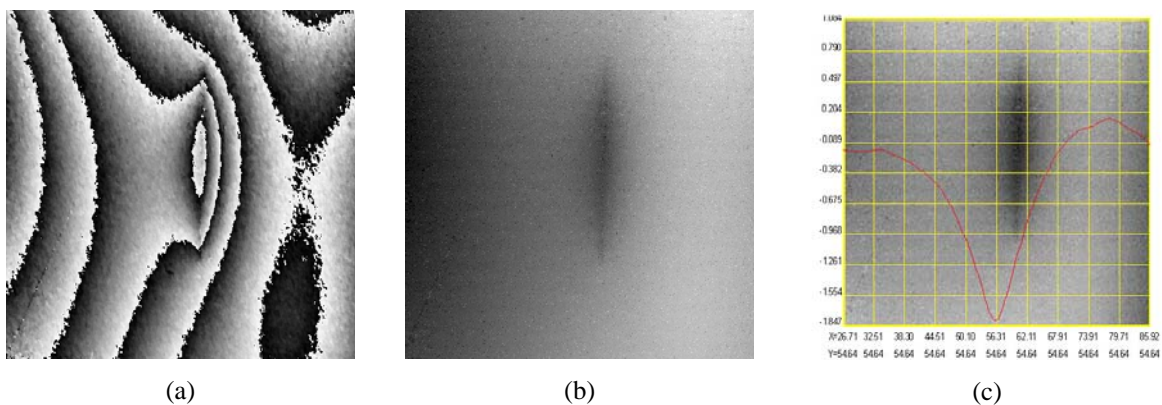


Figura 4.26. Deslocamento fora do plano: (a) mapa de fase; (b), (c) campo de deslocamentos (*unwrapped*).

4.9 Análise dos Deslocamentos/Deformações

Como já foi visto, o sistema de ESPI permite a medição do campo de deslocamentos fora do plano ou no plano. A combinação dos dois sistemas permite a determinação do vector de deslocamento no espaço. Os respectivos campos de extensão poderão ser determinados através da aplicação de algoritmos de diferenciação numérica.

Tal como foi referido anteriormente, a intensidade num dado pixel (i,j) do sensor da câmara é dado pela expressão (4.15) [45]:

$$I(i, j) = I_0(i, j) + I_r(i, j) + 2\sqrt{I_0(i, j)I_r(i, j)} \cos \phi(i, j) \quad (4.37)$$

em que $I(i,j)$ é a intensidade no pixel (i,j) . A alteração da fase óptica é dada por [45]:

$$\phi(i, j) = \vec{d}(i, j) \circ \vec{S}(i, j) \quad (4.38)$$

\vec{d} é o deslocamento na superfície do objecto no ponto focado no pixel (i,j) , \vec{S} é o vector sensibilidade do dispositivo óptico, o qual é determinado pelo ponto de iluminação, pelo ponto no objecto e pelo ponto de observação, ver Fig. 4.1.

A medição do vector de deslocamento no espaço \vec{d} requer o registo da intensidade $I(i,j)$ para o mínimo de três diferentes vectores de sensibilidade, os quais podem ser criados por três iluminações fora do plano ou uma mistura de iluminações fora do plano e iluminações no plano. Em geral, o vector deslocamento no espaço pode ser determinado a partir da resolução da equação:

$$\vec{d}(i, j) = \begin{pmatrix} \phi_1(i, j) \\ \phi_2(i, j) \\ \phi_3(i, j) \end{pmatrix} \circ \begin{pmatrix} \vec{S}_1(i, j) \\ \vec{S}_2(i, j) \\ \vec{S}_3(i, j) \end{pmatrix}^{-1} \quad (4.39)$$

Assim, os elementos do tensor das extensões $\vec{\varepsilon}$ podem ser determinados a partir da diferenciação numérica do vector de deslocamentos, definido pela equação:

$$\vec{\varepsilon}(i, j) = \begin{pmatrix} \frac{\partial u(i, j)}{\partial x} & \frac{\partial v(i, j)}{\partial x} & \frac{\partial w(i, j)}{\partial x} \\ \frac{\partial u(i, j)}{\partial y} & \frac{\partial v(i, j)}{\partial y} & \frac{\partial w(i, j)}{\partial y} \\ \text{não é possível} & \text{não é possível} & \text{não é possível} \end{pmatrix} \quad (4.40)$$

sendo u, v e w os deslocamentos nas direcções x, y e z respectivamente.

Refira-se que em superfícies curvas a geometria da superfície deve ser tomada em consideração na determinação do vector deslocamento.

4.10 Factores de incerteza na medição e métodos de avaliação

Os sistemas de interferometria de *speckle* possuem vários factores intrínsecos indutores de erros que afetam a incerteza da medição, sendo uns mais importantes e mais fáceis controlar do que outros. No entanto, podem separar-se em dois grupos: estáticos - dependentes apenas de características não temporais, e dinâmicos - dependentes do tempo.

A partir do mapa de diferença de fase obtém-se os campos de deslocamentos/deformações da superfície. Esses campos devem ser representativos do fenómeno em estudo. Em seguida são apresentados alguns dos métodos que permitem avaliar e melhorar a qualidade das medições obtidas.

4.10.1 Factores estáticos

Os factores são todos aqueles que são independentes do tempo, mas sim de outras características envolvidas no processo de medição. Como exemplos temos: relação entre a dimensão do *speckle* e a dimensão do *pixel* do sensor de imagem, a razão entre as intensidades dos feixes de interferência e o comprimento de coerência do laser.

4.10.1.1 Dimensão do *speckle*

A dimensão do *pixel* no sensor de imagem é definida pelo fabricante e não pode ser mudado. Se o diâmetro médio do *speckle* é menor que a dimensão do *pixel*, observa-se uma redução no contraste das franjas [54, 55]. No caso contrário, verifica-se uma perda da resolução espacial da medição. Numa situação ideal, deve-se procurar ajustar o diâmetro do *speckle* à dimensão do *pixel*, através do controlo da abertura do sistema de formação de imagem. A abertura do diafragma, representada pelo número F , está relacionada com o diâmetro do *pixel* através da expressão [46]:

$$\text{Numero } _F = \frac{PS}{1,22 \cdot \lambda \cdot (1 + \beta)} \quad (4.41)$$

em que PS representa o tamanho do *pixel*, λ o comprimento de onda e β a ampliação da imagem. A partir desta equação, conclui-se que o número F aumenta para menores diâmetros da abertura do diafragma, afetando diretamente a intensidade da luz que chega ao sensor. Podemos também dizer-se que menores dimensão do *pixel* permite utilizar um número F menor, captando assim mais luz. Este aspecto é especialmente importante quando se pretende visualizar áreas de grande dimensão, usando fontes de luz com potência limitada.

4.10.1.2 Razão entre as intensidades dos feixes de interferência

Os padrões de interferência apresentam maior contraste quando a intensidades das ondas que interferem estão próximas entre si, desde que seja mantida a coerência e a polarização da luz [56]. Assim, é importante que dos elementos ópticos do interferómetro não resultem intensidades desiguais nos diferentes caminhos ópticos.

Um aspecto muito importante a ter em consideração, está relacionado com a intensidade de luz que chega ao sensor vídeo. Esta deverá ser ajustada de forma a aproveitar a gama dinâmica do sensor. Para valores de intensidade da luz baixos, estes confundem-se com o ruído produzido pela "corrente escura", aspecto físico característico dos sensores de imagem digitais, e que degrada a relação sinal/ruído [57].

4.10.1.3 Polarização

O contraste, ou visibilidade, das franjas diminui com o aumento do ângulo de polarização da luz entre dois feixes de luz monocromática que interferem, chegando a ser zero se este ângulo for de 90° . O contraste depende do co-seno do ângulo que relaciona a diferença entre os ângulos de polarização da luz. No entanto, para a maioria dos casos de aplicação da técnica

interferometria de *speckle*, este factor não é relevante pois são utilizadas fontes de radiação polarizada e procura-se manter a polarização de ambos os braços do interferómetro com o ajuste adequado da montagem.

4.10.1.4 Erro nos incrementos de fase

A técnica de cálculo de fase é um dos factores preponderantes que contribui para a propagação e amplificação do ruído. Este é devido ao tempo que decorre do processo e à não linearidade dos PZT. Uma das formas de minimizar este efeito, seria reduzir ao mínimo o tempo de aquisição das imagens necessárias para o cálculo de fase. Como alternativa foi desenvolvido recentemente um elemento holográfico que separa os padrões em quatro quadrantes na mesma imagem e uma máscara birefringente introduz as mudanças de fase para cada quadrante, obtendo-se assim quatro interferogramas desfasado que são capturados por uma câmara de uma só vez [58]. O inconveniente desta técnica é a limitação da resolução deste sistema e o facto de requerer uma câmara de vídeo específica.

Os actuadores piezoeléctricos possuem uma não linearidade inerente, proveniente de factores intrínsecos. Além disso, possuem histerese, a posição do PZT não é a mesma se a mesma tensão aplicada for atingida no sentido crescente ou no sentido decrescente. Estes factores levam à introduzindo erros de posicionamento que contribuem para o aumento da incerteza da medição.

No sistema desenvolvido foi introduzido no programa de aquisição e de processamento de imagem, rotinas que permitem o controlo e optimização do salto de fase [45, 58]. Este é um controlo passivo, dado que consiste em alterar os valores de tensão do PZT, para contornar o problema da histerese dos PZTs. O processo consiste em fazer alguns cálculos de fase e corrigir o valor da tensão de referência correspondente ao salto de 2π através da análise dos histogramas da distribuição média de fase para a referência e para a deformada. Na Fig. 4.27 podem observar-se dois exemplos de histogramas correspondentes a dois cálculos de fase e as respectivas imagens obtidas.

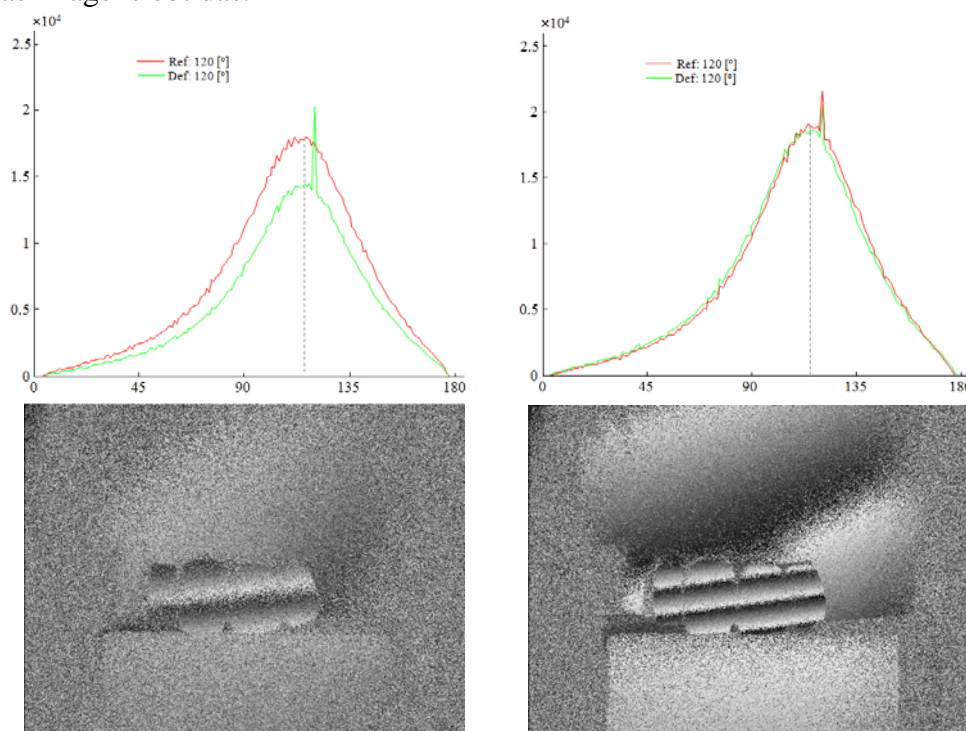


Figura 4.27. Histogramas da distribuição média de fase utilizando a técnica de deslocamento de fase.

O ideal seria ter as curvas centradas em torno dos 90° e as duas imagens com a mesma intensidade. Na imagem da esquerda, pode ver-se que as duas curvas estão centradas, neste caso em torno dos 120° , mas pelo facto da referência apresentar uma intensidade maior que a deformada observa-se um maior nível de ruído no mapa de fase relativamente ao mapa da direita. A diferença de intensidades manifesta-se por um menor contraste das franjas, ver Fig. 4.27 – mapa de fase esquerdo. De notar que as variações de intensidade são muito menos frequentes e são fáceis de controlar, daí serem menos importantes.

4.10.1.5 Ruído associado ao cálculo de fase

As técnicas de interferometria de *speckle* permitem a medição directa do campo de deslocamentos ou do campo de rotações em objectos quando submetidos a solicitações externas. A sua medição é baseada na interferência construtiva ou destrutiva de dois ou mais padrões de *speckle*, os quais têm como proveniência uma fonte directa de luz laser ou a difracção da luz laser na superfície do objecto. No primeiro caso, o padrão de *speckle* permanece estável durante todo o processo de medição e a sua contribuição para a geração de ruído na medição é muito baixa. Pelo contrário, no padrão de *speckle* criado por difracção da luz laser apresenta grãos de *speckle* que não possuem informação de fase. A este, acrescenta-se a decorrelação parcial ou total da fase produzido pela translação dos grãos de *speckle* no plano de imagem, o qual é produzido pela deformação da superfície [42,59-61]. Estes são os principais factores que contribuem para o aparecimento de elevado ruído nas medições. Para além destes surge em nível de importância, o ruído electrónico nos sensores CCD e CMOS, o qual se manifesta na forma de flutuações aleatórias no tempo da tensão ou corrente. A aplicação de técnicas de fase temporais de modulação, para extracção da fase da luz, leva à amplificação e propagação do ruído *speckle*. Finalmente, a combinação numérica dos mapas de fase conduz à multiplicação do ruído *speckle* e, conseqüentemente, a degradação da razão sinal/ruído dos dados experimentais. No entanto, a presença de ruído na medição pode ser minimizado através de um correto alinhamento do interferómetro, escolha dos parâmetros óptimos de funcionamento da câmara, selecção da abertura numérica ideal, calibração do salto de fase, etc [42,61]. Com este objectivo em mente, é proposto um conjunto de ferramentas de processamento de imagem com o fim de encontrar os parâmetros de medição ideais. Esta metodologia foi aplicada ao sistema interferométrico desenvolvido no âmbito deste trabalho. Contudo, este poderá igualmente ser usado noutros sistemas interferométricos. Assim, o nível de ruído do campo de deslocamento fora do plano foi analisado numa viga de alumínio na condição encastrada-livre. Na extremidade livre da viga foi aplicado um deslocamento, controlado por um posicionador da Micro-Control®, sendo a amplitude controlada com a resolução de $0,1\mu\text{m}$. Na Fig. 4.28 apresenta-se a montagem experimental usada para calibração do sistema de ESPI.

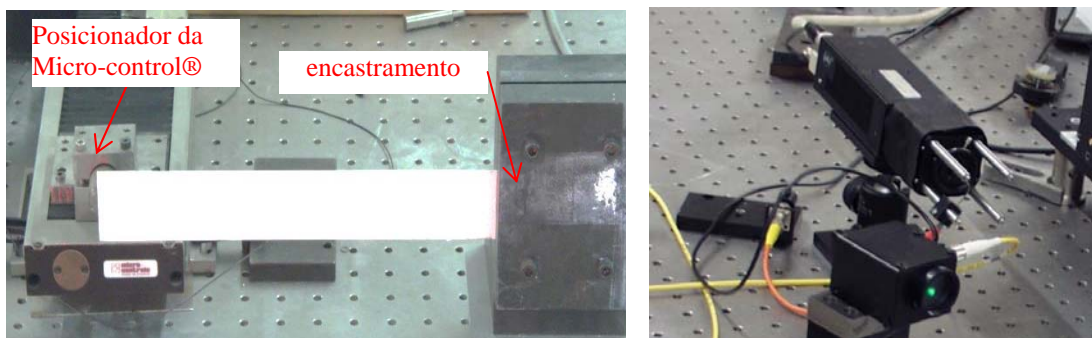


Figura 4.28. Montagem experimental: Viga de alumínio encastrada-livre (lado esquerdo) e o sistema ESPI (lado direito).

A posição de focagem do sistema de formação de imagem é definida através da observação de um padrão de calibração montado junto à superfície do objecto, Fig. 4.29.



Figura 4.29. Padrão de calibração usado na focagem da imagem

Numa primeira fase é ajustado o sistema de formação de imagem de forma a obter um bom contraste na imagem observada. Em seguida, a posição da focagem é otimizada através da ampliação de 8 vezes o centro da imagem e a medição do seu contraste, o qual é determinado pelo cálculo do valor médio do gradiente do campo de intensidades $I(x,y)$, recorrendo à expressão:

$$\nabla I(x, y) = \sqrt{\left(\frac{\partial I(x, y)}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial I(x, y)}{\partial y}\right)^2} \quad (4.42)$$

Sendo o gradiente calculado através da técnica de convolução de imagem e que para as duas direcções ortogonais, horizontal e vertical, são definidos respectivamente por:

$$\frac{\partial I(x, y)}{\partial x} = I(x, y) \otimes h(m, n) \quad \text{e} \quad \frac{\partial I(x, y)}{\partial y} = I(x, y) \otimes [h(m, n)]^T \quad (4.43)$$

Onde a janela de convolução $h(m,n)$ é definida como:

$$h(m, n) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -1 \end{bmatrix} \quad (4.44)$$

O registo digital de imagem é realizado através dos sensores CCD ou CMOS de uma câmara. Estes têm como função converter a intensidade da luz em sinais eléctricos analógicos, os quais são posteriormente convertidos em sinais digitais discretos. A qualidade destes sinais digitais depende da razão sinal/ruído dos sensores e da resolução do conversor do sinal analógico em digital (número de bits de conversão). A razão sinal/ruído é definido pela combinação da abertura numérica do sistema de formação de imagem, potência da fonte de luz, tempo de exposição de cada fotograma e ganho usado na amplificação dos sinais. Por outro lado, a resolução do sinal digital é fixo e depende da capacidade do sistema em ajustar o sinal analógico à gama de dinâmica do conversor analógico-digital. Por forma a maximizar a razão sinal/ruído, é desejável trabalhar com grandes aberturas numéricas, fontes de luz intensas, elevados tempos de exposição e baixos ganhos. No entanto, alguns destes critérios são constringidos pelas condições específicas da medição experimental, a saber: as potências das fontes de luz laser são limitadas; a abertura numérica deve ser pequena para que o padrão de *speckle* seja completamente resolvido sensor da câmara; elevados tempos de exposição limitam a taxa de aquisição dos fotogramas, o que o sistema mais sensível a perturbações externas e a instabilidades do comportamento da estrutura (variações do carregamento e/ou deformação do objecto); baixos ganhos reduzem a gama dinâmica do sistema de registo de imagem. Assim, deve-se procurar um equilíbrio entre estes parâmetros de modo a obter sinais de elevada qualidade. O procedimento de calibração dos parâmetros da câmara foi realizado começando por fixar a abertura numérica do sistema de formação de imagem, de forma a resolver

completamente o padrão *speckle*. Em seguida, a partir a análise do histograma da intensidade e da sua variação no tempo são ajustados o tempo de exposição de cada fotograma e o ganho de amplificação do sensor. Neste processo, procura-se aumentar o contraste da imagem e, simultaneamente, minimizar o ruído introduzido pela amplificação do sinal analógico. Na Fig. 4.30 está representado o histograma de intensidade típico de interferência de *speckle*, função exponencial negativa [42], antes e após o ajuste o tempo de exposição do fotograma e ganho de amplificação do sinal. O histograma da Fig. 4.30 (a) apresenta uma distribuição de intensidades concentrada nas baixas amplitudes, o qual não permite tirar partido de toda a gama dinâmica do sensor da câmara. Pelo contrário, após o ajuste dos parâmetros, Fig. 4.30 (b), verifica-se que o campo de intensidades é adequado, pois já abrange toda a gama de intensidades do sensor.

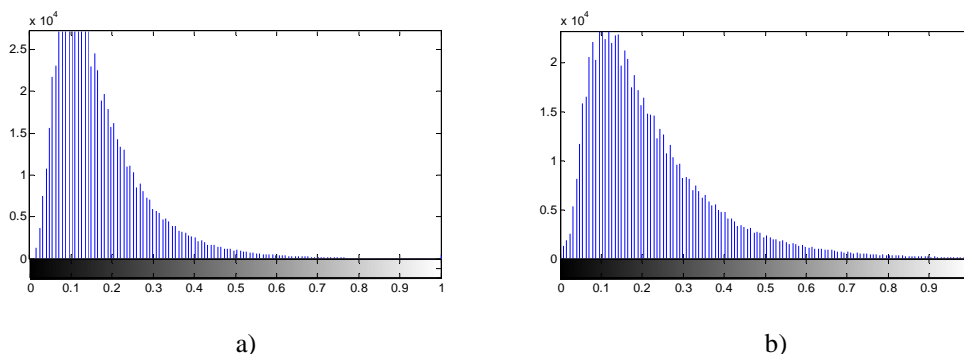


Figura 4.30. Ajuste do contraste da imagem: (a) distribuição de intensidades desadequado, (b) distribuição de intensidades adequado.

No sentido de aumentar a razão sinal/ruído nas baixas amplitudes, foi proposta uma metodologia que se baseia na aquisição de várias imagens de um mesmo interferograma com diferentes configurações exposição, as quais são fundidas numa única para aumentar a gama dinâmica da imagem [62]. Esta metodologia foi testada com o sistema de ESPI desenvolvido neste trabalho, tendo-se verificado que não existe uma melhoria significativa da qualidade das medições. Este resultado pode ser justificado pelo facto das câmaras utilizadas já possuírem uma elevada gama dinâmica (10 bits- 1024 níveis de tons cinzento) e uma excelente razão sinal/ruído de 50dB.

O campo deslocamento da direcção fora do plano foi medido na viga com sistema interferométrico ESPI, para diferentes posições de translação aplicados na sua extremidade livre. Na Fig. 4.31 apresentam-se os mapas de fase medidos para uma translação de $5\mu\text{m}$ e $20\mu\text{m}$. A sua análise revela, como esperado, um aumento do nível de ruído no mapa de fase com a deformação da viga, sendo este superior na extremidade livre da viga (extremidade esquerda). Este é explicado pela decorrelação do speckle provocado pela deformação da viga, isto é, translação do speckle em relação ao eixo óptico, sendo superior na região de maior rotação da viga (extremidade livre).

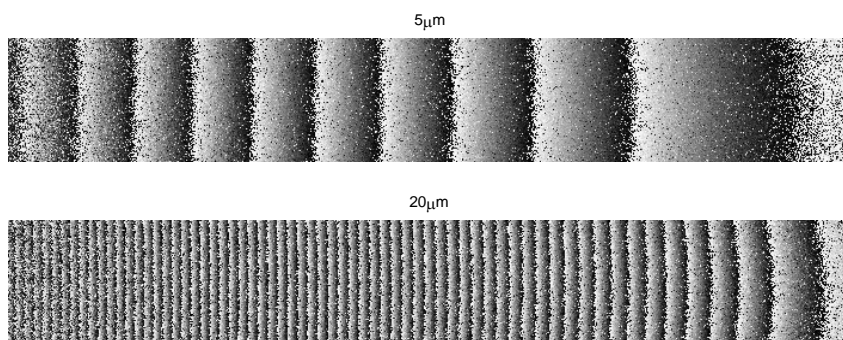


Figura 4.31. Mapas de fase relativos ao campo de deslocamentos medidos na viga encastrada-livre com o sistema ESPI.

O ruído médio no campo de deslocamentos, medido com o sistema ESPI, foi determinado para diferentes amplitudes de deformação da viga, de acordo com a expressão:

$$Ruido_{m\u00e9dio} = \frac{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n [Y(i, j) - \widehat{Y}(i, j)]}{m \times n} \quad (4.45)$$

onde $Y(i, j)$ representa o campo de deslocamentos, $\widehat{Y}(i, j)$ o campo de deslocamentos filtrado e (m, n) número de pixels na direcção horizontal e vertical, respectivamente. Na Fig. 4.32 está representado o ruído médio medido para amplitude de deformação na extremidade livre entre $5\mu\text{m}$ e $100\mu\text{m}$. Tal como esperado, verifica-se que há um aumento do nível de ruído com a amplitude de deformação da viga, sendo que esta se aproxima de uma variação linear.

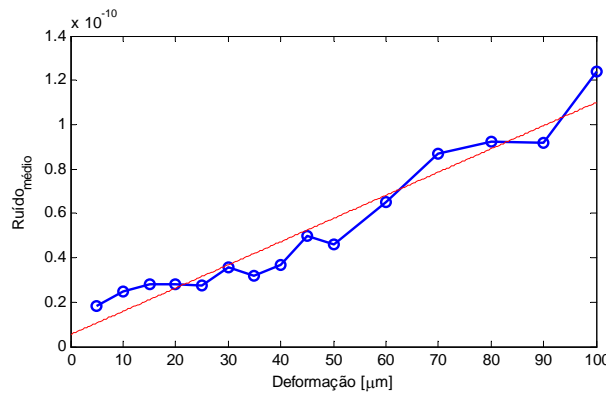


Figura 4.32. Variação do ruído médio no campo de deslocamento medido com o sistema de ESPI.

Na Fig. 4.33 é apresentada a distribuição da amplitude do ruído no campo de deslocamentos para deslocamento na extremidade da viga de $10\mu\text{m}$. Neste verifica-se que segue uma distribuição normal de valor médio próximo de zero.

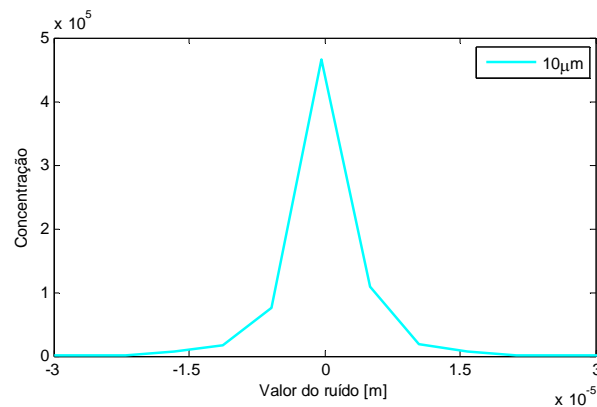


Figura 4.33. Distribuição da amplitude do ruído medido com o sistema de ESPI.

A técnica de modulação temporal de fase é usada para a determinação da fase da interferência da luz para cada estado de deformação do objecto. Neste processo, há a sobreposição do campo de *Speckle* não correlativo ao *Speckle* correlativo, sendo a perda de contraste nas franjas uma consequência da descorrelação gradual do *Speckle*. O cálculo da fase da interferência envolve a resolução de um sistema não linear de equações com o mínimo de três incógnitas, se o salto de fase for conhecido e constante. Tal implica, que para cada posição da superfície pelo menos três padrões de intensidade com diferentes saltos de fase têm de ser gravados. Devido às limitações na taxa de aquisição do vídeo e ao tempo de translação do espelho, a gravação das intensidades com diferentes fases poderá prolongar-se no tempo. Sob o ponto de vista teórico, qualquer valor arbitrário de salto de fase e número de imagens superior a 2 pode ser usado na determinação da fase do interferograma. Na verdade, a instabilidade na

medição reduz a sua aplicabilidade aos métodos de 3, 4 ou 5 imagens usando diferentes saltos de fase [42]. Dentre estes, o mais comum é o método das quatro imagens desfasadas entre si de $\Delta\Phi_R = \pi/2$.

$$\Phi(x, y) = \arctan \left[\frac{I_{3\pi/2}(x, y) - I_{\pi/2}(x, y)}{I_0(x, y) - I_\pi(x, y)} \right] \quad (4.46)$$

Esta escolha deve-se ao bom compromisso entre o número de imagens gravadas e a sensibilidade ao erro produzido pelos desvios na imposição do salto de fase. No entanto, a distribuição não uniforme do salto de fase, perturbações externas, não linearidade da resposta do actuador piezoeléctrico (incluindo o efeito de histerese), flutuações na luz ambiente e ruído electrónico podem conduzir a medições de baixa qualidade. Contudo, a não linearidade piezoeléctrica e o efeito de histerese podem ser corrigidos a partir da análise do salto de fase médio em cada estado de deformação do objecto, o qual é determinado com base no registo dos quatro interferogramas [42]:

$$\Delta\Phi_R(x, y) = \arccos \frac{I_0(x, y) - I_{\pi/2}(x, y) + I_\pi(x, y) - I_{3\pi/2}(x, y)}{2[I_{\pi/2}(x, y) - I_\pi(x, y)]} \quad (4.47)$$

A partir da análise do salto, pretende-se ajustar a tensão aplicada ao transdutor piezoeléctrico de modo a obter uma distribuição concentrada a 90° .

Na Fig. 4.34 representa-se evolução do ruído médio para diferentes valores do salto de fase. O resultado mostra que o ruído é mínimo para um salto de fase igual a 90° .

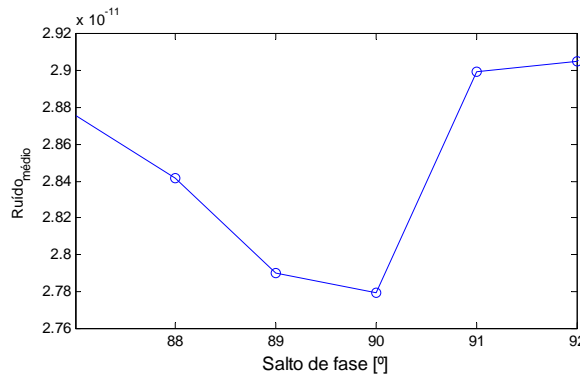


Figura 4.34. Distribuição ruído médio em função do salto de fase.

Por outro lado, desalinhamentos no salto de fase entre o estado de referência e o estado de deformada produzem mapas de fase com elevado nível de ruído. Na Fig. 4.35 representa-se a distribuição do salto de fase no estado de referência e estado de deformação do objecto em três situações. A análise comparativa revela que variações no salto de fase e na amplitude entre os dois estados produzem o aumento do ruído na medição.

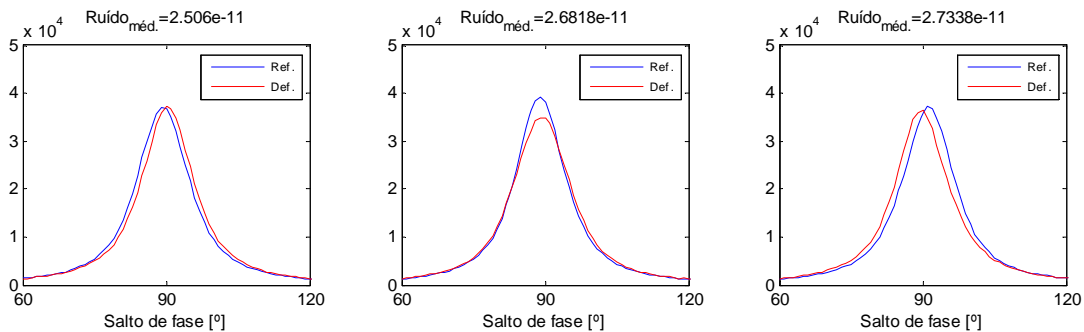


Figura 4.35. Variação do ruído com desalinhamentos na amplitude e salto de fase.

4.10.2 Factores dinâmicos

Por seu lado, os factores dinâmicos apresentam variações no tempo. Normalmente, estes estão associados ao ambiente no qual se encontra inserido o dispositivo experimental. Estes factores são muitas vezes negligenciados, uma vez que as medições com as técnicas de interferometria são feitas nas condições estáveis de um laboratório. Quando as medições são realizadas em condições adversas, como é o caso do ambiente industrial, estes factores tornam-se preponderantes na incerteza da medição, podendo mesmo inviabilizá-la.

Basicamente, os factores dinâmicos actuam durante o processo de cálculo do mapa de fase, descrito na secção 4.7. Isto deve-se ao facto do processo do cálculo de fase necessitar de realizar diferentes registos da intensidade espaçados no tempo. Durante esse período, as perturbações exteriores, normalmente de características aleatórias, agem no processo de cálculo de fase, originando erros na medição.

Como exemplos típicos de factores dinâmicos temos: as variações de temperatura, vibrações dos componentes ou da peça a ser ensaiada, variações na densidade do ar, entre outros.

4.10.2.1 Variação do índice de refacção do meio

A variação do índice de refacção do meio origina uma variação do comprimento de onda da luz [56]. Se essa variação for criada de forma desigual para os diferentes caminhos geométricos dos feixes de luz haverá uma alteração na diferença de fase entre esses feixes, a qual não é proveniente de alterações no objeto medido. Esta situação acontece com frequência quando gradientes de temperatura originam correntes de convecção.

A partir da Equação (4.32) pode verificar-se que ocorre uma variação da fase ($\Delta\varphi$) proporcional à variação do índice de refacção (Δn), na direcção de propagação Δz e que é inversamente proporcional ao comprimento de onda (λ).

$$\Delta\varphi = \pm \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n \cdot \Delta z \quad (4.48)$$

4.10.2.2 Variação do comprimento do caminho óptico

Na presença de vibrações externas irá produzir alterações na posição do objeto ou dos componentes ópticos, resultando na perturbação da fase da luz não proveniente dos deslocamentos na peça a ser medida. A presença de vibrações externas é muito comum no meio industrial e um dos principais factores causadores de erro. Mesmo em meio não industrial, como é o caso do próprio laboratório, é fundamental que haja algum tipo de isolamento da montagem, daí que os sistemas interferométricos são normalmente utilizados sobre mesas com sistemas de amortecimento de vibrações.

4.10.2.3 Variação na frequência do laser

A frequência da luz do laser é dependente dos níveis de energia dos átomos que compõem o meio laser activo, resultando numa largura de banda muito estreita. As variações de temperatura ou a oscilação na frequência natural de um elemento de reflexão da luz, produzem uma distribuição de espectro mais ampla de emissão/absorção da luz, resultando numa variação na frequência do laser. Isto levará a oscilações na emissão do laser que se irão reflectir em oscilações nas franjas.

A utilização de lasers indicados para aplicação em interferometria salvaguarda esta situação, pois as suas características físicas são normalmente bastante estáveis no tempo. A realimentação da cavidade do laser, por reflexão, a qual pode provocar oscilações na emissão laser, pode também ser minimizada com recurso a isoladores ópticos. Estes isoladores ópticos são seleccionados para o comprimento de onda do laser e reduzem drasticamente a realimentação, contribuindo para a estabilização da emissão.

4.10.2.4 Variação na temperatura

Flutuações significativas na temperatura produzidas por correntes térmicas no ar alteram o índice de refração do meio. Tal como vimos no ponto 4.10.2.1, alterações no índice de refração originam uma variação na fase da luz, a qual introduzirá perturbações na medição. Se essas flutuações na temperatura afectarem os caminhos ópticos de maneira diferenciada, certamente afectarão a estabilidade das franjas produzidas [63].

A alteração no caminho geométrico produzido por dilatações dos componentes que compõem o sistema de medição, também afecta diretamente a fase da luz. Porém, em frequências muito menores que as produzidas por correntes de ar térmicas.

4.10.2.5 Tabelas comparativas

Apresentam-se de seguida duas tabelas comparativas de resumo dos factores estáticos e dinâmicos que causam incerteza na medição. É de salientar que a coluna referente à complexidade está relacionada com a dificuldade em estabilizar o factor em questão, sendo que o parâmetro importância relativo ao contributo para incerteza final da medição. Esses índices são ilustrativos e de acordo com a experiência adquirida durante a realização do presente trabalho.

Tabela 4.1 - Factores estáticos que influem na incerteza da medição.

FACTORES ESTÁTICOS				
Factor	Efeito	Minimização	Complexidade	Importância
Tamanho do <i>speckle</i>	Degrada a relação sinal/ruído ou a resolução espacial das franjas.	Adequar o número F da objectiva da câmara.	Baixa	Média
Razão entre as intensidades dos feixes de interferência	Degrada a relação sinal/ruído.	Tornar as amplitudes muito próximas sem saturar a câmara.	Baixa	Baixa
Polarização da luz dos raios que interferem	Degrada a relação sinal/ruído.	Evitar o uso de elementos ópticos que alterem desigualmente a polarização da luz	Baixa	Média
Erro nos incrementos da fase	Não linearidades nos mapas de fase.	Uso de PZTs realimentados	Baixa	Alta

Tabela 4.2 - Factores dinâmicos que influem na incerteza da medição.

FACTORES DINÂMICOS				
Factor	Efeito	Minimização	Complexidade	Importância
Varição aleatória do índice de refração num dos caminhos ópticos.	Degrada a relação sinal/ruído.	Impedir correntes de ar térmicas.	Alta	Alta
Varição da fase por perturbações mecânicas.	Degrada a relação sinal/ruído.	Isolar mecanicamente o sistema de medição.	Alta	Alta
Varição na frequência do laser.	Degrada a relação sinal/ruído (franjas).	Usar laser estável (comum), isolador óptico.	Nenhuma	Baixa
Varição na temperatura (lenta)	Erro sistemático de medição	Estabilizar a temperatura.	Alta	Média

A partir da análise das tabelas 4.1 e 4.2 pode concluir que no caso de um ambiente ruidoso os principais problemas a serem resolvidos seriam as variações aleatórias no índice de refração provocadas por correntes de ar, perturbações de origem mecânica e a não linearidade no incremento da fase. Relativamente ao ambiente laboratorial, alguns destes factores são naturalmente minimizados.

4.11 Avaliação da incerteza na medição

A incerteza da medição possui dois componentes: sistemático e aleatório. Os factores sistemáticos distorcem a forma das franjas. A componente aleatória da incerteza na medição piora a relação sinal/ruído e está associada à qualidade das imagens dos mapas de fase obtidos. Na análise das imagens, todos os factores que influenciaram a medição estão sobrepostos e são inseparáveis. Não é possível quantificar, somente através das imagens obtidas separadamente, a influência de cada parte no resultado global. São aqui apresentados índices para quantificar a qualidade das medições, com base na análise da componente aleatória da incerteza de medição.

4.11.1 Contraste ou Visibilidade

Na presença de perturbações exteriores, o padrão de franjas tende a apresentar um aspecto menos nítido, com perda de definição em função da sobreposição das franjas claras e escuras. Em termos quantitativos esse efeito representa uma diminuição do contraste [57]. Do mapa de fase obtém-se as intensidades de uma linha, conforme mostra na Fig. 4.27, cujas amplitudes máxima e mínima são determináveis. A partir da distribuição de intensidades é possível determinar o contraste (V) através da equação [64].

$$V = \frac{(I_{Máx} - I_{Mín})}{(I_{Máx} + I_{Mín})} \quad (4.49)$$

De notar que o contraste é máximo, e igual a 1, quando a intensidade mínima é igual a 0.

4.11.2 Amplitude de modulação

Quando na imagem adquirida por uma câmara a posição das franjas não é estável, então o valor final da amplitude de modulação (I_M) será inferior ao esperado. Como parâmetro para quantificar a amplitude de modulação $I_{M(x,y)}$, usa-se as imagens obtidas pelo método das quatro imagens, equações 3.14 a 3.17, de acordo com a equação:

$$I_{M1(x,y)} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{(I_{3(x,y)} - I_{1(x,y)})^2 + (I_{0(x,y)} - I_{2(x,y)})^2} \quad (4.50)$$

Os valores individuais não são significativos, mas um tratamento estatístico do mapa de pontos fornecem informação significativa. Um deles é o histograma da frequência dos níveis de cinzento para uma determinada área da imagem, que corresponde à amplitude de modulação. A partir da análise do histograma do mapa imagem observa-se a distribuição da amplitude de modulação.

A partir deste histograma é possível identificar a posição do centróide da área total do histograma, por meio da equação:

$$\overline{A}_m = \frac{\sum_{i=0}^{255} (f_i \cdot I_i)}{\sum_{i=0}^{255} f_i} \quad (4.51)$$

Onde f_i e I_i representam respectivamente a i -ésima componente da frequência e da amplitude de modulação.

Quanto maior é o valor da posição do centróide melhor é o contraste da imagem. Existe uma estreita relação entre os conceitos de amplitude de modulação e a visibilidade ou contraste, ponto 4.11.1.

4.11.3 Variação máxima do deslocamento de um ponto no tempo

A holografia electrónica permite determinar o deslocamento de um ponto sobre uma superfície a partir do conhecimento da fase. Tomando como referência um ponto aonde é conhecida a relação entre a variação do deslocamento e a variação da fase, é possível quantificar a sua variação ao longo do tempo.

4.11.4 Desvio padrão da média das franjas em “tempo real”

As franjas em “tempo real” são obtidas a partir da subtração de duas imagens, sendo que uma delas é uma imagem de referência (obtida antes do processo de deformação ou deslocamento da peça). Após a deformação da peça, obtém-se imagens consecutivas à taxa de aquisição de imagem, subtraindo-as da imagem de referência, sendo o resultado apresentado num monitor.

Se o mapa de intensidade actual for exatamente igual ao mapa de referência, o resultado será uma imagem completamente escura, sem franjas. Na presença de deformação surgirá um padrão de franjas claras e escuras. Este mesmo conceito pode ser aplicado para quantificar perturbações no sistema, não decorrentes da deformação. As perturbações serão visíveis nas franjas, por alteração do seu comportamento (intensidade e posição) ao longo do tempo.

Uma forma de quantificar a estabilidade das franjas é através da variação da intensidade média de uma certa região de interesse, expressa através de seu correspondente desvio padrão,

calculado para um certo número de aquisições. Um sistema com estabilidade óptima (sem variação de intensidade ou posição de franjas) apresenta um desvio padrão da intensidade média da área de interesse próximo de zero. Maiores níveis de instabilidade resultam no aumento deste desvio padrão.

4.11.5 Quadro resumo

Na tabela 3.4 apresenta-se um quadro resumo dos diferentes índices de avaliação da incerteza na medição em interferometria holográfica.

O método de variação máxima de deslocamento de um só ponto pode ser utilizado após a obtenção do mapa de diferenças de fase. Os demais métodos fornecem índices de eficiência que podem ser obtidos durante a medição e, portanto, podem ser utilizados como parâmetros de qualidade em sistemas de medição em "tempo real".

Tabela 3.4 – Quadro resumo dos métodos de avaliação da incerteza de medição em interferometria holográfica.

Nome	Descrição	Interpretação
Visibilidade ou contraste.	Diminuição do contraste na presença de perturbações que geram um movimento instável das franjas.	Quanto maior o contraste, melhor é a estabilidade das franjas.
Amplitude de modulação.	Posição do centróide do histograma de uma imagem (que representa a amplitude de modulação)	Quanto maior a posição maior é a estabilidade.
Varição máxima do deslocamento de um ponto.	Se um sistema é estável, a variação do deslocamento de um ponto durante o tempo é praticamente zero,	Quanto maior a variação do deslocamento de um ponto durante o tempo, maior é a perturbação a que está submetido o sistema de medição. Quanto menor, mais estável é o sistema de medição.
Desvio padrão das franjas ao vivo.	As franjas permanecem estáveis no tempo se não há perturbações que afectam a sua posição ou a sua intensidade, numa certa área de interesse.	O desvio padrão da intensidade média de uma certa área (fazendo-se várias medidas consecutivas) é menor quanto mais estável for o sistema.

Referências:

- [1] Leendertz, J.A., “Interferometric displacement measurement on scattering surfaces utilizing speckle effect”, J. Phys.E (Sci. Instr.), 3, p 214. (1970).
- [2] Leendertz, J.A., Butters, J.N., Holographic and video techniques applied to engineering measurements, J. Meas. Control., 4, 349–354, (1971).
- [3] Lokberg, O.J., “Sound in Flight: measurement of sound fields by use of TV holography”, Applied Optics, 33, pp 2574-84. (1994).
- [4] Aswendt, P., Hofling, R., “Speckle interferometry for analysing anisotropic thermal expansion-application to specimens and components”, Composites, 24, pp 611-617. (1993).
- [5] Butters, J.N.; Leendertz, J.A.; “Speckle Pattern and Holographic Techniques in Engineering Metrology”, Optics and Lasers Technology, pp.26-30. (1971).

- [6] Creath, K. and Slettemoen, G.A., “Vibration-observation techniques for digital *speckle*-pattern interferometry”, Journal of the Optical Society of America, Vol.2, Nº10, pg. 1629-1636. (1985).
- [7] Løkberg, O.J.; Malmo, J.T.; Strand, A.; “TV-holography - a Tool for Vibration Measurements”, Noise & Vibration Control Worldwide, pp.286-289. (1987).
- [8] Cloud, G.L. Optical methods of engineering analysis. Cambridge University Press, pp. 441-491. (1998)
- [9] Jones, R., Wykes, C., “Holographic and *Speckle* Interferometry”, Cambridge University Press. (1993).
- [10] Kobayashi, A.S., “Handbook on Experimental Mechanics”. Society for Experimental Mechanics Inc., Prentice-Hall Inc. (1989).
- [11] Lage, A.L.V.S., “Técnicas Ópticas na Análise de Fenómenos Dinâmicos”; Tese de doutoramento, Faculdade de Engenharia do Porto. (1987).
- [12] Ennos, A.E.; “Measurement of in-plane Surface Strain by Hologram Interferometry”, Journal of Sci. Instruments, Jour. Of Physics E, Serie 2, Vol. 1; pp.731-734. (1968).
- [13] Butters J.N. and Leendertz J.A., “Holographic and Video Techniques Applied to Engineering Measurement”, Transaction of the Institute of Measurement and Control. (1971).
- [14] Joenathon, C. and Khorana, M., “Phase-Measuring Fiber Optic Electronic *Speckle* Pattern Interferometer: Phase step Calibration and Phase drift Minimization”, Opt. Eng., Vol 31, p 315. (1992).
- [15] Maas, A.A.M., Vrooman, H.A., “In-Plane Strain Measurement by Digital Phase Shifting Interferometry”, SPIE Laser Interferometry, Vol. 1162. (1989).
- [16] Vaz, M.A.P., “Interferometria Laser e Métodos Híbridos em Mecânica Experimental”, Tese de Doutoramento, Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. (1995).
- [17] Pouet, B.F., and Krishnaswamy, S., “Additive/subtractive decorrelated electronic *speckle* pattern interferometry”, Optical Engineering, Vol.32, Nº6, pg. 1360-1369. (1993).
- [18] Santos, F.M.F., “Novos Métodos de Interferometria *Speckle* com lasers de impulso: aplicação ao estudo do comportamento dinâmico de estruturas”. Tese de Doutoramento em Engenharia Mecânica. Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. (2003).
- [19] Ribeiro, J.E; Monteiro, J.M.; Vaz, M.A.P.; Lopes, H.; Piloto, P.A., “Measurement of residual stresses with optical techniques”. Strain. 45, 2: 123 - 130. (2008)
- [20] Monteiro, J.M., Chousal, J.A., Santos, F.M.F., Vaz, M.A.P., Gomes J.F.S.,”A Miniaturized Electronic *Speckle* Pattern Interferometer”, Mechanics in Design Symposium 96, Hamilton, Ontario, Canada. (1996).
- [21] Wykes, C., Butters, J.N. and Jones, R., “Fringe contrast in electronic *speckle* pattern interferometry system”, Applied Optics, Vol.20, Nº5, pg. 720-722. (1981).
- [22] Davies, J.C., Buckberry, C.H., Jones, J.D.C. and Panell, C.N., “Development communications of a fibre optic electronic *speckle* pattern interferometer (ESPI)”, SPIE Vol.863 Industrial Optoelectronic Measurement Systems Using Coherent Light, pg. 194-207. (1987).
- [23] Santos, F.M.F., “Implementação de um transdutor de força por microcurvatura de uma fibra óptica”, Relatório de progresso do módulo I&D, FEUP, 1993.

- [24] Joenathan, C. and Khorana, B., “Phase-measuring fiber optic electronic *speckle* pattern interferometer: phase step calibration and phase drift minimization”, *Optical Engineering*, Vol.31, N°2, pg. 315-321. (1992).
- [25] Jones, R.; Wykes, C.; “General Parameters for the Design and Optimisation of Electronic *Speckle* Pattern Interferometry”; *Optica Ata*, Vol. 28, n°7, pp.949-972. (1981).
- [26] Biederman, K., and Ek, L., “A recording and display system for hologram interferometry with low resolution image devices”, *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, Vol.8, pg. 571-576. (1975).
- [27] Vaz, M.A.; Melo, F.Q.; Rodrigues, J. F.; Gomes, J. F.; “Noise and Vibration Analysis of an Automobile Engine Component”; *Machine Vibration*, 5, pp.63-70, Springer-Verlag, London. (1996).
- [28] Martins T.L.R.C., “Caracterização de Ortotropia em Placas Epóxico Carbono Utilizando Técnicas Interferométricas”, Tese de Mestrado submetida à Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. (1996).
- [29] Martins, T.L., Melo, F.Q.; Monteiro, J., “Characterisation of the Directions of Material Orthotropy in Carbon-Epoxy Plates Using Modal Analysis”; *ADINA* , 11th ADINA CONFERENCE, 18-22 Jun, Cambridge, MASS. “1997”.
- [30] Smigielski, P. “Cineholography in non-destructive testing”; Critical review paper, SPIE Int.; Congress Proc. , Boston, USA. (1992).
- [31] Faria, H.; Monteiro, J.; Vaz, M., “Violin Plates: Numerical and Experimental Modal Analysis”; ICSV12 - Twelvth International Congress on Sound and Vibration, Lisbon, 11-14 July. (2005).
- [32] Pedrini, G., Froning, P., Fessler, H., Tiziani, H.; “Transient vibration measurement by using multi-pulse digital holography”. *Opt Laser Technol.* 29:505–11. (1997).
- [33] Lopes, H.M.R., “Desenvolvimento de técnicas interferométricas, contínuas e pulsadas, aplicadas à análise do dano em estruturas compósitas”. Tese de Doutoramento em Engenharia Mecânica. Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. (2007).
- [34] Olofsson, K., K.E. Fallstrom, and P. Palagyi, Laser generated and recorded transient bending waves in composite tubes. *Experimental Mechanics*, 1996. 36(3): p. 224-231.
- [35] Fallstrom, K.E. and O. Lindblom, Transient bending wave propagation in anisotropic plates. *Journal of Applied Mechanics-Transactions of the Asme*, 1998. 65(4): p. 930-938.
- [36] Araújo, A.L., et al., Parameter estimation in active plate structures *Computers & Structures* 2006. 84(22-23): p. 1471-1479.
- [37] Lopes, H.M.R., R.M. Guedes, and M.A. Vaz, An Improved Mixed Numerical-Experimental Method for Stress Field Calculation. *Optics & Laser Technology*, 2007. 39(5): p. 1066-1073.
- [38] Pedrini, G., B. Pfister, and H. Tiziani, Double Pulse-Electronic Speckle Interferometry. *Journal of Modern Optics*, 1993. 40(1): p. 89-96.
- [39] Takeda, M., H. Ina, and S. Kobayashi, Fourier-Transform Method of Fringe-Pattern Analysis for Computer-Based Topography and Interferometry. *Journal of the Optical Society of America*, 1982. 72(1): p. 156-160.
- [40] Pedrini, G., Y.-L. Zou, and H.J. Tiziani, Quantitative evaluation of digital shearing interferogram using the spatial carrier method. *Pure Appl. Opt.*, 1996. 5: p. 313–321.

- [41] Ettemeyer.GmbH&Co., ESPI Pulse. 1999.
- [42] Kreis, T., “Handbook of holographic interferometry : optical and digital methods”, Weinheim: Wiley-VCH, 2005.
- [43] Santos, F., M. Vaz, and J. Monteiro, A new set-up for pulsed digital shearography applied to defect detection in composite structures.Optics and Lasers in Engineering, 2004. 42(2): p. 131-140.
- [44] Albrecht, D.; Langhoff, A., “Development of an E.S.P.I. Portable Measurement Head”, Technical Note - March - J. R. C. - Ispra - Italy - E. E. C. (1998)
- [45] Kreis, T., “Handbook of holographic interferometry : optical and digital methods”, Weinheim: Wiley-VCH. (2005).
- [46] Cloud, G.L., “Optical methods of engineering analysis”. Cambridge University Press, p. 441-491. (1998).
- [47] Maas, A.A.M., “Phase shifting *speckle* interferometry”, Thesis DUT, January. (1991).
- [48] Creath, K., “Phase-Measurement Interferometry Techniques” , in Progress in Optics, Ed. E. Wolf, Vol. XXVI, Cap. 5, pp. 351-391. (1988).
- [49] Robinson, D.W., Reid G.T., “Interferogram Analysis: Digital Fringe Pattern Measurement Techniques”, Iop Publishing Ltd. (1993).
- [50] Oppenheim, A.V., Shafer R.W., “Digital Signal Processing”, Prentice Hall. (1975).
- [51] Chousal, J. A., “Técnicas de Processamento de Imagens Obtidas por Métodos Ópticos em Análise Experimental de Tensões”, Tese de Doutorado em Engenharia Mecânica. Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. (2000).
- [52] Monteiro, J.M., Vaz, M.A.P., Melo, F.Q., Gomes, F.F.S.; “Use of Interferometric Techniques for Measuring the Displacement Field in the Plane of a Part-Through Crack Existing in a Plate”; 15th Symposium Danubia – Adria on Experimental Methods in Solid Mechanics; September 30 - October 3; Bertinoro; Forli; Italy. (1998).
- [53] Monteiro, J. M., Vaz, M. A. P., Melo, F. Q. and Gomes, J. F. S.; “Use of interferometric techniques for measuring the displacement field in the plane of a part-through crack existing in a plate”; International Journal of Pressure Vessels and Piping ,Vol. 78, 4, pp. 253-259. (2001)
- [54] Kolenovic, E., Osten, W., Jüptner, W., “Influence of unresolved speckles in interferometric phase measurements. SPIE, v. 4101. (2000).
- [55] Joenathan, C., Haible, P., and Tiziani, H.J., “Speckle Interferometry with Temporal Phase Evaluation: influence of Decorrelation, Speckle size, and non-linearity of the Camera”. Applied Optics, v. 38, Issue 7, p. 1169-1178. (1999).
- [56] Hecht, E., “Optics”. Addison-Wesley Publishing Co. 2nd. Ed., p. 333-391. (1987)
- [57] Petersen, M.O., “Decorrelation and fringe visibility: on the limiting behavior of various electronic speckle-pattern correlation interferometers” in: Journal Optical Com., v.A8, n.7, p. 1082-1089. (1991).
- [58] Wyant, J.C., “Dynamic interferometry”. Optics and Photonics News, 14(4):36–41. (2003).
- [59] Gasvik, K.J., Optical Metrology. 1987: John Wiley and Sons.
- [60] Sirohi, R.S., *Speckle Metrology*. 1993: Marcel Dekker.

- [61] Owner-Petersen, M., Decorrelation and fringe visibility: on the limiting behavior of various electronic speckle-pattern correlation interferometers. *J. Opt. Soc. A.*, 1991. 8(7): p. 1082-1089.
- [62] Roger M. Groves, Giancarlo Pedrini, and Wolfgang Osten, "Real-time extended dynamic range imaging in shearography" *Applied Optics*, Vol. 47, Issue 30, pp. 5550-5556 (2008)
- [63] Hrebabetyz, F., Albertazzi, A.J., Veiga, C.L., "Camera-based, active phase stabilization for Electronic Holography". *SPIE v. 4420, Set*, pp. 155-161. (2001).
- [64] Ochoa, N.A., Santoyo, F.M., et al., "Contrast enhancement of electronic speckle pattern interferometry addition fringes". *Applied Optics*, v. 36, n. 13. (1997).

CAPÍTULO 5

5.1 A Holografia Digital

5.1.1 Introdução

5.1.2 Reconstrução numérica

5.1.3 Supressão do termo de ordem zero

5.1.4 Padrão de interferência

5.1.5 Implementação de uma solução de HD

Referências

5.1 Holografia Digital

5.1.1 Introdução

A holografia digital (HD) tem sido identificada nos últimos anos como uma ferramenta útil em diversas aplicações metrológicas. Dentro das vantagens que oferece, a holografia digital sobressai pela capacidade de gerar informação numérica sobre a fase do campo óptico transmitido ou reflectido por um objecto. Na actualidade, existe um elevado número de aplicações que aproveitam esta informação numérica da fase. Como exemplos podemos referir a caracterização de gradientes do índice de refração em fibras ópticas [1], a inspecção de células vivas [2,3], a medição dos parâmetros de lentes [4], a medição de microestruturas [5], a medição de superfícies microscópicas [6], a determinação da PSF (*Point Spread Function*) para objectivas microscópicas [7], os métodos para comparação de superfícies [8] e a caracterização de micro lentes [9], entre outros.

No caso da holografia digital para objectos reflectores, as diferenças de relevo dos objectos podem ser medidas directamente a partir do mapa de fase. Esta situação permitiu utilizar a holografia digital em reflexão em diferentes tipos de objectos como: micro esferas metálicas [10], materiais semicondutores [11] e numa grande variedade de elementos micro-electromecânicos e micro-opto-electromecânicos [12-14].

Um dos principais problemas que afectam a interpretação dos mapas de fase está relacionado com o aparecimento de distorções no campo de medida. Estas ocorrem devido à geometria da montagem óptica ou às aberrações dos sistemas de ampliação utilizados. Com o fim de compensar ou corrigir adequadamente tais alterações, têm sido desenvolvidas em simultâneo com as aplicações, várias técnicas para a análise das imagens de fase. [15-18].

A holografia digital (HD) é um método de imagem no qual é gravado um holograma num sensor de uma câmara e depois reconstruído numericamente [19]. O holograma é o padrão resultante da interferência microscópica gerada pela sobreposição entre a onda reflectida ou transmitida pelo objecto e uma onda de referência. A reconstrução digital da onda complexa (amplitude ou fase) perto do objecto é baseada na transformada de Fresnel, uma aproximação do integral de difracção [20].

A reconstrução digital de hologramas através de computadores foi proposta por vários autores [19,21,22]. Os factores que mais contribuíram para a evolução desta técnica e dos algoritmos que lhe estão associados, são a utilização dos sensores de vídeo para a aquisição dos hologramas [23], a reconstrução da fase para além da amplitude [24] e a medição dos estados de polarização [25].

Os hologramas de Fresnel são gerados num sensor de vídeo e permitem registar estados diferentes de deformação da superfície do objecto, sendo a informação gravada no formato digital num computador. Esta técnica utiliza o mesmo princípio das técnicas de interferometria de *speckle* [26], mas ao contrário desta, não existe lente ou qualquer dispositivo de formação de imagem entre o objecto e o sensor. Na holografia digital, os hologramas são amostrados digitalmente e a informação relativa à interferência óptica é gravada na forma de matrizes de intensidade.

Na Fig. 5.1 apresenta-se o dispositivo holográfico para registar hologramas fora do eixo “offaxis”. Trata-se de uma montagem baseada na montagem proposta por Leith [27], cuja configuração óptica é extremamente simples. O objectivo de um dispositivo experimental em HD é a de gerar um padrão de interferência entre duas frentes de onda: a onda que contém informação sobre o objecto e a onda de referência. A configuração tradicional destes

dispositivos corresponde à dos interferómetros de divisão de amplitude, sendo que na maioria da literatura são referidas como adaptações dos interferómetros de Michelson e Mach-Zehnder [28] para a implementação de montagens holográficas fora do eixo [12,29-31]. Os dispositivos do tipo Michelson têm um único divisor de amplitude e dois espelhos planos com os quais se determina a direcção relativa entre as duas frentes de onda. O uso deste tipo de interferómetro, torna-se muito conveniente na análise de objectos reflectivos, pela simplicidade da configuração óptica.

O dispositivo da Fig. 5.1 é facilmente implementável e evita os problemas de alinhamento e estabilidade, graças ao uso de um número reduzido de componentes ópticos. A frente onda de referência deverá ser plana [32], de forma a facilitar a aproximação em termos de integral de Fresnel no cálculo do holograma. A onda plana é criada através da montagem de um sistema óptico colimador. A montagem óptica utilizada na holografia digital tem uma configuração idêntica à da holografia convencional onde a placa holográfica (ou o filme) é substituída por uma matriz de fotodetectores, sensor vídeo de uma câmara.

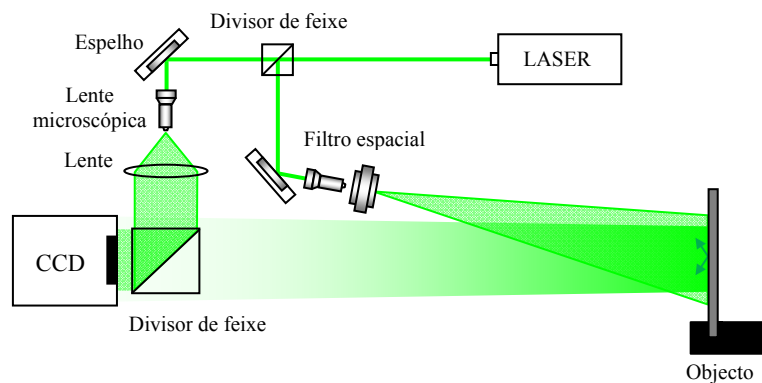


Figura 5.1. Esquema do dispositivo para registar hologramas digitais fora do eixo.

Para resolver as micro-interferências holográficas numa matriz de um sensor, os feixes de referência e objecto devem incidir de forma quase colinear no plano de imagem. A partir da aplicação do teorema de Nyquist à frequência espacial de gravação do holograma f é estabelecido o ângulo limite máximo θ_{max} entre o feixe de referência e o feixe objecto:

$$f < \frac{2}{\lambda} \text{sen} \left(\frac{\theta_{max}}{2} \right) \quad (5.1)$$

Por exemplo, no caso do registo do holográfico realizado com uma matriz de sensor CCD de uma câmara de vídeo JAI modelo CV-M2 (utilizada nesta tese), cuja dimensão do píxel $\Delta\xi = \Delta\eta = 7,4\mu\text{m}$ e um LASER com o comprimento de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$, o ângulo máximo admissível para gravação do holograma será $\theta_{max} = 2,06^\circ$.

Quando um objecto é simetricamente colocado em relação ao eixo óptico e é utilizado um feixe objecto perpendicular ao plano do sensor da câmara, a distância mínima requerida entre o objecto e o sensor d é determinada através da expressão:

$$d > d_0 \frac{\Delta\xi}{\lambda} \quad (5.2)$$

sendo d_0 a largura máxima do objecto.

Num caso concreto de um objecto colocado à distância de 0,8 m do sensor e considerando o modelo de câmara referida anteriormente, o campo de visualização máximo com a resolução de todos os píxels é de $d_0 = 6,8 \text{ cm}$. Para objectos de maior dimensão, é necessário aumentar a

distância entre o objecto e o sensor. No entanto, a alteração do índice refractivo do ar durante a gravação e a necessidade de um bom isolamento às perturbações exteriores torna difícil a sua execução prática. Nestes casos, é possível reduzir drasticamente a distância através da utilização de lentes [33,34].

Na holografia digital, o próprio processo de gravação é definido como uma forma de modulação. Devido à reconstrução numérica, a holografia digital, ao contrário da holografia convencional, não necessita de qualquer outra forma de modulação para a obtenção da fase. Ao fazer-se a reconstrução numérica, tanto a amplitude como a fase podem ser obtidas nessa operação. A modulação é conseguida à custa da portadora criada pelo ângulo entre as duas frentes de onda que interferem no sensor. Esta portadora permite separar os sinais correspondentes às imagens real e virtual do termo de ordem zero. Este padrão de interferência contém informação de fase e amplitude necessárias para reconstruir toda a frente de onda gravada.

5.1.2 Reconstrução numérica

A informação contida num holograma digital consiste numa matriz de números que indica um valor de intensidade para cada um dos píxeis de um sensor electrónico (CCD, CMOS). Nestes está codificada a informação da frente de onda reflectida pelo objecto em estudo.

Para descodificar e interpretar a informação do holograma, é necessário fazer uma analogia numérica da reconstrução óptica num holograma clássico. Este processo é conhecido por reconstrução numérica e, para a realizar são seguidos dois passos básicos da holografia:

- **Iluminação:** Simula-se o produto do holograma digital com uma onda de iluminação. Esta tem características similares à onda de referência utilizada no registo do holograma.
- **Propagação:** O holograma digital propaga-se numericamente até ao plano onde se forma a imagem.

Depois de aplicar estes passos, obtêm-se como resultado um campo complexo, cujas amplitude e fase numéricas contêm toda a informação do campo óptico. Refira-se que para a reconstrução do holograma é necessário conhecer também um conjunto de parâmetros experimentais. Estes parâmetros estão relacionados com as características da fonte de iluminação, com o tamanho do pixel do sensor electrónico e a distância do objecto ao sensor [29,35,36]. Este conjunto de parâmetros estabelece a ligação dos resultados da simulação com os resultados do mundo real.

Os hologramas registados electronicamente e gravados na memória da câmara são depois transferidos para um computador. O procedimento de reconstrução numérica do holograma é baseado na aproximação discreta do integral de Fresnel da difracção, definido para distâncias razoáveis entre o objecto e a matriz do sensor. A imagem real pode ser reconstruída a partir do holograma amostrado digitalmente se a difracção da onda de reconstrução ao nível da microestrutura do holograma for realizada por métodos numéricos.

A difracção de uma onda plana no holograma é descrita pelo integral de Fresnel-Kirchhoff. Assume-se que a distância d entre o holograma e a imagem real é muito maior que a máxima dimensão do sensor da câmara. A região de campo próximo em que o fenómeno de difracção de Fresnel pode ser observado será dado pela distância d [23]:

$$d^3 \gg \frac{\pi}{4\lambda} \left[(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 \right]_{\max}^2 \quad (5.3)$$

A sobreposição do feixe objecto com o feixe de referência produz um campo de intensidade $h(\xi, \eta)$, que é capturado pelo sensor da câmara. Assim, a aproximação de Fresnel pode ser utilizada para calcular a amplitude complexa da onda difractada no plano da imagem real [23]:

$$\Gamma(\xi, \eta) = \frac{ia}{\lambda d} \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (\xi^2 + \eta^2)\right] \times \iint_{-\infty}^{\infty} t(x, y) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (x^2 + y^2)\right] \times \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda d} (x\xi + y\eta)\right] dx dy \quad (5.4)$$

em que (x, y) e (ξ, η) são as coordenadas no plano do holograma e no plano da imagem real, $t(x, y)$ é a amplitude de transmitância do holograma e a a amplitude da onda incidente. A função $\Gamma(\xi, \eta)$ pode ser digitalizada se a transmissão do holograma $t(x, y)$ é amostrada segundo uma matriz de $N \times N$ pontos, com passos de Δx e Δy ao longo das coordenadas ξ e η são substituídos por $m\Delta\xi$ e $n\Delta\eta$, em que m e n são números inteiros. A representação discreta da Equação (5.4) é passa a ser dada por [19]:

$$\Gamma(m, n) = \exp\left[i\pi\lambda d \left(\frac{m^2}{N^2\Delta x^2} + \frac{n^2}{N^2\Delta y^2}\right)\right] \times \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} t(k, l) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (k^2\Delta x^2 + l^2\Delta y^2)\right] \times \exp\left[i2\pi \left(\frac{km}{N} + \frac{ln}{N}\right)\right] \quad (5.5)$$

$\Gamma(\xi, \eta)$ é uma matriz de $N \times N$ pontos, que descreve o campo da onda no plano da imagem real. Nesta transformação, $\Delta\xi$ e $\Delta\eta$ representam as dimensões dos pixels na imagem reconstruída, sendo as relações entre Δx , Δy e $\Delta\xi$, $\Delta\eta$ definidas por [19]:

$$\Delta\xi = \lambda d / N\Delta x, \quad \Delta\eta = \lambda d / N\Delta y \quad (5.6)$$

Do ponto de vista numérico, a Equação (5.5) é uma representação da aproximação de Fresnel em termos de uma transformada de Fourier discreta inversa.

Dado que o campo de onda reconstruído $\Gamma(\xi, \eta)$ ou $\Gamma(m, n)$ é uma função complexa, tanto a intensidade como a fase podem ser determinadas. Considere-se a distribuição de intensidade regista no sensor da câmara:

$$I(\xi, \eta) = \left| \Gamma(\xi, \eta) \right|^2 = \text{Re}^2[\Gamma(\xi, \eta)] + \text{Im}^2[\Gamma(\xi, \eta)] \quad (5.7)$$

em Re significa a parte real e Im a parte imaginária. Neste caso, a fase pode ser determinada através da expressão:

$$\Phi(\xi, \eta) = \arctan \frac{\text{Im}[\Gamma(\xi, \eta)]}{\text{Re}[\Gamma(\xi, \eta)]} \quad (5.8)$$

Os hologramas para cada estado de deformação do objecto são gravados digitalmente e podem ser reconstruídos separadamente, sendo a sua fase determinada através da Equação (5.8). O mapa de fase correspondente à deformação/deslocamento do objecto é determinado por subtracção da fase medida entre os dois diferentes estados, podendo ser calculada através de:

$$\Delta\Phi(\xi, \eta) = \begin{cases} \Phi_1 - \Phi_2 & \text{if } \Phi_1 \geq \Phi_2 \\ \Phi_1 - \Phi_2 + 2\pi & \text{if } \Phi_1 < \Phi_2 \end{cases} \quad (5.9)$$

em que Φ_1 e Φ_2 são as fases do objecto não deformado e deformado, respectivamente.

Na Fig. 5.2 apresenta-se o procedimento de determinação de um holograma digital. Neste caso, foi usada uma câmara JAI modelo CV-M2 para gravação digital do holograma. As características principais da matriz do CCD da câmara são: 1608 pixels na horizontal e 1216 pixels na vertical; $\Delta\xi=\Delta\eta=7,4\mu\text{m}$. A configuração óptica representada na Fig. 5.1 foi implementada sobre numa mesa óptica com suportes anti-vibrações para garantir o isolamento de perturbações externas.

Como objecto de estudo, foi utilizado um disco metálico com o diâmetro 0,015m, com a inscrição 314, o qual foi colocado à distância de 0,8m do sensor da câmara. Como fonte de luz para registar o holograma foi utilizado um LASER de emissão contínua com o comprimento de onda de $\lambda=532\text{nm}$. Foram gravados dois hologramas, um com o objecto no estado descarregado, Fig. 5.2(a), e outro após a aplicação de uma carga térmica, Fig. 5.2(b). O algoritmo de reconstrução numérica da frente de onda, equação (5.5), foi implementado sobre a plataforma Matlab[®]. Todo o procedimento foi automatizado e o processo de cálculo acelerado através do uso de rotinas de cálculo criadas para obter a FFT. A partir da transformada de Fresnel, obtém-se a reconstrução numérica do mapa de intensidade, no qual é possível observar-se a imagem do disco e um elemento brilhante com o formato do CCD, Fig. 5.2(c), representativo do termo de ordem zero, também conhecido como componente contínuo da difracção do feixe de referência no sensor da câmara.

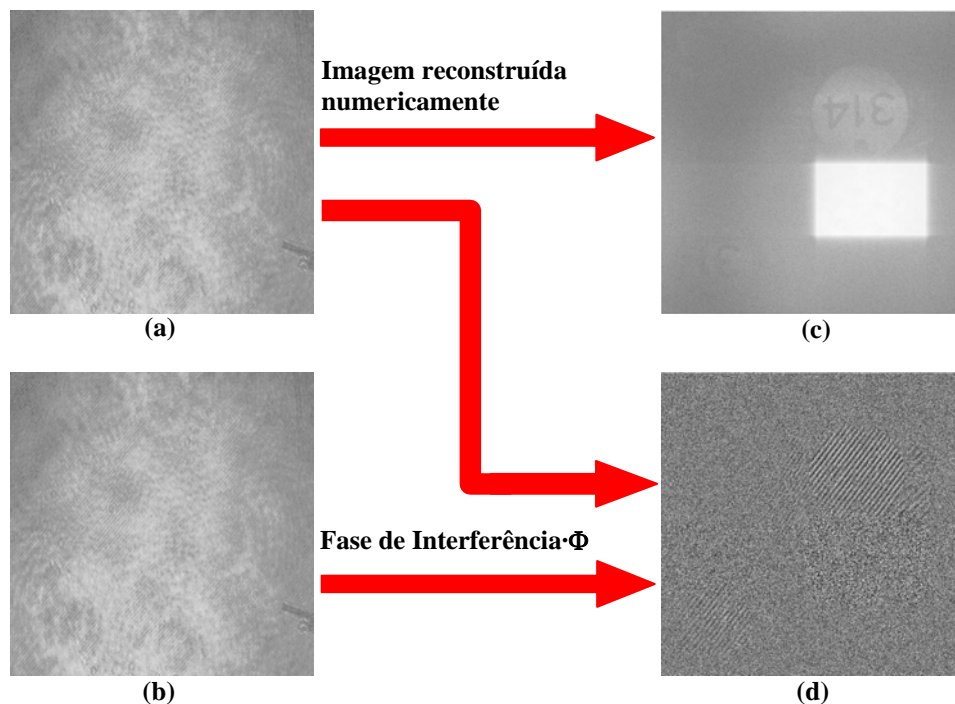


Figura 5.2. (a) - Holograma digital do estado inicial; (b) - Holograma digital após deformação; (c) - Imagem reconstruída numericamente do objecto original; (d) - Distribuição de fase da interferência.

A reconstrução óptica da frente de onda do holograma quando iluminado por uma feixe de referência produz simultaneamente uma imagem real e uma imagem virtual, sendo ambas as imagens visíveis na Fig. 5.2(c). A imagem real corresponde a uma frente de onda convergente e que surge localizada num plano conjugado ao plano do objecto, enquanto a imagem virtual, pertence a uma frente de onda divergente que surge a partir da posição onde se encontrava colocado o objecto durante a gravação. A reconstrução da imagem virtual pode também ser efectuada por via numérica através da equação (5.5).

A Fig. 5.2(d) representa a distribuição de fase da interferência calculada directamente a partir dos dois hologramas, sendo possível ver um conjunto de franjas tanto na imagem real como virtual resultantes da deformação imposta ao objecto.

5.1.3 Supressão do termo de ordem zero

O termo de ordem zero ou componente contínua da imagem, Fig. 5.2(c), não tem qualquer utilidade prática, a sua forte amplitude transforma-o num elemento perturbador para a gama dinâmica de representação da imagem e restringe a área de visualização do objecto. Existe uma grande variedade de métodos para eliminação do termo contínuo, estando continuamente a surgir novas propostas [37-42]. Os procedimentos para eliminação do termo contínuo estão basicamente divididos em métodos numéricos puros que apenas empregam técnicas numéricas, e métodos híbridos, baseados em procedimentos numéricos e técnicas experimentais de salto de fase (*phase-shifting*).

Um método numérico muito eficaz na eliminação do termo de ordem zero da transformada de Fresnel, baseia-se na subtracção do termo médio da intensidade em cada holograma [37]. Este procedimento pode ser interpretado como equivalente à aplicação de um filtro passa-alto, onde só o termo de ordem zero é eliminado. Uma forma expedita de implementar este filtro consiste no cálculo do valor médio por convolução de imagem na vizinhança 3×3 do pixel e subtracção ao holograma original:

$$h'(k,l) = h(k,l) - h(k,l) \otimes M \quad (5.10)$$

onde a janela da média vem dada por:

$$M = \frac{1}{9} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.11)$$

Na Fig. 5.3.(a) está representado a reconstrução numérica da intensidade numa situação aonde não se aplicou o método de supressão do termo médio e na Fig. 5.3.(b) uma imagem após aplicação do método numérico para a supressão do termo de ordem zero da transformada discreta de Fresnel. A eliminação eficaz da componente contínua e a reconstrução numérica da intensidade permitem a visualização do objecto sobre um fundo completamente escuro, conseguindo-se um aumento da intensidade e melhoria do contraste do disco em relação à imagem da Fig. 5.3(a).

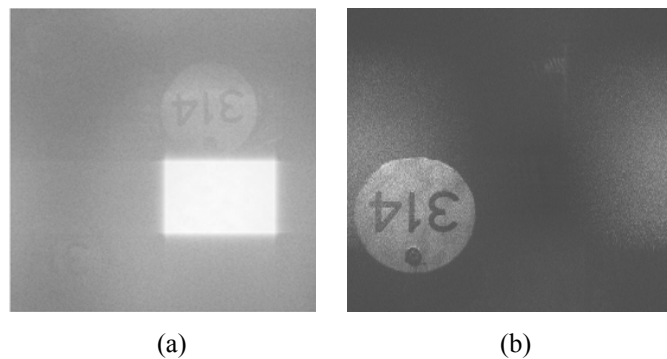


Figura 5.3. (a) Reconstrução numérica da intensidade sem supressão do termo de ordem zero, (b) com supressão do termo de ordem zero.

5.1.4 Padrão de interferência

A partir da distribuição de fase medida Fig. 5.2(d), é possível determinar o campo contínuo de deformação do objecto através da aplicação de algoritmos dedicados de processamento de imagem Fig. 5.4.

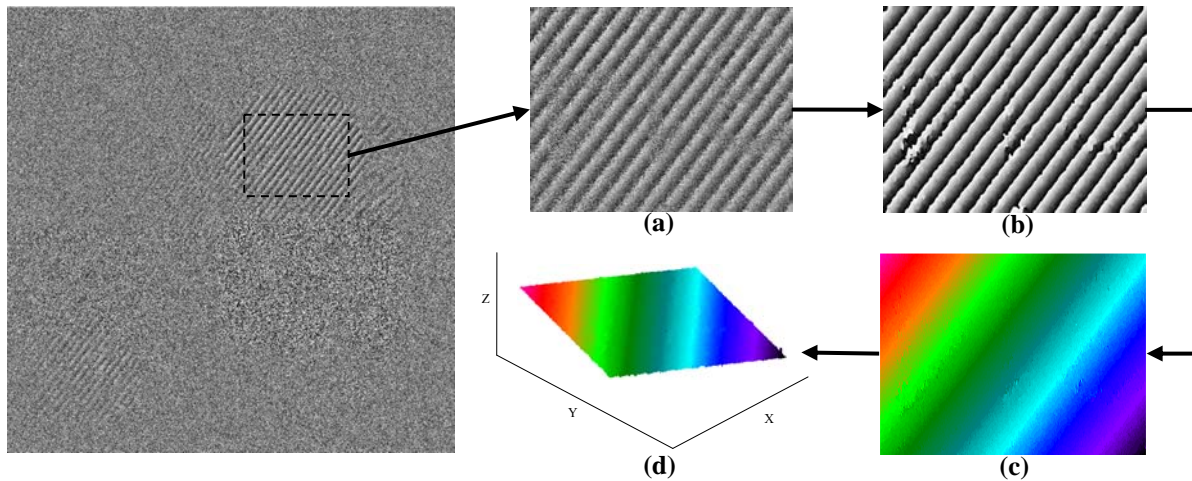


Figura 5.4. (a) - Área seleccionada da distribuição de fase do objecto; (b) - Filtragem da fase; (c) Representação em pseudo cor da distribuição de fase *unwrapped*; (d) - Representação 3D.

O mapa de fase correspondente à deformação do objecto registado entre os dois instantes de carregamento, Fig. 5.4(a), apresenta uma distribuição entre $]-\pi \pi]$. O ruído de fase de alta frequência pode ser eliminado através de rotinas dedicadas de filtragem Fig. 5.4(b). Na Fig. 5.4(c) está representado o campo de deformações após desembrulhar a fase, utilizando rotinas de unwrapping.

5.1.5 Implementação de uma solução de HD

Como já foi referido anteriormente, as técnicas ópticas apresentam algumas vantagens quando comparadas com as técnicas convencionais. A análise estrutural de componentes e estruturas tem beneficiado com o desenvolvimento de várias técnicas, tanto numéricas como experimentais. Um dos problemas das técnicas experimentais é o facto de consumirem tempo e recursos, dado que requerem procedimentos complicados e equipamentos com características específicas que são, normalmente dispendiosos, como as câmaras de vídeo, os lasers e os equipamentos ópticos de elevada qualidade. O sistema a seguir descrito permite a medição do deslocamento da superfície de forma fácil e sem contacto.

Na implementação do sistema de holografia digital é utilizada uma câmara fotográfica digital comercial. A escolha da câmara teve alguns factores em conta, sendo os principais: a resolução (de preferência elevada), a dimensão do pixel (de menor dimensão) e a capacidade de poder ser controlada remotamente por via do computador. A câmara utilizada foi a Nikon D200, dado que cumpria todos os requisitos anteriormente definidos. Na Fig. 5.5 representa-se a configuração óptica do sistema de holografia digital. Neste caso, o registo digital dos hologramas é realizado utilizando a câmara Nikon, à qual foi removida a lente. O processo de aquisição e gravação dos hologramas é feito remotamente por via de um computador, utilizando software específico da câmara, evitando, deste modo, qualquer intervenção na câmara, o que poderia interferir na qualidade do registo dos hologramas [36].

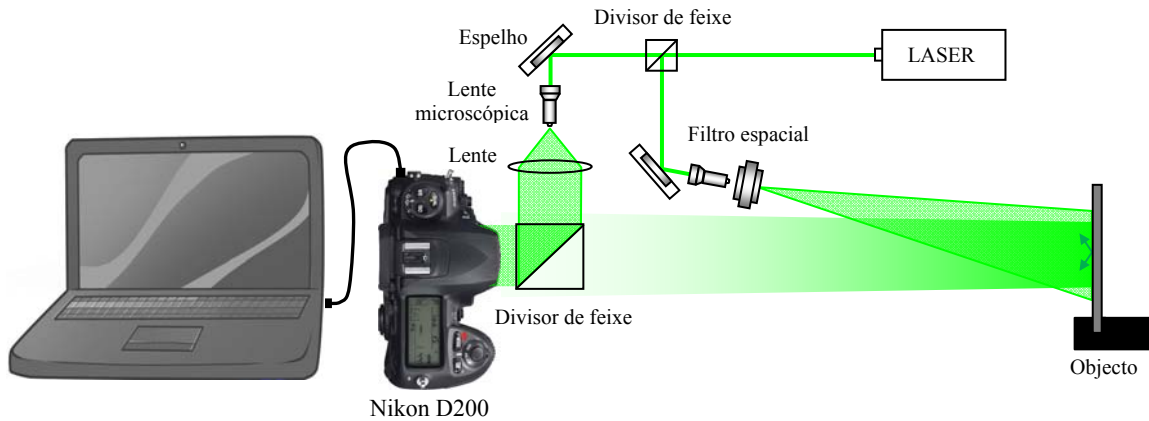


Figura 5.5. Dispositivo experimental de HD com câmara fotográfica.

Para garantir com sucesso o registo holográfico digital, é necessário cumprir com alguns requisitos. Ao substituir o filme fotográfico por um sensor de vídeo, as técnicas convencionais de gravação óptica tem de ser modificadas para satisfazer as exigências colocadas pela utilização deste tipo de sensores matriciais de menor resolução espacial. Assim, deverá ser satisfeita a teoria da amostragem, para que os hologramas digitalmente amostrados possam ser reconstruídos de forma fidedigna, sem qualquer perda de informação. No entanto, a resolução espacial dos sensores de vídeo é cerca de uma ordem de grandeza inferior à dos meios de gravação convencionais. Por esta razão, o ângulo máximo admissível entre as ondas objecto e de referência (ângulo de interferência), está limitada a alguns graus. Para se obter uma boa qualidade na reconstrução do holograma, a gravação tem de satisfazer os requisitos do teorema de amostragem de Nyquist. Quando se atinge a frequência de Nyquist, a rede deixa de poder ser resolvida, sendo a restante parte do objecto “deslocada” para frequências mais baixas [38]. Este fenómeno de subamostragem é conhecido como *aliasing*. A explicação reside no facto das células de transporte, ao serem verticais, originam um espaçamento entre as células fotossensíveis. Este espaçamento permite criar um efeito de subamostragem que leva a restante parte do objecto seja transladado para frequências inferiores [35].

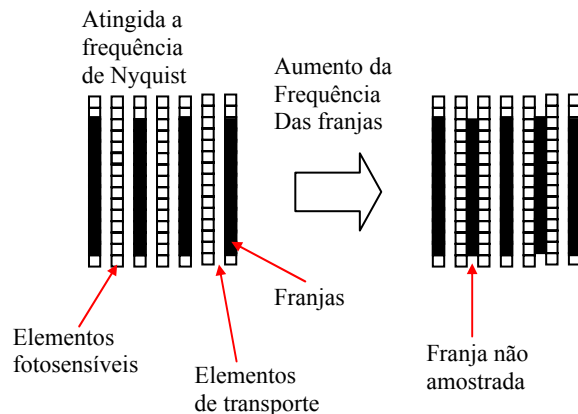


Figura 5.6. Fenómeno de subamostragem (*aliasing*) num sensor tipo CCD.

Para a recuperação exacta da imagem de um objecto original na holografia digital, o teorema da amostragem implica que a separação entre franjas de interferência deve ser maior do que dois pixels. O seu efeito directo na holografia digital é o de que o ângulo de interferência entre as ondas objecto e de referência tem de ser limitado a alguns graus, cujo limite será dado pela equação:

$$\alpha_{\max} = \frac{\lambda}{2\Delta N} \quad (5.12)$$

Em que ΔN representa a dimensão do pixel.

Para uma utilização eficiente dos pixels do CCD, é importante que o teorema da amostragem seja satisfeito em todo o sensor CCD.

Se os centros do objecto e alvo do CCD estiverem ambos no eixo óptico do sistema, então a distância mínima permitida é dada por:

$$D_{\min: \text{em linha}} = \frac{\Delta N}{\lambda} (N \cdot \Delta N + L_{ox}) \quad (5.13)$$

Para um objecto com uma determinada dimensão lateral L_{ox} , a distância D entre o objecto e o alvo do sensor de vídeo, L_s tem de ser maior que um D_{\min} mínimo (Equação 5.13). Este requisito tem como objectivo permitir que as ondas esféricas de cada ponto do objecto possam interferir com a onda de referência no plano de registo com um ângulo inferior a α_{\max} .

No caso de estudo foi utilizada uma câmara digital comercial, Nikon D200, possui um sensor com 23.6x15.8 mm de 3872x2592 pixeis, sendo a dimensão do pixel 6x6 μm . Na Fig. 5.7 apresenta-se a vista geral da montagem experimental. Foram realizados alguns ensaios com a flexão de uma viga encastrada, cujo resultado do campo de deformação se apresenta na Fig. 5.7.

Um sistema deste tipo requer um elevado tempo de processamento dos resultados, pois as imagens têm de ser adquiridas pela câmara, importadas para o computador e só depois processadas. No caso do sistema com câmara de vídeo, já foram desenvolvidos algoritmos que permitem a acelerar o processamento de hologramas digitais quase em “tempo real”.

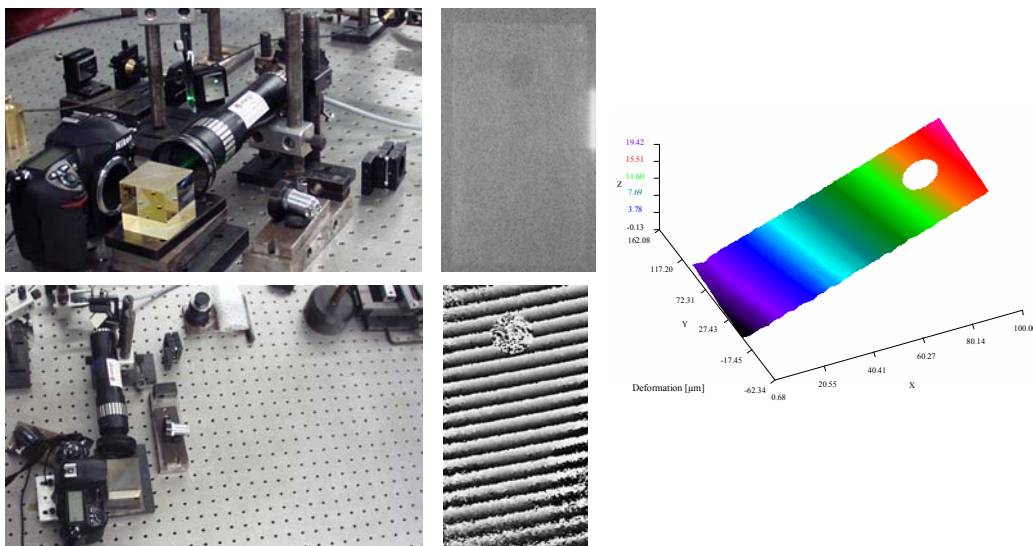


Figura 5.7. Imagem do dispositivo experimental; Imagem reconstruída do objecto, campo de deslocamentos e representação 3D.

Assim ao comparar estes sistemas com o sistema de ESPI, este apresenta como principais vantagens o facto de ser um sistema de menor complexidade, dado que utiliza menos componentes ópticos e requerer laser menos potentes. Todos estes factores contribuem para reduzir o custo do sistema. Além disso, dado que se tratam de sistemas sem sistema de formação de imagem, evitam-se todas as aberrações inerentes a qualquer sistema óptico. A utilização de uma câmara fotográfica permite reduzir substancialmente o custo do sistema e obter um aumento substancial na resolução espacial do registo holográfico.

As aplicações da holografia digital às mais diversas áreas são numerosas, tendo crescido nos últimos anos. À medida que a gama de aplicações é alargada, cresce a necessidade da obtenção de resultados de melhor qualidade. O desenvolvimento futuro desta técnica irá focar essencialmente na diminuição do ruído, aumento da resolução dos hologramas, ajuste preciso dos parâmetros e algoritmos mais robustos e mais rápidos.

Referencias

- [1] Wahba, H.H. and Kreis, T., "Characterization of graded index optical fibers by digital holographic interferometry". *Applied Optics*, 48(8):1573-1582, March. 2009.
- [2] Kemper, B. and Bally, V.G., "Digital holographic microscopy for live cell applications and technical inspection". *Applied Optics*, 47(4):52-61. 2008.
- [3] Mann, C.J., Yu, L., and Kim, M.K., "Movies of cellular and sub-cellular motion by digital holographic microscopy". *Biomed. Eng. Online*, 5:21. 2006.
- [4] Anand, A. and Chhaniwal, V.K., "Measurement of parameters of simple lenses using digital holographic interferometry and a synthetic reference wave". *Applied Optics*, 46(11):2022-2026. 2007.
- [5] De Nicola, S., Ferraro, P., Finizio, A., Grilli, S., Coppola, G., Iodice, M., De Natale, P., and Chiarini, M., "Surface topography of microstructures in lithium niobate by digital holographic microscopy". *Measurement Science and Technology*, 15(5):961-968. 2004.
- [6] Prieto, D.V. and Garcia-Sucerquia, J., "Three-dimensional surface contouring of macroscopic objects by means of phase-difference images". *Applied Optics*, 45(25):6381-6387. 2006.
- [7] Marian, A., Charriere, F., Colomb, T., Montfort, F., Kuhn, J., Marquet, P., and Depeursinge, C., "On the complex three-dimensional amplitude point spread function of lenses and microscope objectives: theoretical aspects, simulations and measurements by digital holography". *Journal of Microscopy*, 225(2):156-169. 2007.
- [8] Baumbach, T., Osten, W., Kopylow, V.C., and Juptner, W., "Remote metrology by comparative digital holography". *Applied Optics*, 45(5):925-934. 2006.
- [9] Charriere, F., Kuhn, J., Colomb, T., Montfort, F., Cuhe, E., Emery, Y., Weible, K., Marquet, P., and Depeursinge, C., "Characterization of microlenses by digital holographic microscopy". *Applied Optics*, 45(5):829-835. 2006.
- [10] Montfort, F., Emery, Y., Solanas, E., Cuhe, E., Aspert, N., Marquet, P., Joris, C., Kuhn, J., and Depeursing, C., "Surface roughness parameters measurements by digital holographic microscopy (DHM)". In *Proc. Third International Symposium on Precision Mechanical Measurements*, Urumqi, August 2-6. 2006
- [11] Schulze, M.A, Hunt, M.A, Voelkl, E., Hickson, J.D, Usry, W., Smith, R.G., Bryant, R., and Thomas, C.E., "Semiconductor wafer defect detection using digital holography". *Process and Materials Characterization and Diagnostics in Manufacturing*, SPIE's Advanced Microelectronic Manufacturing, pp. 183-193, Santa Clara, California, 27-28 February. 2003.
- [12] Coppola, G., Ferraro, P., Iodice, M., De Nicola, S., Finizio, A., and Grilli, S., "A digital holographic microscope for complete characterization of microelectromechanical systems". *Measurement science & technology*, 15:529-539. 2004.

-
- [13] Lynceetec. <http://www.lynceetec.com/>.
- [14] Osten, W., "Optical inspection of Microsystems". CRC Press. 2006.
- [15] Colomb, T., Cuche, E., Charriere, F., Kuhn, J., Aspert, N., Montfort, F., Marquet, P., and Depeursinge, C., "Automatic procedure for aberration compensation in digital holographic microscopy and applications to specimen shape compensation". *Applied Optics*, 45(5):851-863. 2006.
- [16] Colomb, T., Kuhn, J., Charriere, F., Depeursinge, C., Marquet, P., and Aspert, N., Total aberrations compensation in digital holographic microscopy with a reference conjugated hologram. *Optics Express*, 14(10):4300-4306, 2006.
- [17] Di, J., Zhao, J., Sun, W., Jiang, H., and Yan, X., "Phase aberration compensation of digital holographic microscopy based on least squares surface fitting". *Optics Communications*, 282(19):3873-3877, October. 2009.
- [18] Ferraro, P., De Nicola, S., Finizio, A., Coppola, G., Grilli, S., Magro, C., and Pierattini, G., "Compensation of the inherent wave front curvature in digital holographic coherent microscopy for quantitative phase-contrast imaging". *Applied Optics*, 42:1938-1946. 2003.
- [19] Yaroslavskii, L.P., N.S. Merzlyakov, "Methods of Digital Holography", Consultants Bureau, New York and London. 1980.
- [20] Goodman J.W., "Introduction to Fourier Optics", 2nd ed. New York: McGraw-Hill. 1996.
- [21] Goodman, J.W. and Lawrence, R.W. "Digital image formation from electronically detected holograms", *Appl. Phys. Lett.* 11, 77-79. 1967.
- [22] Kronrod, M.A., Merzlyakov, N.S. and Yaroslavskii, L., "Reconstruction of a hologram with a computer", *Sov. Phys. Tech. Phys.* 17, 333-334. 1972.
- [23] Schnars, U. and Jüptner, W., "Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction", *Appl. Opt.* 33, 179-181. 1994.
- [24] Cuche, E., Bevilacqua, F. and Depeursinge, C., "Digital holography for quantitative phase-contrast imaging", *Opt. Lett.* 24, 291-293. 1999.
- [25] Colomb, T., Dahlgren, P., Beghuin, D., Cuche, E., Marquet, P. and Depeursinge, C., "Polarization imaging by use of digital holography", *Appl. Opt.* 41, 27-37. 2002.
- [26] Monteiro, J.M.; Chousal, J.A.; Santos, F.M.F.; Vaz, M.A.P.; Gomes, J.F.S., "A Miniaturised Electronic Speckle Pattern Interferometer". *Mechanics in Design*, Toronto University, Canada, May. 1996.
- [27] Leith, E.N., Upatnieks, J., "Wavefront Reconstruction with Continuous-tone Objects", *J. OSA*, **53**, 1377-1381. 1963.
- [28] Malacara, D., "Optical Shop Testing", 3rd Ed., John Wiley & Sons, New Jersey. 2007.
- [29] Schnars, U., Jueptner, W., "Digital holography: Digital hologram recording, numerical reconstruction, and related techniques". Springer. Berlin. 2005
- [30] Kreis, T., "Handbook of Holographic Interferometry: Optical and Digital Methods". Wiley-VCH. 2005.
- [31] Cuche, E., Marquet, P., and Depeursinge, C., "Simultaneous amplitude-contrast and quantitative phase-contrast microscopy by numerical reconstruction of fresnel off-axis holograms". *Applied Optics*, 38(34). 1999.

- [32] Kreis, T.M., Jüptner, W.P.O., “Principles of Digital Holography”, *Fringe’97*, ed. W. Jüptner and W. Osten, Akademie Verlag, Berlin, 353-363. 1997.
- [33] Schnars, U., T. Kreis, and W. Jüptner, Digital recording and numerical reconstruction of holograms: Reduction of the spatial frequency spectrum. *Opt. Eng.*, 35(4): pp. 977-982. 1995.
- [34] Schnars, U., T. Kreis, and W. Jüptner. CCD- recording and numerical reconstruction of holograms and holographic interferograms. . in *Interferometry VII: techniques and Analysis*. pp. 57-63. 1995.
- [35] Chousal, J. A., “Técnicas de Processamento de Imagens Obtidas por Métodos Ópticos em Análise Experimental de Tensões”, Tese de Doutoramento em Engenharia Mecânica. Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. 2000.
- [36] Monteiro, J.M., Lopes, H., Vaz, M.A.P. “Digital Holography using a standard photographic digital camera”. 5th International Conference on Mechanics and Materials in Design - M2D’2006. Porto, 24-26 July. 2006.
- [37] Zhang, Y., Lu, Q., Ge, B., “Elimination of zero-order diffraction in digital off-axis holography”. *Optics Communications*, 240, 261–267. 2004.
- [38] Chen G., Lin C., Kuo M., and Chang C., “Numerical suppression of zero-order image in digital holography”. *Optics Express*, Vol. 15, Issue 14, pp. 8851-8856. 2007.
- [39] Zhang, Y., Lü, Q., Ge, B., “Elimination of zero-order diffraction in digital off-axis holography”. *Optics Communications Volume 240, Issues 4–6*, pp. 261–267. 2004.
- [40] Maab, L., Wangb, H., Lib, Y. and & Zhanga, H., “Elimination of zero-order diffraction and conjugate image in off-axis digital holography”. *Journal of Modern Optics Volume 56, Issue 21*. 2009.
- [41] Cuche, E., Marquet, P., and Depeursinge, C., “Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography”. *APPLIED OPTICS*, Vol. 39, No. 23. 2000.
- [42] Li, J., Song, Q., Tankam, P., Picart, P., “Eliminating zero-order diffraction in the digital holography wavefront reconstruction with adjustable magnification”. *Holography, Diffractive Optics, and Applications IV*. Edited by Sheng, Yunlong; Yu, Chongxiu; Chen, Linsen. *Proceedings of the SPIE, Volume 7848*, pp. 78481Y-78481Y-9. 2010.
- [43] Lopes, H.M.R., “Desenvolvimento de técnicas interferométricas, contínuas e pulsadas, aplicadas à análise do dano em estruturas compósitas”. Tese de Doutoramento em Engenharia Mecânica. Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. 2007.
- [44] Greivenkamp, J.E., “Sub-Nyquist Interferometry”, *Opt. Eng.*, 23, 350-352. 1984

CAPÍTULO 6

6.1 Introdução

6.2 Fibras ópticas

6.2.1 Fundamentos das fibras ópticas

6.2.2 Tipos de fibras

6.2.2.1 Fibras monomodo

6.2.2.2 Fibras monomodo com preservação de polarização

6.2.3 Atenuação

6.2.4 Parâmetros úteis da fibra óptica

6.2.5 Como seleccionar uma fibra óptica

6.2.6 Cabo de fibra óptica

6.2.7 Acoplamento da luz nas fibras ópticas

6.2.8 Acopladores de fibra óptica

6.3 Elementos Piezoeléctricos

6.4 Câmaras CCD/CMOS

6.5 Sistemas de iluminação e “*Beam Shaping*”

Referências

6.1 Introdução

Um dos objectivos desta tese consistiu na construção de sistemas de interferometria que fossem compactos, modulares e pudessem ser utilizados por investigadores sem grande formação em óptica. Para cumprir este requisito pensou-se em recorrer a elementos ópticos que permitissem tornar os sistemas compactos e ao mesmo tempo conferindo versatilidade e ajuste fácil. Normalmente os sistemas de interferometria são constituídos por vários componentes ópticos tornando os sistemas volumosos. O uso de fibras ópticas para a condução dos feixes permitem preservar características importantes como a coerência e a polarização, aceleram grandemente o alinhamento ao mesmo tempo que reduzem o número de elementos ópticos. Dada a importância destes componentes nos sistemas a implementar, pretende-se, neste capítulo fazer uma abordagem mais em pormenor sobre as suas principais características bem como a de outros elementos que possuem um papel importante no conjunto final.

6.2 Fibras ópticas

6.2.1 Fundamentos das fibras ópticas

As fibras ópticas são guias de onda circulares de características dieléctricas que operam nas frequências ópticas e podem transportar energia e informação. Confinam a energia electromagnética sob a forma de luz dentro da sua superfície e guiam-na numa direcção paralela ao seu eixo.

As propriedades de transmissão de guia de onda óptico dependem das suas características estruturais [1]. As fibras ópticas têm a particularidade de poder transportar a luz através de longas distâncias com elevada flexibilidade e baixa atenuação e sem componentes ópticos adicionais para guiar o feixe. O tipo de fibra utilizada depende das propriedades da luz tais como o comprimento de onda desejado, intensidade, polarização, divergência e coerência.

As fibras ópticas têm normalmente um núcleo central, que é o que na realidade transporta a luz, este é tipicamente feito de sílica com dopantes para alterar o índice de refração. O núcleo está envolvido por uma bainha concêntrica com um índice de refração ligeiramente mais baixo (cerca de $\cong 1\%$), a qual fornece a *interface* necessária para ocorrer a reflexão total interna, mantendo a luz dentro do núcleo, ver Fig. 6.1. Uma cobertura exterior (normalmente de plástico) cobre a bainha, designada por cobertura primária ou manto.

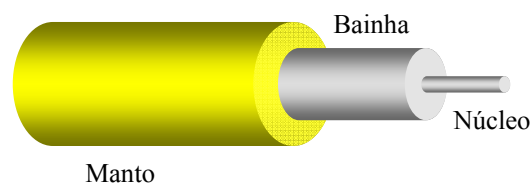


Figura 6.1. Constituição de um cabo de fibra óptica.

Os cabos de fibra óptica tem uma capa protectora envolvente de uma ou duas camadas de polietileno que encaixa a fibra dentro de um cabo de aço flexível ou Kevlar com o objectivo de lhe fornecer maior rigidez e assim reduzir as perdas devido a micro curvaturas que ocorrem quando as fibras são pressionadas contra superfícies rugosas.

6.2.2 Tipos de fibras

Algumas variações na composição do material do núcleo dão origem aos dois tipos de fibra mais utilizados, tal como se mostra na Fig. 6.2. No primeiro caso o índice de refração é uniforme ao longo de todo o núcleo sofrendo uma alteração brusca (em forma de degrau) na fronteira da bainha. Daí se designar este tipo de fibra por *step-index*. No segundo caso o índice de refração do núcleo varia em função da distância radial desde o centro da fibra. Este tipo de fibra é designado por *graded-index* [1].

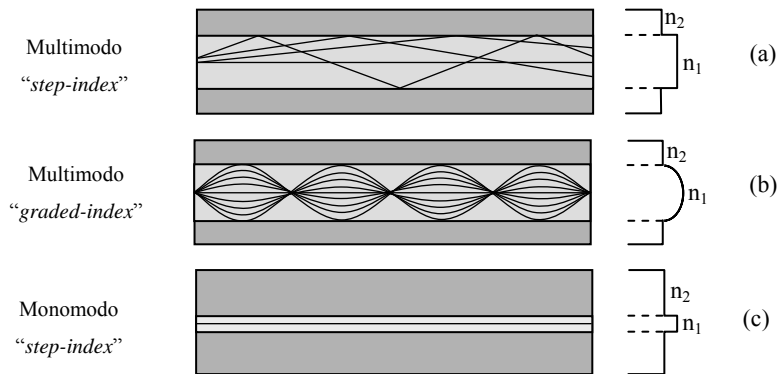


Figura 6.2. Comparação entre fibras monomodo e multimodo *step-index* e *graded-index*.

Ambas as fibras *step-index* e *graded-index* podem ainda ser divididas em fibras monomodo e multimodo. Nas fibras ópticas multimodo "*step index*", o índice de refração do núcleo é completamente diferente do índice de refração da bainha. Desta forma, durante a transmissão, a luz choca com as paredes da bainha reflectindo-se em direcção ao núcleo, ver Fig. 6.2(a). Neste tipo de fibra óptica, o núcleo apresenta um índice de refração constante. O outro tipo de fibra multimodo é o denominado "*graded-index*", onde o núcleo não mantém um índice de refração constante. Com esta técnica produz-se uma refração gradual à medida que os feixes de luz penetram na bainha, Fig. 6.2(b). O tipo de fibra monomodo, geralmente apresenta um núcleo muito fino, da ordem de alguns micrómetros ($\approx 8,2 \mu\text{m}$) e é através desse núcleo que os feixes de luz se propagam, Fig. 6.2(c).

Tal como o nome indica as fibras monomodo sustentam um único modo de propagação, enquanto as fibras multimodo contêm centenas de modos. Devido às suas características só as fibras monomodo podem ser utilizadas em sistemas de interferometria.

6.2.2.1 Fibras monomodo

Numa fibra monomodo a propagação da luz é realizada por um único modo, denominado por fundamental, sendo que a maior parte da energia transportada é confinada no núcleo. De notar que numa fibra monomodo, podem existir outros modos, mas que não permitem a propagação eficaz da luz. Esses modos são denominados por modos da bainha, modos de radiação e *leaky modes* [2-4].

Para manter a coerência da luz laser só é permitida a propagação de um único modo como acontece nas fibras monomodo. O diâmetro do núcleo das fibras monomodo é muito pequeno o que impõe exigências rígidas sobre os sistemas de acoplamento (*lauching*). A fibra monomodo actua adicionalmente como filtro espacial e preserva o perfil Gaussiano de intensidade do feixe laser.

6.2.2.2 Fibras monomodo com preservação de polarização

A preservação da polarização é o resultado de dopagem ou birefringência induzida por tensão ao longo de todo o comprimento da fibra, dando-lhe um índice de refração com perfil elíptico em vez de circular. Quando o vector de polarização de um feixe laser injectado na fibra permanece ao longo de um dos dois eixos da secção cruzada elíptica a polarização e o modo TEM_{00} mantêm-se. Estas fibras monomodo com preservação de polarização são muito importantes para interferometria, holografia e outras aplicações onde todas as propriedades do feixe laser têm de ser mantidas.

6.2.3 Atenuação

A potência luminosa que se propaga numa fibra decai exponencialmente com o comprimento devido a perdas por absorção e dispersão. Existem perdas inevitáveis por dispersão de Rayleigh devido a flutuações do índice de refração de pequena escala congeladas na fibra no processo de solidificação. As irregularidades no diâmetro do núcleo e alterações de geometria da direcção dos eixos da fibra também causam dispersão. Qualquer processo que imponha irregularidades dimensionais, tais como micro-curvatura, aumentam a dispersão e, como tal, a atenuação. No entanto, este efeito é por vezes útil sendo aproveitado em várias aplicações como é o caso da construção de atenuadores ou células de carga.

6.2.4 Parâmetros úteis da fibra óptica

Todas as fibras ópticas operam por reflexão total interna. Um raio de luz propagando-se num meio de índice de refração n_1 ao atingir a *interface* com outro meio de índice de refração n_2 ($n_2 < n_1$), fazendo um ângulo θ , sendo θ maior que θ_c , então o raio é totalmente reflectido para o primeiro meio. O ângulo θ_c , ver Fig. 6.3, é denominado por ângulo crítico [2]:

$$\theta_c = \arcsen \frac{n_2}{n_1} \quad (6.13)$$

Uma fibra óptica explora a reflexão total interna pelo facto de ter uma região interna de índice de refração elevado e uma bainha de índice mais baixo. A luz é confinada ao núcleo por reflexões repetidas. Simples cabos de material transparente tais como vidro ou sílica fundida podem transportar luz por longas distâncias com perdas muito baixas.

As Fig. 6.3 e 6.4 mostram o tipo de fibra mais simples, um núcleo cilíndrico de material transparente com uma camada exterior de material de índice de refração mais baixo. Pode obter-se o mesmo efeito variando o índice de refração partindo de um valor mais elevado no centro para um valor mais baixo na periferia.

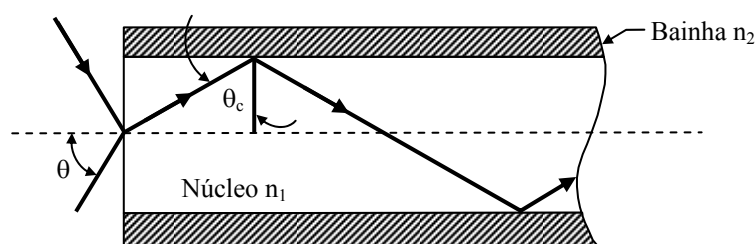


Figura 6.3. A luz que entra na fibra dentro do cone de aceitação é totalmente reflectida na *interface* núcleo/bainha.

A luz que entra na fibra dentro do cone de aceitação é totalmente reflectida na *interface* núcleo/bainha. O ângulo de aceitação θ , depende dos índices de refração do núcleo e da bainha [2].

$$\text{sen}\theta = \frac{1}{n_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (6.14)$$

De notar que o ângulo do cone de aceitação é 2θ e n_0 é normalmente igual a 1.

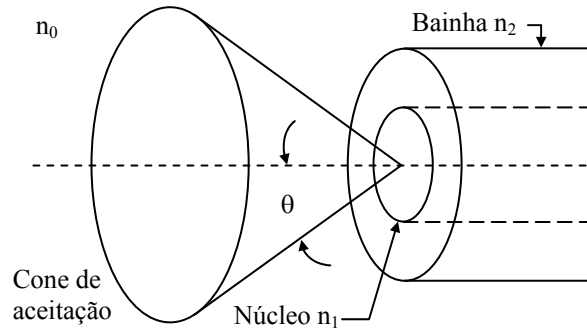


Figura 6.4. Uma única fibra aceita luz incidente dentro de um cone de aceitação.

A abertura numérica (*AN*) de uma fibra é definida como o seno do maior ângulo que um raio incidente pode ter para total reflexão interna no núcleo. Os raios introduzidos fora do ângulo especificado pela *AN* da fibra vão excitar os modos de radiação da fibra. Um maior índice de refração da fibra em relação à bainha significa uma maior *AN*.

Qualitativamente, a *AN* é uma medida da capacidade de acumulação de luz por parte da fibra. Além disso também indica qual a facilidade de acoplamento da luz na fibra.

O comportamento à entrada e à saída da fibra é normalmente descrito em termos da abertura numérica [2]. Se $n_0=1$ então:

$$AN = \text{sen}\theta = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (6.15)$$

A *AN* relaciona-se com o número *F* através da relação:

$$F\# = \frac{1}{2 \cdot \text{sen}\theta} = \frac{1}{2 \cdot AN} \quad (6.16)$$

(Isto por vezes é escrito como: $1/(2 \cdot \text{tg}\theta)$. Aqui utiliza-se $\text{sen}\theta$ porque para valores elevados de θ , $\text{sen}\theta$ é mais apropriado. Para valores mais baixos de θ , $\text{sin}\theta \cong \text{tg}\theta \cong \theta$).

6.2.5 Como seleccionar uma fibra óptica

As considerações mais importantes incluem:

- Distribuição espectral da luz a ser transmitida;
- Tamanho da fonte e distribuição angular da fonte de radiação, tamanho e ângulo de aceitação do alvo de saída;
- Ser necessária uma fibra com características especiais para uma aplicação particular (ex: interferometria)
- Custo

6.2.6 Cabo de fibra óptica [5]

Os cabos de fibra óptica têm como principais aplicações:

➤ **Transporte flexível da luz laser**

As ligações de fibra óptica fornecem uma solução mais fácil e elegante para o problema de transporte de luz laser de um ponto para outro local. Dado que as ligações de fibra eliminam a necessidade de componentes ópticos para guiar o feixe, é o ideal para guiar a luz através de longas distâncias.

➤ **Simplificação de sistemas holográficos e outros sistemas interferométricos**

Considerando que os feixes objecto e referência são normalmente dirigidos para os seus objectivos por meio de óptica volumosa, o uso de ligações de fibra, que preservam a coerência e a polarização, aceleram grandemente o alinhamento ao mesmo tempo que reduzem o número de elementos ópticos.

➤ **Extracção de mais de um feixe do laser**

Podem ter-se várias experiências a decorrer em diferentes laboratórios ao mesmo tempo com o mesmo laser usando ligações de fibra.

➤ **Isolamento por qualquer razão da fonte laser**

O laser pode ser posicionado em qualquer sítio enquanto a extremidade do conector com saída colimada é pequeno, portátil e fácil de posicionar.

As ligações por fibra óptica permitem que lasers volumosos estejam por exemplo separados do resto dos sistemas ópticos de medição. Para manter a saída do cabo de fibra semelhante à saída original do laser, a extremidade do conector da fibra está equipada com um sistema óptico de colimação. Este conector pode assim ser um prolongamento do próprio laser mas com a vantagem da flexibilidade que lhe confere a fibra óptica.

Introduzir a luz do laser numa fibra, processo também conhecido por *coupling* ou *launching* é um desafio, particularmente para as fibras monomodo cujo diâmetro é da ordem de alguns microns. Isto implica elementos mecânicos com movimentos de elevada precisão e com controlo sobre vários graus de liberdade.

O sistema de acoplador utilizado no cabo de fibra óptica tem na sua entrada dois eixos angulares e dois eixos lineares de ajustamento, garante um acoplamento preciso, estável e isento de perturbações entre o laser e a fibra.

6.2.7 Acoplamento da luz nas fibras ópticas

Um acoplamento eficiente requer um posicionamento preciso da fibra para centrar o núcleo no foco do feixe laser. Para fibras multimodo, com núcleos largos, os posicionadores normais podem atingir uma boa eficiência de acoplamento. As fibras monomodo, as utilizadas neste trabalho, requerem acopladores mais elaborados com posicionadores de resolução ao *submicron*.

Para maximizar o acoplamento numa fibra monomodo, a distribuição do campo incidente tem de condizer com a do modo da fibra.

Para um feixe laser Gaussiano, o diâmetro do feixe D incidente sobre uma lente de focagem de distância focal f necessário para introduzir um feixe focado de diâmetro w , ver Fig. 6.5, é:

$$D = \frac{4\lambda f}{\pi w} \tag{6.17}$$

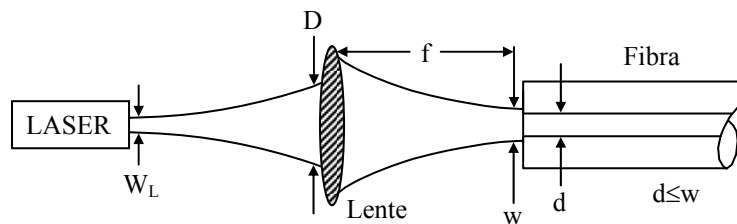


Figura 6.5. Parâmetros envolvidos no acoplamento a uma fibra.

Conhecidos o diâmetro do feixe laser, W_L , e a divergência, é fácil determinar a distância necessária entre a lente de focagem e o laser para expandir o feixe para o diâmetro necessário.

No caso de um laser díodo a divergência do feixe à saída deve ser colimada por uma lente de abertura numérica elevada antes da focagem.

6.2.8 Acopladores de fibra óptica

O elemento mais importante num sistema de acoplamento de luz laser em fibra óptica é o acoplador de fibra. Estes podem ser feitos para acoplar directamente fibra óptica nua ou cabos de fibra óptica com conectores. Os sistemas para cabos conectorizados apresentam a grande vantagem de permitir montar e desmontar o cabo sem se perder o acoplamento.

Os acopladores de fibra permitem garantir uma injeção apropriada e eficiente da luz na fibra. Estes acopladores são projectados com grandes exigências no que diz respeito à sua precisão mecânica e estabilidade de forma a permitir o ajuste do conector da fibra relativamente ao feixe laser garantindo que o ponto focal da lente coincida com o núcleo da fibra, além disso o feixe deve estar dentro do cone de aceitação da fibra. Normalmente nestes acopladores a fibra e a óptica de focagem estão ambos fixos dentro do acoplador tendo a unidade de ser ajustada relativamente ao feixe laser. Para isso estes sistemas possuem vários graus de liberdade com diferentes eixos de alinhamento, eixos de inclinação e eixos lineares ortogonais.

Na Fig. 6.6 pode ver-se o tipo de acoplador que permite a injeção do feixe laser à saída da cabeça do laser num cabo de fibra óptica. Como características principais deste conjunto cabo de fibra/acoplador devem referir-se: fibra monomodo de 5 m com preservação de polarização ($\lambda=514$ nm, configurável para $\lambda=633$ nm), potência máxima de 2 W, eficiência: >60% para lasers de Árgon e >70% para lasers de He-Ne. Acoplador de precisão com quatro eixos de alinhamento.

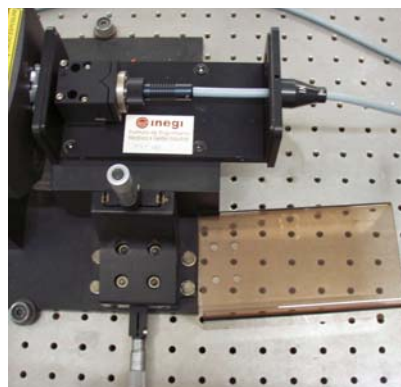


Figura 6.6. Acoplador de fibra à saída do laser.

Na Fig. 6.7 está representado outro tipo de acoplador, neste caso destinado a cabos de fibra óptica conectorizados. Estes acopladores possuem sistemas de micro posicionamento ultra estáveis, proporcionando uma plataforma fácil de utilizar para o acoplamento de luz para dentro e fora das fibras ópticas. Este dispositivo permite o alinhamento de uma fibra com conector FC/PC, através de seis ajustes direccionais. Este tipo de conector tem sempre de ser seleccionado em função do tipo de fibra, conector e comprimento de onda a utilizar.

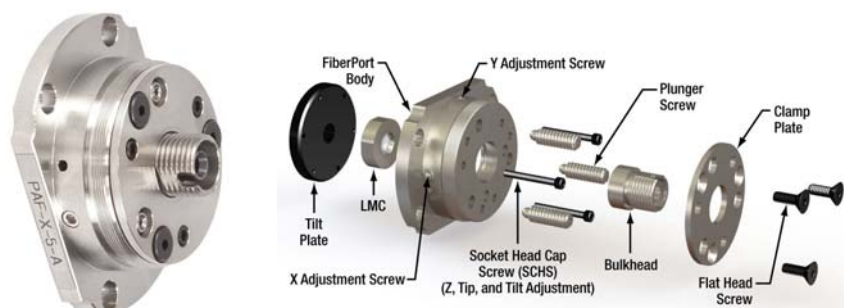


Figura 6.7. Acoplador para conector de fibra óptica.

6.3 Elementos Piezoeléctricos

Como se viu anteriormente, num interferómetro *phase stepping*, o método mais comum para introduzir uma diferença de fase entre os feixes objecto e referência é por meio de um elemento piezoeléctrico que move um espelho. O componente chave de tal elemento é um material cerâmico que gera uma deformação quando sujeito à presença de um campo eléctrico – o chamado efeito piezoeléctrico. Este efeito consiste na capacidade que certos materiais cristalinos possuem de gerar uma diferença de potencial proporcional a uma deformação externa aplicada. Nos transdutores piezoeléctricos é o efeito inverso que se aplica, isto é, um campo eléctrico, paralelo à direcção de polarização, causa uma expansão do material cerâmico na mesma direcção. O campo eléctrico exerce um momento no alinhamento dos dipólos provocando uma variação do comprimento das regiões monocristalinas. Os elementos piezoeléctricos são aplicados de variadas formas, onde sejam necessários pequenos deslocamentos (amplitude de funcionamento típico: 100 μm – 1 nm).

Uma mudança de fase pode ser introduzida no feixe de referência montando um espelho no braço de referência num elemento piezoeléctrico. Assim, pode ser dado um deslocamento muito pequeno até alguns micrómetros. Isto corresponde a um passo de fase entre os feixes objecto e referência, dado que o comprimento do braço de referência é alterado.

A relação entre a fase introduzida e o campo eléctrico aplicado pode ser obtida de uma calibração efectuada num interferómetro. No presente caso é obtida através de uma rotina de programação criada para o efeito que aplica uma onda quadrada de amplitude variável ajustada por forma a criar saltos de fase de 2π [6].

6.4 Câmaras CCD/CMOS

Desde há algum tempo as câmaras CMOS têm sido vistas como uma alternativa válida às câmaras CCD no campo da interferometria e holografia digital, devido à grande evolução que se verificou na tecnologia CMOS para registo de imagem. As vantagens destas câmaras estão essencialmente no seu baixo preço e baixo consumo de energia e em certas características técnicas. No entanto, para as técnicas de holografia os sensores CCD continuam a apresentar algumas vantagens técnicas nomeadamente uma maior sensibilidade e um menor padrão de

ruído. Dado que nesta tese se utilizaram praticamente só sensores CCD, será feita uma pequena abordagem a este tipo de sensores.

Os CCD's baseiam-se no princípio da conversão de fotões (luz) em quantidades eléctricas mensuráveis (tensão, corrente). Os electrões são os elementos de ligação entre os fotões de entrada e as tensões de saída. As partículas que atingem e penetram o substrato semiconductor transferem parte da sua energia para este. Esta transferência de energia ocorre através da geração de pares electrão/lacuna.

O funcionamento de um CCD pode ser sumariamente descrito da seguinte forma: os elementos fotossensíveis são separados do *shift register*, protegido da luz, pela *transfer gate*, como se indica na Fig. 6.8. Esta, por sua vez, tem inicialmente um potencial inferior ao dos elementos fotossensíveis, o que evita que os electrões gerados fotonicamente passem para o *shift register*. Depois de algum tempo (tempo de integração) o potencial da *transfer gate* é aumentado e os electrões são forçados a mover-se para o *shift register* onde se mantêm separados como pacotes de carga. Através do correcto controlo dos potenciais dos eléctrodos do *shift register*, estes pacotes de carga podem ser lidos dando informação sobre a quantidade de energia que incidiu em cada detector [7].

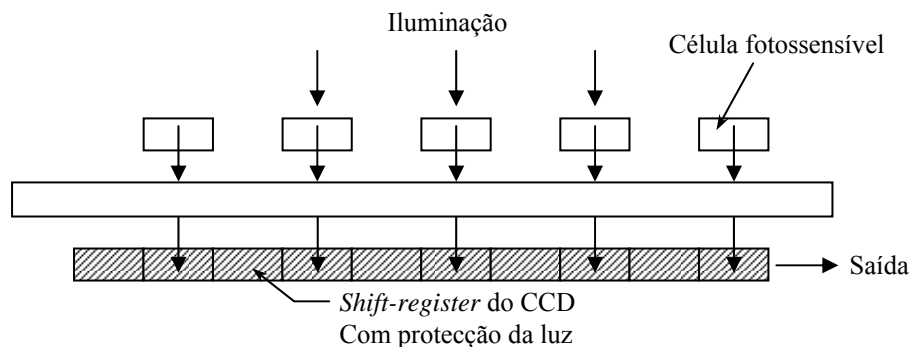


Figura 6.8. Diagrama esquemático de um sensor CCD linear [8].

A combinação de sensores lineares numa matriz 2D permite criar um sensor de imagens.

Parâmetros importantes para as câmaras CCD em sistemas de ESPI são [9]:

- (i) Eficiência quântica (EQ), que é definida pela seguinte expressão:

$$EQ = \frac{\text{numero médio de fotões detectados/pixel/segundo}}{\text{numero médio de fotões incidentes/pixel/segundo}} \quad (6.18)$$

e é uma função do comprimento de onda.

- (ii) Responsividade (Resp), esta quantidade fornece a resposta efectiva do CCD ao nível de iluminação e pode ser definida por:

$$\text{Resp} = \frac{V_2 - V_1}{I_2 - I_1} \left[\frac{V}{\mu J / cm^2} \right] \quad (6.19)$$

onde I_1 e I_2 são diferentes intensidades de luz que produzem diferenças de potencial e V_1 e V_2 são as tensões correspondentes medidas a partir do nível da corrente de escuridão. A responsividade é função da eficiência quântica e por isso do comprimento de onda.

- (iii) *Dark current* (corrente negra). É o grande inimigo dos utilizadores de CCD's. Este sinal é resultado de cargas criadas no silício por excitação térmica da rede cristalina, é exponencialmente dependente da temperatura, crescendo com esta.
- (iv) Gama dinâmica. A sua definição varia de fabricante para fabricante, é a razão entre os níveis de tensão em que a curva $V=f(I)$ é linear, onde I é a intensidade incidente:

$$GD = \frac{V_{sat}}{V_{dc}} \quad (6.20)$$

A gama dinâmica de uma câmara é basicamente ditada pelo número máximo de electrões que um *pixel* pode conter, o que depende do tamanho da zona de depleção.

- (v) Eficiência da transferência de carga. Durante a transferência de carga de um nível para outro do registo, um certo número de cargas fica para trás. Se $N1$ for o número de cargas num nível e $N2$ for o número no nível seguinte à transferência, a eficiência de transferência de carga (*ETC*) pode ser calculada por:

$$ETC = 1 - \frac{N1 - N2}{N1} \quad (6.21)$$

Os valores típicos de ETC são de cerca de 0.99999.

- (vi) Resposta linear. Especialmente quando se pretendem resultados de grande precisão deverá utilizar-se uma câmara com resposta linear. Geralmente o grau de linearidade da câmara é especificado pelo parâmetro γ , o qual pode ser ajustado.
- (vii) Resolução espacial e resposta em frequência. A resolução espacial para um dado sistema formador de imagem é função dos seguintes factores:
- Dimensão do *pixel*, quanto maior for a dimensão do *pixel* pior é a resolução.
 - Ineficiência de transferência. Lentamente a carga de um *pixel* é diluída para os seguintes à medida que se processa a transferência. A resolução é por isso uma função da posição do objecto na matriz fotossensível.

A resposta espacial é geralmente dada em termos da taxa de modulação (TM) para padrões de teste. Se estes padrões forem rectangulares a taxa de modulação é designada por função de transferência de contraste (FTC), se são sinusoidais por função de transferência de modulação (FTM). Os fabricantes por vezes fornecem valores de FTC até à frequência de Nyquist.

As técnicas de interferometria de *speckle* com CCD's põem diferentes necessidades de resolução quando comparadas com os sistemas de formação de imagem convencionais. A resolução espacial da câmara deve ser suficientemente grande para poder, pelo menos em parte, resolver o *speckle*, o que põe restrições ao tamanho de cada elemento fotossensível. A frequência espacial do padrão de *speckle* é ditada pelo tamanho da abertura do sistema óptico. Aumentando a abertura aumenta-se a largura de banda espectral ou, por outras palavras, diminui-se o tamanho médio do *speckle*. Isto é válido enquanto for a câmara CCD a impor o limite da resolução espacial do sistema de aquisição de imagem. No entanto, a necessidade de obtenção de resultados mais precisos fez com que se utilizem meios de digitalização das imagens. Assim, são utilizadas *frame-grabbers* para esse propósito e para diminuir o tempo de computação, pelo que é a sua resolução espacial que define a resolução do sistema.

No caso dos métodos temporais, as franjas de correlação são formadas antes da informação da imagem ser digitalizada por um *frame-grabber*. Neste caso, franjas de boa visibilidade podem ainda ser obtidas mesmo quando o tamanho do *speckle* é menor que o tamanho efectivo do *pixel*. As franjas resultantes são obtidas por filtragem, o que reduz a resolução dos detalhes do objecto.

No caso dos métodos de subtracção, as imagens de *speckle* são digitalizadas antes da subtracção das imagens. O tamanho do *speckle* e a abertura do sistema são então determinadas pela resolução do *frame-grabber*. Um tamanho excessivo da abertura forma imagens de *speckle* antes da subtracção ocorrer, o que deteriora a visibilidade das franjas de subtracção.

6.5 Sistemas de iluminação e “Beam Shaping”

Em interferometria holográfica os sistemas de iluminação tem como função iluminar o objecto a ensaiar. A expansão de um feixe laser pode ser feita de várias maneiras. Uma das mais utilizadas é recorrendo a uma lente divergente ou bicôncava dado que esta tem um efeito divergente, permitindo-nos assim iluminar uma área maior num espaço relativamente curto.

Por exemplo e tendo como referência o esquema da Fig. 6.9 em que o feixe incidente é expandido por uma lente divergente. Assim conhecendo a área a iluminar e a distância a que se encontra o objecto é possível calcular a distância focal (F) da lente divergente a seleccionar:

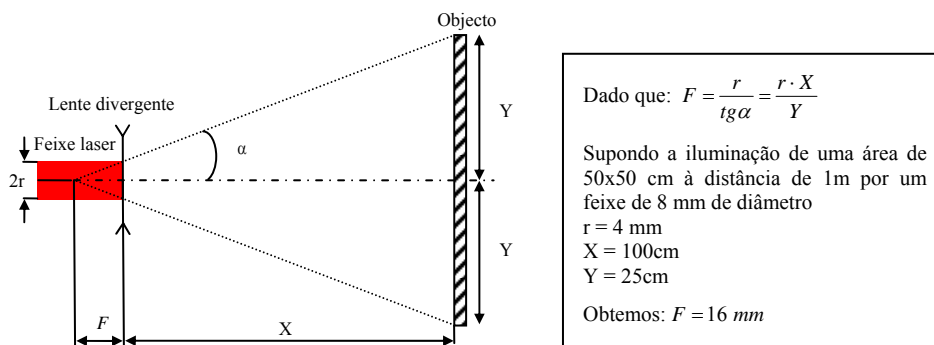


Figura 6.9. Abertura de um feixe laser com uma lente divergente

Uma das formas mais simples consiste em recorrer a um elemento de superfície despolida (vidro), o qual permite espalhar o feixe permitindo iluminar uma área razoável num curto espaço. Esta solução é pouco eficiente pois produz grande dispersão do feixe perdendo-se muita da radiação laser. Uma forma mais trabalhosa mas onde se obtêm melhores resultados consiste na utilização de um conjunto constituído por uma lente microscópica associada a um filtro espacial, aqui obtêm-se um feixe limpo de muito boa qualidade. O grande inconveniente de qualquer uma das soluções anteriores continua a ser o facto de o feixe continuar a ter um perfil Gaussiano.

O tipo de perfil do feixe é um aspecto muito importante a ter em conta. Como já vimos o feixe laser tem um perfil Gaussiano, o qual é caracterizado por uma grande intensidade no centro e uma menor intensidade na periferia. Para aumentar a eficiência destes sistemas uma forma seria transformar perfil Gaussiano num perfil plano tipo “top hat”, ou seja um perfil em intensidade praticamente constante. Uma vez que a resposta do detector de imagem é igual para todos os pixels, a iluminação mais adequada seria uma iluminação uniforme ao longo de toda a imagem. Vários estudos têm sido publicados nesta área, designada por “beam-shaping”, [3,10,11]. Várias soluções têm sido propostas para transformar um feixe de intensidade Gaussiana numa frente de onda de intensidade uniforme, desde a utilização de componentes ópticos especiais e transformadas de Fourier para obter os perfis de intensidade adequados a

cada aplicação, a espelhos especialmente fabricados [4] ou hologramas gerados por computador [12,13]. No entanto todas estas soluções são normalmente onerosas, difíceis de implementar e apresentam sempre limitações importantes.

Nos últimos anos tem havido avanços importantes na chamada óptica difractiva, os quais permitiram que o “*Beam Shaping*” desfrutasse de novas ferramentas para implementação de novas soluções. Este tipo de tecnologia sofreu grandes desenvolvimentos ao nível dos processos de fabrico e massificação no seu uso, assistindo-se a uma cada vez maior disponibilidade destes componentes e a preços competitivos. Dentro destes produtos a tecnologia designada por *Engineered Diffusers*[®] permite criar um dispositivo que é simultaneamente um difusor e que também altera a forma do feixe de luz, permitindo transformar um feixe Gaussiano num perfil tipo “*top hat*”, o qual foi alvo de escolha para ser usado nos sistemas a implementar no âmbito desta tese devido à sua versatilidade, facilidade na implementação, bons resultados e baixo custo.

Referências:

- [1] G. Keiser, “Optical Fiber Communications”, McGraw-Hill, 1983.
- [2] O. S. Heavens, R. W. Ditchburn, “Insight into Optics”, John Wiley & Sons, 1991.
- [3] K. Nemoto et al. , “Laser Beam Intensity Profile Transformation with a Fabricated Mirror”, Applied Optics, Vol. 36, nº3; Jan 1997.
- [4] J. Bengtsson, “Kinofom-only Gaussian-to-Rectangle Beam Shaper for a Semiconductor Laser”, Applied Optics, Vol. 35, nº 20, Jul. 1996.
- [5] Manual “Fiberlink – the flexible link to your laser”, Polytec, 1998.
- [6] Chousal, J. A., “Técnicas de Processamento de Imagens Obtidas por Métodos Ópticos em Análise Experimental de Tensões”, Tese de Doutoramento em Engenharia Mecânica. Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. 2000.
- [7] R.Spooren, “Pulsed video speckle interferometry”, Tese de doutoramento, NTH Univ. Trondheim, 1992.
- [8] F.T.S. Yu, I.C. Khoo; “Principles of Optical Engineering”; John Wiley & Sons; 1990.
- [9] Relatório EUCLID - CEPA3 RTP3.1, WP2000 Damage detection methods, CSL, 1996.
- [10] Voelkel, R., Weible, K. J. “Laser beam homogenizing: limitations and constraints”. Optical Fabrication, Testing, and Metrology III, Proceedings of SPIE Volume: **7102**. Angela Duparré, Roland Geyl, Editors. 2008.
- [11] Dickey, F. M., Holswade, S. C., Shealy, D. L., “Laser beam shaping applications”. CRC Press. New York. 2006.
- [12] Stein, A. D., Wang, Z., Leigh, J. S., “Computer-generated holograms: A simplified ray-tracing approach”. Computers in Physics (AIP), 6 (4): 389–393, 1992.
- [13] Ahrenberg, L., Benzie, P., Magnor, M., and Watson, J., “Computer generated holograms from three dimensional meshes using an analytic light transport model”. Applied Optics, Vol. 47, Issue 10, pp. 1567-1574. 2008.

CAPÍTULO 7

7.1 Introdução

7.2 Sistema de acoplamento

7.2.1 Componentes ópticos

7.2.2 Acoplador para conector de fibra óptica

7.2.3 Filtro de Densidade Neutra de Variação Contínua

7.3 Sistema de *phase shift* e iluminação uniforme tipo *top hat*

7.3.1 Sistema de *phase shift*

7.3.2 Sistema de iluminação tipo *top hat*

7.4 Sistema de ESPI e Holografia Digital (HD)

7.4.1 Sistema de ESPI com câmara CCD

7.4.1.1 Realização da referência com fibra óptica

7.4.2 Sistema de ESPI com câmara CMOS

7.5 Montagem e alinhamento dos feixes no sistema de acoplamento

7.6 Sistema de HD

7.7 Sistema de processamento de imagem

Referencias

7.1 Introdução

No âmbito deste trabalho de dissertação foram desenvolvidos dois sistemas interferométricos, baseados na técnica de interferometria holográfica, sistema de ESPI e sistema de Holografia Digital. O desenvolvimento dos sistemas teve como pressuposto, a criação de sistemas modulares de fácil implementação e utilização. Neste sentido, os sistemas são constituídos por subsistemas projectados para poderem ser utilizados em conjunto ou em separado. Assim, foi desenvolvido um sistema de acoplamento com ligação por fibra óptica que permite distribuir o feixe laser, o qual funciona, para os sistemas de interferometria, como elemento gerador dos dois feixes de interferência, feixe de referência e o feixe objecto.

O cálculo de fase da onda de interferência é realizado com base na técnica de modulação temporal de fase. Para esse efeito foi desenvolvido um sistema que cria a modulação da fase do feixe objecto. Esta é criada por translação de uma quantidade fixa de um espelho por actuação de um piezoeléctrico. Uma lente de difracção capaz de gerar uma frente de onda com a configuração *top-hat* é usada neste sistema para garantir uma iluminação homogénea da superfície. O projecto e construção dos dois interferómetros, sistema de ESPI e sistema de Holografia Digital (HD), foi realizado tendo em consideração a gama de funcionamento pretendida para os sistemas. Assim, alguns componentes foram adquiridos a fabricantes da área da óptica, outros foram adaptados e outros projectados e construídos de raiz. Refira-se, que a inexistência de alguns componentes ópticos no mercado europeu levou a que estes tivessem de ser adquiridos no mercado dos EUA, trazendo a dificuldade acrescida da adaptabilidade dos elementos. Este teve como consequência, a necessidade de fabricar ferramentas específicas, prolongando o tempo e aumentando o custo de fabrico.

7.2 Sistema de acoplamento

O projecto do sistema de acoplamento iniciou-se com a construção de um modelo utilizando o programa de modulação sólida CAD 3D (Solidworks®). Este permitiu observar a disposição dos diferentes componentes, verificar os atravancamentos e funcionalidade, definir os processos de fabrico e a sua integração no protótipo final. Na Fig. 7.1 pode observar-se a imagem do protótipo em CAD, com todos os componentes mecânicos e ópticos integrados. Este é formado por um conjunto de elementos mecânicos e por um outro de componentes ópticos, cuja disposição foi definida em função de parâmetros determinados em ensaios previamente realizados.

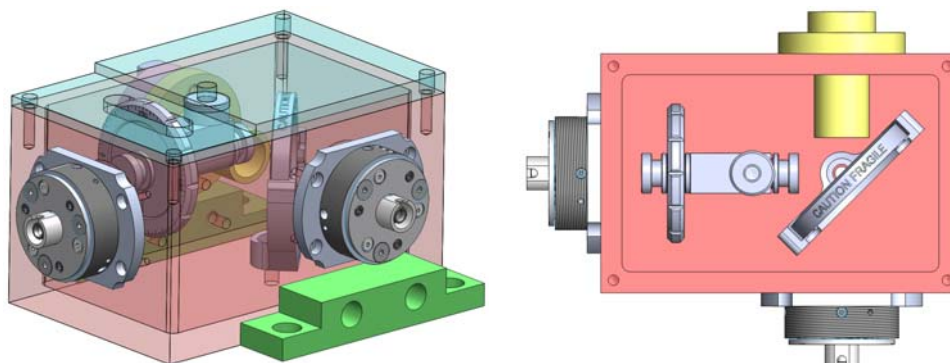


Figura 7.1. Desenho em CAD do protótipo do sistema de acoplamento.

O sistema de acoplamento foi projectado para ser construído em alumínio, dada a sua elevada rigidez, leveza e resistência à corrosão. Na Fig. 7.2 podem observar-se alguns dos elementos mecânicos usados na construção deste sistema .

O sistema é constituído por uma entrada para o feixe laser e duas saídas para alimentar cada um dos braços do interferómetro. Este deve permitir controlar a intensidade de cada um dos feixes e a razão de intensidades entre cada um dos feixes. Estes dois factores revelam-se de primordial importância para os sistemas de ESPI, dado que a intensidade final e a razão entre intensidades dos dois feixes determinam a qualidade da medição. Além disso, também é fundamental o controlo individual das intensidades em cada um dos feixes, de forma a poder ajustar ao tipo e dimensão do objecto.

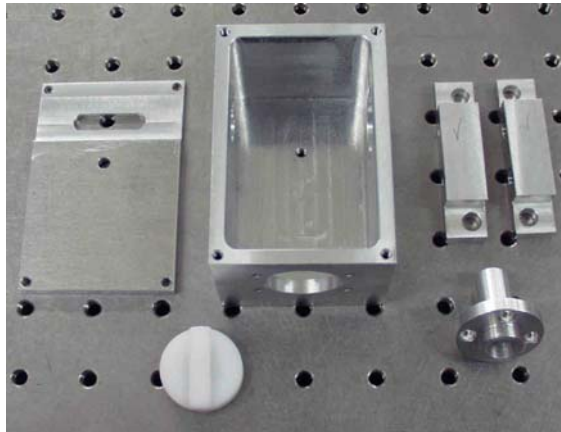


Figura 7.2. Conjunto de elementos mecânicos utilizados na construção do sistema de acoplamento

As características reflectivas dos componentes mecânicos fabricados em alumínio são indesejáveis neste tipo sistemas. Estas reflexões, apesar de normalmente serem de baixa intensidade, podem causar alterações e interferir na qualidade dos resultados finais. Este efeito foi minimizado através do revestimento do interior do sistema com materiais anti-reflectores. No sistema em causa, conforme se pode observar na Fig. 7.3, optou-se por pintar o exterior com uma tinta escura mate. Por sua vez o interior foi recoberto com um material denominado *Matte Black Aluminum Foil* com a referência BKF12 da empresa Thorlabs.

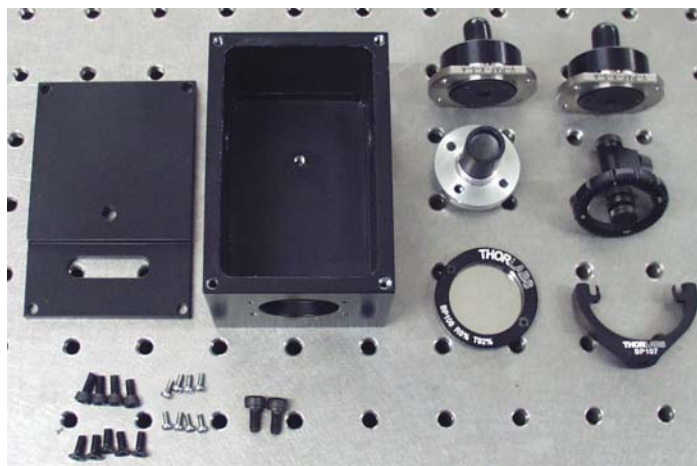


Figura 7.3. Conjunto após pintura e protecção com o *Matte Black Aluminum Foil*.

Trata-se de uma película de alumínio preto utilizada essencialmente para bloquear a luz. Tem um acabamento em preto fosco para absorver a luz reflectida e é ideal para eliminar os reflexos indesejados. Na Fig. 7.4 é possível observar a reflectância deste material em função do comprimento da luz, dados fornecidos pelo fabricante. Para o comprimento de onda dos lasers normalmente utilizados no laboratório, quer seja o He-Ne ou o Verdi (632.8 nm e 532 nm respectivamente), apresenta uma baixa reflectância. Este material por ser em alumínio permite ainda ser facilmente moldado às superfícies.

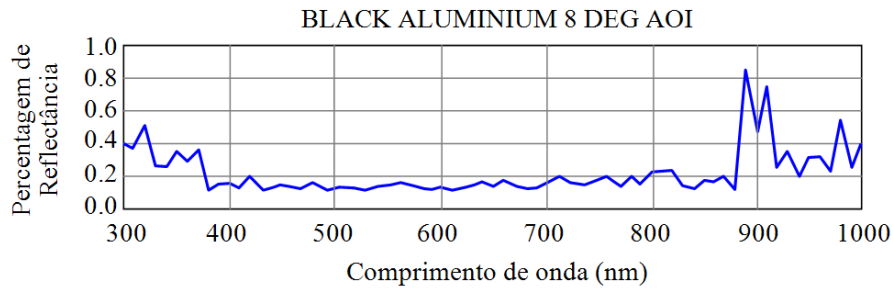


Figura 7.4. Reflectância do material anti-reflectivo em função do comprimento de onda da luz (ref. BKF12).

7.2.1 Componentes ópticos

Na Fig. 7.5 apresenta-se o conjunto de componentes ópticos utilizados na construção do sistema de acoplamento, nomeadamente: dois acopladores para conectores de fibra óptica, um divisor de feixe de película com uma relação de reflexão/transmissão de 8/92 e um filtro de variação contínua. As características de cada um destes componentes são descritas em detalhe mais adiante.



Figura 7.5. Principais componentes ópticos do sistema de acoplamento

7.2.2 Acoplador para conector de fibra óptica

O elemento mais importante num sistema de acoplamento de luz laser em fibra óptica é o acoplador de fibra. Estes podem ser utilizados para acoplar directamente à fibra óptica nua ou cabos de fibra óptica conectorizados. O resultado final é muito semelhante, mas os sistemas para cabos conectorizados possui a vantagem de permitir a montagem e desmontagem do cabo sem se perder o acoplamento.

Existem poucos tipos de acopladores para conectores de fibra óptica com as características pretendidas para este projecto. Comparativamente com as alternativas disponíveis no mercado, os acopladores fornecidos pela Thorlabs apresentam a vantagem por serem muito compactos e robustos, ver Fig. 7.6.



Figura 7.6. Acoplador para conector de fibra óptica

Estes acopladores possuem sistemas de micro posicionamento ultra estáveis, proporcionando uma plataforma fácil de usar para o acoplamento de luz para dentro e fora das fibras ópticas. Este dispositivo permite o alinhamento de uma fibra com conector FC/PC, através de seis ajustes direccionais. O tamanho compacto combinado com o alinhamento ultra estável, que é garantido ao longo do tempo, faz com que este tipo de acoplador seja a solução ideal para o acoplamento de fibra ou de colimação.

Ao mesmo tempo que mantêm o conector e a fibra estacionários, a lente embutida pode ser alinhada com cinco graus de liberdade: alinhamento linear da lente segundo os eixos x, y, e z e alinhamento angular para rotação e inclinação. Além disso, os parafusos de retenção na placa frontal podem ser afrouxados para permitir a rotação da cabeça de aperto do conector e alinhar a fibra. O ajuste da lente e da cabeça de aperto do conector proporcionam um total de seis graus de liberdade. Após o alinhamento, um parafuso de travamento é usado para garantir a estabilidade da montagem.

7.2.3 Filtro de Densidade Neutra de Variação Contínua

Estes filtros circulares de densidade neutra e variação contínua, proporcionam atenuação linear ajustável através de rotação. Os filtros são constituídos por um substrato de vidro de Sílica fundida e revestidos com uma fina camada metálica ao longo de 270° a qual permite atenuar de forma contínua um feixe laser, ver Fig. 7.7. Neste caso o filtro foi incorporado com uma escala angular para melhor controlo do ângulo de rotação e assim poder ajustar o grau de atenuação do filtro.



Figura 7.7. Filtro de variação contínua montado numa escala angular.

O filtro foi montado num suporte e depois preso na tampa superior do sistema, a qual estava dotada de uma janela de acesso. Na Fig. 7.8 é possível ver a posição de montagem do filtro. Na tampa superior do sistema existe uma janela a qual dá acesso ao filtro pelo exterior que permite controlar a intensidade do feixe de referência.

A implementação do sistema de acoplamento começou pela montagem do divisor de feixe, dos acopladores e de uma peça desenhada para aceitar o conector do cabo de fibra óptica de saída do laser. O acoplamento do laser a este sistema é realizado através de um cabo de fibra óptica de 3m com um acoplador de saída, sendo o feixe laser colimado.



Figura 7.8. Montagem do filtro de atenuação e acesso exterior

Na Fig. 7.9 pode observar-se o percurso do feixe laser, desde a entrada, a divisão em dois feixes no divisor de feixe com uma relação de 8/92 e a saída nos conectores. A potência luminosa necessária para iluminar o objecto é muito maior que a necessária para iluminar o sensor, daí que a saída com maior potência será destinada para criar o feixe objecto e a de menor potência para o feixe de referência. A potência final que chega ao sensor resulta da soma de dois feixes, o feixe objecto difundido pela superfície deste e feixe referência, sendo necessário controlar a potência final mantendo uma relação objecto/referência de cerca de 1/3. O controlo da potência luminosa que chega ao sistema de acoplamento é realizada no próprio laser, dado que este permite controlar a potência de saída. Para o controlo da potência que chega ao sensor é usado o filtro de variação contínua.

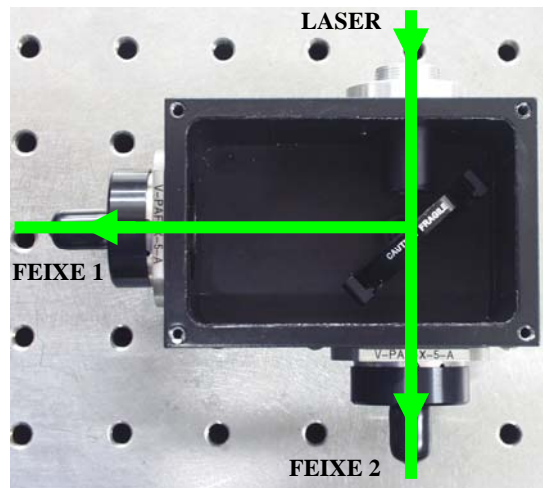


Figura 7.9. Caminhos ópticos do feixe vindo do laser e braços do interferómetro

Na Fig. 7.10 está representada a configuração final do sistema de acoplamento após a montagem dos diferentes elementos mecânicos e componentes ópticos.



Figura 7.10. Sistema de acoplamento montado.

7.3 Sistema de *phase shift* e iluminação uniforme tipo *top hat*

Conforme foi descrito no capítulo 4, a determinação da fase da luz de interferência para fenómenos estáticos ou quase estáticos pode ser realizada utilizando a técnica de modulação temporal de fase, a qual envolve a aplicação de um desfasamento de fase constante numa das frentes de onda, designado por salto de fase (*phase shift* ou *phase stepping*). No entanto,

existem várias formas de implementar a técnica de salto de fase, sendo as mais comuns a translação do espelho e a extensão de uma fibra óptica. Pela simplicidade de implementação optou-se pelo sistema de translação do espelho através da actuação de um piezoeléctrico (PZT).

A técnica de salto de fase pode ser implementada num dos feixes, neste caso ficou associado ao sistema de iluminação do objecto. Quer a iluminação *top hat* quer a técnica de salto de fase tem características próprias que importa abordar com maior detalhe. Neste sentido e para uma melhor compreensão do seu funcionamento, apresenta-se na Fig. 7.11 uma perspectiva do desenho em CAD deste sistema.

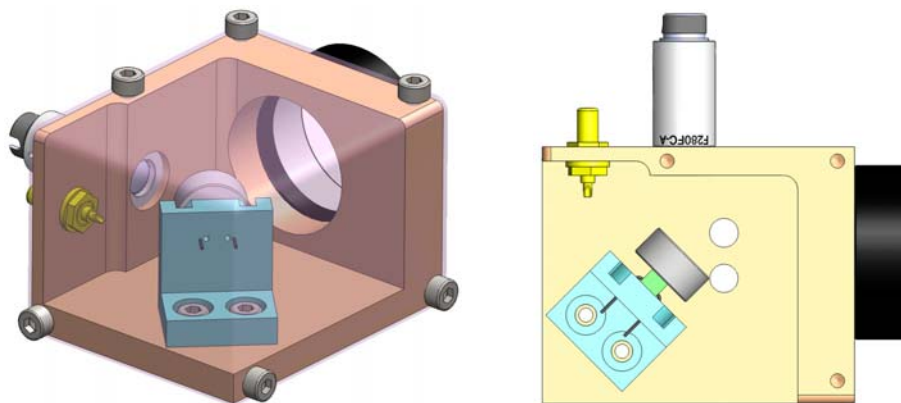


Figura 7.11. Desenho em CAD do prototipo do sistema de *phase shift* e iluminação *top hat*.

O sistema é constituído por um conjunto de peças fabricadas em alumínio que servem de suporte aos componentes ópticos. Na Fig. 7.12 é visível o conjunto de elementos mecânicos usados na construção do sistema, antes e após ter sido aplicado o revestimento antireflector (*Matte Black Aluminum Foil*) referido anteriormente. O sistema é constituído por dois subconjuntos com funções distintas, criar uma iluminação com intensidade uniforme, designada por *flat* ou *top hat*, e aplicar a técnica de salto de fase que serve para o cálculo da fase da onda da luz de interferência. Este é constituído por um elemento piezoeléctrico e por um espelho plano.

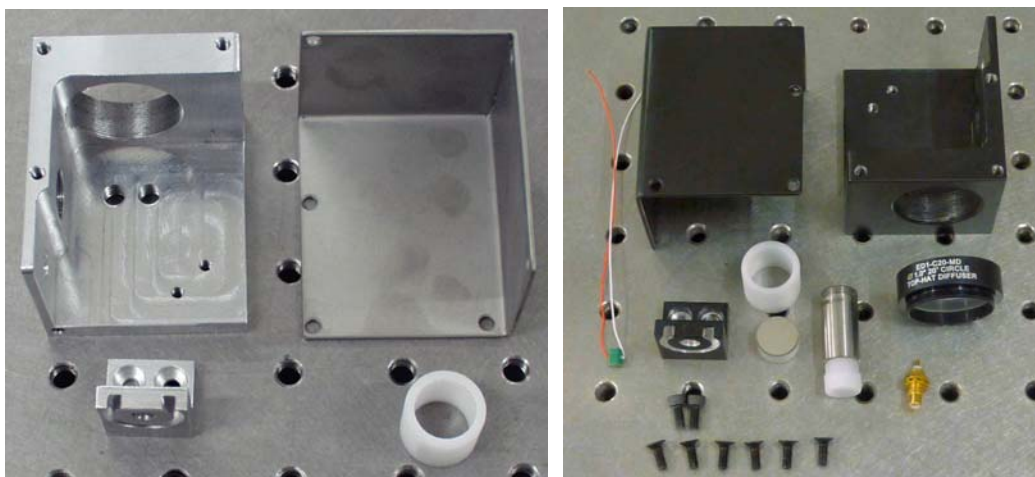


Figura 7.12. Conjunto de peças maquinadas e quinadas e as peças ópticas para a construção do sistema.

7.3.1 Sistema de *phase shift*

O processo de montagem deste sistema iniciou-se com a construção do sistema demodulação de fase, o qual é constituído por um elemento Piezoeléctrico (PZT), um espelho e o suporte do conjunto. Na Fig. 7.13 apresenta-se o elemento PZT e o suporte, sendo o elemento

PZT inserido na cavidade central e depois colado. De forma a garantir o alinhamento e o paralelismo dos diferentes elementos, o suporte possui uma segunda ranhura exterior à cavidade central. Este espelho, com superfície reflectora à superfície de alumínio apresenta uma rugosidade superficial de $\lambda/10$ para 633 nm e cuja função será redireccionar o feixe laser nos sucessivos deslocamentos do feixe para o cálculo da fase óptica.

O elemento PZT seleccionado, o AE0203D04F da Thorlabs, tem como função impor, de forma controlada deslocamentos mecânicos ao espelho, para posteriormente calcular a fase da luz. Este PZT apresenta como principais características um deslocamento máximo de $4,6 \pm 1,5$ μm para uma tensão máxima de 150 V, características suficientes para o pretendido tendo em conta a massa do espelho.

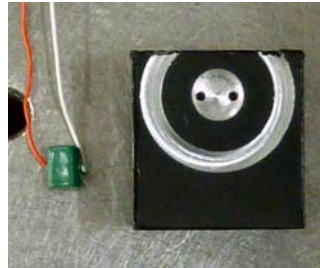


Figura 7.13. Elemento PZT e suporte.

Como se pretende criar um salto de fase uniforme na superfície do objecto, é importante garantir o paralelismo entre a superfície do espelho e a superfície do suporte. Assim, para minimizar erros de alinhamento durante a montagem do espelho, foi usada uma peça em *teflon* cujo diâmetro interior corresponde ao diâmetro do espelho. Por sua vez, este componente vai encaixar na segunda ranhura da peça de suporte, garantindo assim a concentricidade entre o espelho e o PZT. Este processo é descrito na sequência de imagens apresentadas na Fig. 7.14.

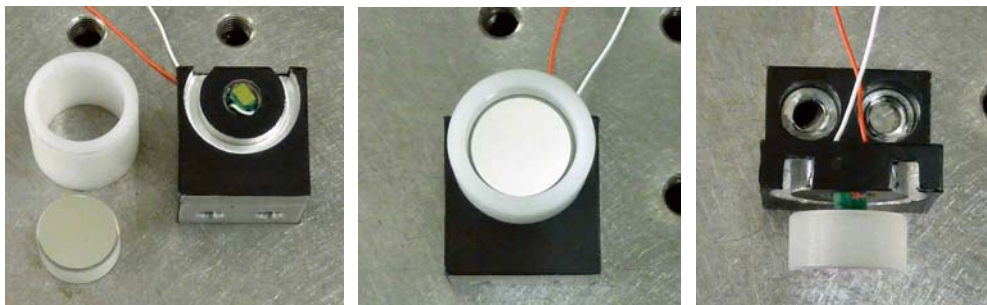


Figura 7.14. Passos na instalação do PZT e colagem do espelho.

Por fim, foram efectuadas as ligações eléctricas do PZT ao amplificador e controlador.

7.3.2 Sistema de iluminação tipo *top hat*

Na iluminação do objecto é utilizado um sistema de uniformização da intensidade do feixe de iluminação, de forma a evitar os problemas associados à iluminação com perfil Gaussiano, isto é, saturação no centro do objecto e baixo contraste das franjas nos limites da imagem, com a consequente diminuição da razão sinal/ruído. O perfil típico de distribuição de intensidade Gaussiana é obtido utilizando lentes divergentes. Este sistema é normalmente utilizado nas montagens devido a sua elevada eficiência. De igual forma, pode ser utilizado um vidro despolido, mas este produz uma grande dispersão do feixe e apresenta uma baixa eficiência. Em alternativa, o sistema constituído por uma lente microscópica associada a um filtro espacial, permite obter um feixe limpo de muito boa qualidade, mas com um perfil Gaussiano e um ajuste um pouco difícil.

Como referido anteriormente, a frente de onda à saída de um laser apresenta um perfil Gaussiano, isto é, a intensidade da luz é superior no centro e diminui radialmente para o exterior. Existem algumas formas de alterar o perfil de um feixe, quer através do uso de vários componentes ópticos especialmente concebidos para o efeito ou através de sistemas mais sofisticados e dispendiosos que utilizam moduladores espaciais de luz. No entanto, nos últimos anos, com o desenvolvimento da óptica difractiva e a massificação do uso deste tipo de componentes tem-se assistido a uma maior disponibilidade destes componentes a preços competitivos. Assim e dentro da oferta disponível no mercado, foi seleccionado um componente comercializado pela empresa Thorlabs e designado por *Engineered Diffuser*[®], ver Fig. 7.15.



Figura 7.15. Difusor *top-hat* montado num suporte.

A tecnologia dos *Engineered Diffusers*[®] permite criar um dispositivo que é simultaneamente um difusor e que também altera a forma do feixe de luz, permitindo melhorar significativamente o desempenho para algumas aplicações. Este novo conceito, apresenta algumas vantagens relativamente às tecnologias convencionais. Ao contrário dos difusores aleatórios, tais como o vidro despolido, vidro opalino e elementos holográficos, os difusores *Engineered Diffusers*[®] requerem controlo de cada centro de dispersão, geralmente na forma de unidades de micro lentes. Por exemplo, os difusores holográficos podem ser vistos como um arranjo aleatório de pequenas lentes. No entanto, as características das lentes são criadas por um processo de exposição holográfica e são controladas apenas num sentido estatístico. Contudo, as unidades individuais de micro lentes não são manipuladas individualmente, o que ajuda a explicar a incapacidade dos difusores holográficos para controlar a distribuição de luz. Por outro lado, num *Engineered Diffuser*[®] cada unidade de micro lente que forma o difusor é individualmente especificada no que diz respeito ao seu perfil e localização na matriz. Ao mesmo tempo, para assegurar que o difusor é robusto às variações do feixe de entrada e não produz artefactos de difracção, a distribuição de micro lentes é aleatória de acordo com as funções de distribuição de probabilidade escolhidas. Para fabricar estes difusores é utilizado um processo patenteado de gravação laser capaz de produzir estruturas superficiais profundas com precisão litográfica, ver imagem da Fig. 7.16.

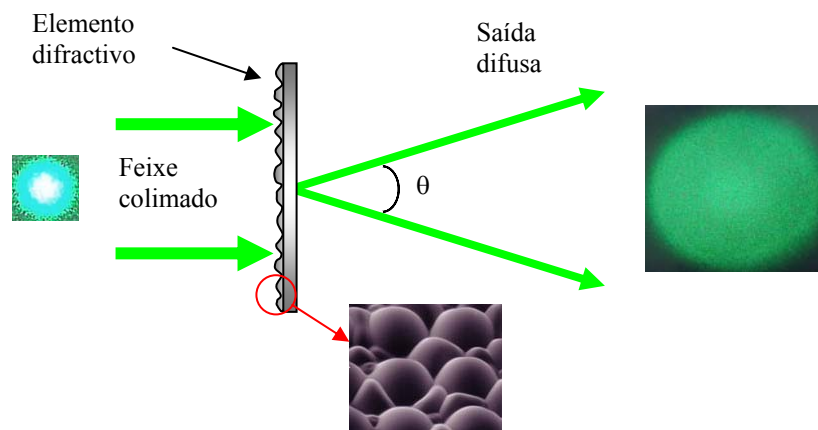


Figura 7.16. Descrição esquemática do funcionamento do *Engineered Diffuser*[®]; imagem da estrutura de microlentes gravada na superfície do difusor.

Na Fig. 7.16 está esquematizado o princípio de funcionamento destes componentes. Um feixe laser colimado, de perfil Gaussiano, ao passar pelo elemento difractivo é dispersado de forma difusa segundo um determinado ângulo obtendo-se um feixe homogéneo de perfil não Gaussiano do tipo *top-hat*.

Na Fig. 7.17 pode observar-se o perfil de intensidade transmitido pelo difusor circular. O perfil apresenta uma zona central onde o feixe apresenta uma grande uniformidade em termos de intensidade, diminuindo abruptamente para valores próximos de zero nos limites laterais. Os *Engineered Diffusers*[®] oferecem as capacidades de controlo avançado da luz com elevada eficiência de transmissão. Estes permitem controlar a distribuição espacial da luz e o perfil de intensidade da luz difusa. Desta forma é possível obter um componente com custos acessíveis e que resolve os problemas associados com a iluminação de perfil Gaussiano.

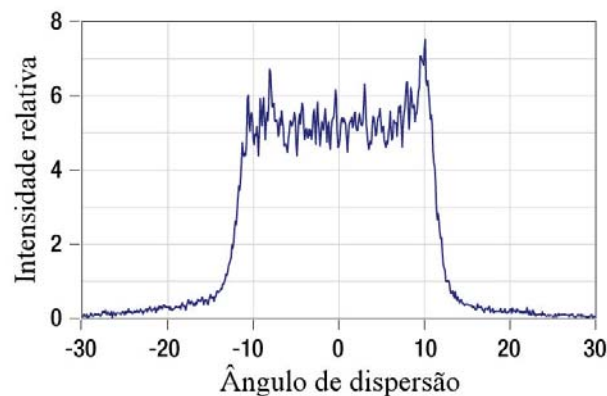


Figura 7.17. Perfil de intensidade transmitida pelo difusor circular, tipo *top-hat*.

Contudo, a utilização eficiente do difusor requer a colimação do feixe laser. Para resolver este problema foi necessário recorrer a um elemento óptico que colimasse o feixe à saída do conector de fibra óptica, ou seja um colimador. A empresa Thorlabs comercializa conjuntos de colimação com aplicação a diversas situações. Estes conjuntos de colimação de fibra óptica são pré-alinhados para colimar a luz de uma fibra óptica com conector FC/PC. Trata-se de colimadores sem partes móveis, compactos e não susceptíveis a desalinhamento. Devido a aberração cromática, a distância focal efectiva (DFE) da lente asférica é dependente do comprimento de onda. Como resultado, estes colimadores só tem um desempenho óptimo no comprimento de onda para o qual foram projectados. A lente esférica possui um revestimento anti-reflexo que minimiza as reflexões da superfície.

Na Fig. 7.18 está representado o diagrama do conector utilizado neste sistema. Trata-se do modelo F280FC-A da empresa Thorlabs, o qual foi calibrado de fábrica para um comprimento de onda de 543 nm. Foi escolhido este modelo por ser o mais próximo do comprimento de onda da luz laser utilizada, 532 nm. Na prática, esta diferença produz uma ligeira divergência no feixe, mas para a aplicação em causa não constitui problema de maior, dado que a distância entre a saída e o difusor é pequena.

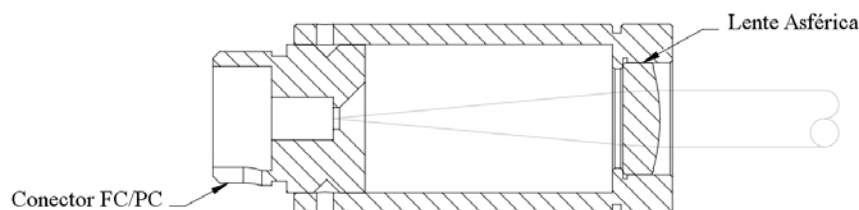


Figura 7.18. Diagrama do colimador para fibra óptica.

Os diferentes componentes anteriormente descritos foram montados no suporte final. Na Fig. 7.19 está representada a integração dos diferentes componentes num único dispositivo, bem como, um esquema do caminho óptico desde a entrada no colimador, a reflexão no conjunto espelho+PZT e saída no difusor. Pode ainda ver-se o conector de ligação do PZT ao controlador. Para o sistema de ESPI, este dispositivo vai permitir introduzir a técnica de modulação de fase e criar uma frente de onda de iluminação do objecto com um perfil de intensidade homogéneo, tipo *top hat*.

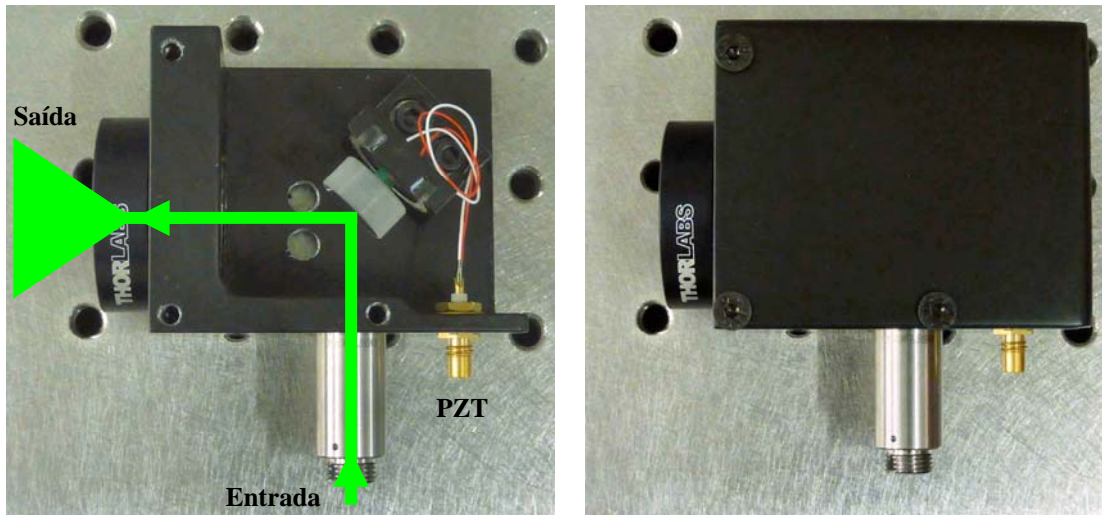


Figura 7.19. Sistema de deslocamento de fase e iluminação homogénea.

O conjunto final apresenta um aspecto compacto e robusto, que para melhor operacionalidade pode ser montado num suporte orientável, sendo possível iluminar correctamente o objecto a ensaiar, Fig. 7.20.

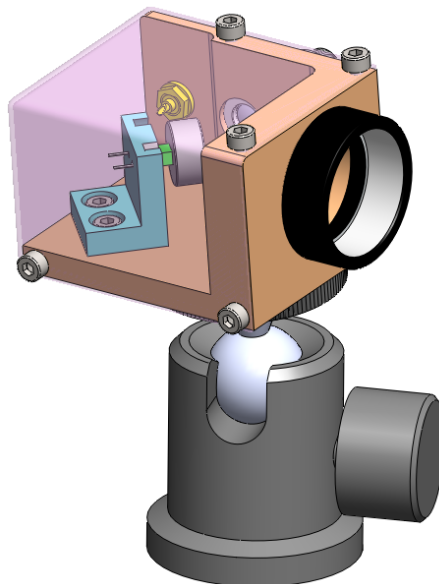


Figura 7.20. Sistema de deslocamento de fase e iluminação homogénea montado num suporte.

7.4 Sistema de ESPI e Holografia Digital (HD)

O projecto e construção dos sistemas de ESPI e de HD teve como objectivos a robustez, facilidade de utilização, a simplicidade e baixo custo de fabrico.

7.4.1 Sistema de ESPI com câmara CCD

Tal como já foi apresentado, o sistema de ESPI tem por base a configuração óptica do interferómetro de Michelson. Com o objectivo de reduzir o número de componentes ópticos a serem utilizados na sua construção, foi decidido utilizar fibras ópticas para realizar os caminhos dos dois feixes. A grande vantagem das fibras ópticas num sistema de ESPI é a sua flexibilidade, permitindo soluções compactas, com menor número de componentes e de menor custo.

A construção do sistema de ESPI teve como base de projecto a selecção da câmara. No momento de escolha, o laboratório dispunha de dois modelos de câmaras, ambos com *interface* óptica de rosca tipo C-Mount: uma câmara CCD (JAI CV-M2) e uma câmara CMOS (DALSA Falcon 4M30). Assim, foram construídos dois dos sistemas interferométricos baseados nestes dois modelos de câmara. A câmara JAI CV-M2 é uma câmara de varrimento progressivo monocromática de 2 Megapixéis. Apesar das câmaras CMOS terem evoluído muito nos últimos anos, as câmaras CCD ainda apresentam desempenhos ligeiramente superiores em termos de razão sinal/ruído, o que este domínio de aplicações continua a ser um factor preponderante.

Se no passado as câmaras CCD eram uma referência, hoje em dia com a grande evolução tecnológica que se verificou nas câmaras de tecnologia CMOS, deixaram de o ser. Desde há algum tempo, as câmaras CMOS têm sido vistas como uma alternativa válida às câmaras CCD no campo da interferometria, holografia digital, e outros campos da metrologia óptica [1-4]. As vantagens destas câmaras estão essencialmente no seu baixo custo, baixo consumo de energia e superior desempenho. Estes são em particular (a) o acesso aleatório à informação em cada pixel, o que torna possível uma leitura rápida de pequenas regiões de interesse (ROI) e (b) a disposição física dos pixeis, o que permite que sejam alocados componentes electrónicos activos a cada pixel evitando a saturação, fenómeno conhecido por *blooming*, típico dos sensores CCD. Por outro lado, os sensores CMOS apresentam algumas desvantagens em relação aos sensores CCD. Na literatura [5-9] são mencionadas como principais desvantagens uma menor sensibilidade devido ao menor factor de enchimento, maior ruído temporal, maior padrão de ruído, maior corrente escura (*dark current*) e a resposta não linear do sensor. No entanto, esta não linearidade pode igualmente ser considerada como uma vantagem quando se lida com problemas de saturação da câmara.

A partir deste modelo de câmara foi projectado e construído todo o sistema de ESPI, apresentando-se o desenho do sistema na Fig. 7.21. Nesta é visível que a câmara serve de suporte a todos os componentes ópticos, permitindo uma grande flexibilidade de movimento e posicionamento ao conjunto.

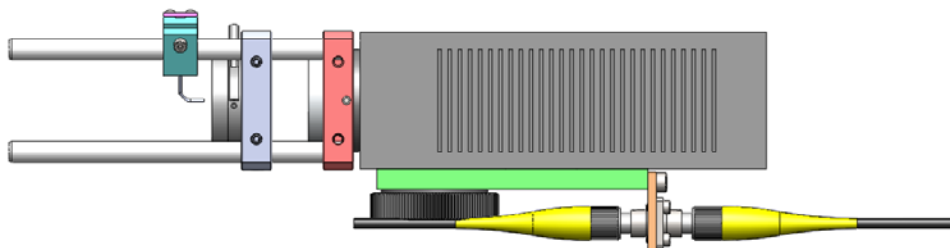


Figura 7.21. Desenho em CAD do sistema de ESPI (câmara JAI CV-M2).

Para garantir o correcto posicionamento dos componentes em relação ao eixo ótico, fundamental nestes sistemas, optou-se por utilizar componentes opto-mecânico tipo gaiola, do fabricante Thorlabs. Este sistema é suportado em quatro hastes em Aço e confere grande flexibilidade à montagem, no qual os componentes ópticos podem ser montados ao longo de um eixo comum. Além disso, o sistema de gaiola pode ser integrado em configurações ópticas

usando postes de montagem e/ou tubos de lente, permitindo uma grande variedade de configurações e adaptações. A selecção dos componentes mecânicos e ópticos teve como base a robustez e a flexibilidade do sistema, nomeadamente no que se refere à formação de imagem, de forma a poder ajustar a medição a objectos maiores ou menores dimensões.

Na Fig. 7.22 são apresentados os componentes utilizados na construção do sistema de ESPI, o qual teve por base a câmara CCD da JAI®. Alguns dos componentes do sistema opto-mecânico sofreram alterações de modo a permitira sua integração no sistema. Todos os elementos construídos e que ficam expostas ao percurso dos feixes laser, foram revestidos com uma película de alumínio anti-reflectora.

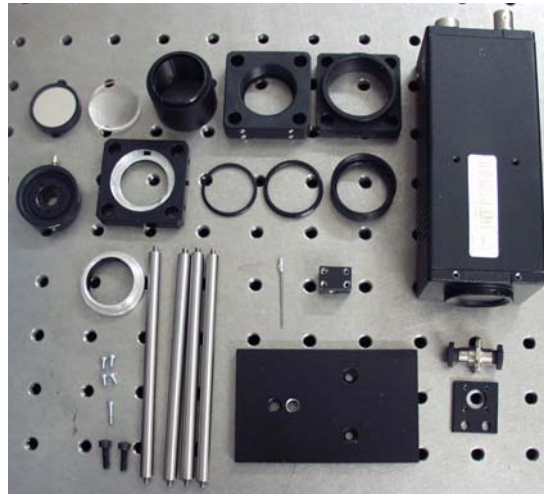


Figura 7.22. Componentes utilizados na construção do sistema de ESPI

Na Fig. 7.23 pode observar-se a base aparafusada na Câmara (terceira imagem a contar da esquerda), a qual possui dois furos roscados, um M4 e o outra do tipo utilizado nos tripés de fotografia e vídeo. Nesta base será também incorporado uma ficha de acoplamento de conectores FC, (quarta imagem a contar da esquerda). A ficha permite que sejam ligados dois conectores ópticos do tipo FC, garantindo um perfeito alinhamento.



Figura 7.23. Alguns dos passos de construção do sistema de ESPI. Ficha de acoplamento de conectores FC.

Os sistemas de interferometria holográfica utilizam uma fonte de luz coerente monocromática. No entanto, a presença de outras fontes de luz, como a luz ambiente, tende a degradar os mapas de fase. Em ambientes controlados como o de um laboratório é possível isolar o sistema de outras fontes de luz. No sentido de poder vir a utilizar em ambientes exteriores, foi incorporado um filtro passa-banda que apenas permite a passagem do comprimento de onda da luz laser. Os filtros do comprimento de onda da linha laser fornecem uma forma simples e económica de transmitir a luz numa região do espectro bem definida e estreita, enquanto rejeita a radiação indesejada. Este tipo de filtro apresenta elevada transmissão

na região passa-banda. Existe uma grande variedade de filtros que cobrem diferentes comprimentos de onda. Na Fig. 7.24 representa-se o comportamento típico de transmissão da intensidade luminosa nestes filtros. A sua análise destaca a importante na escolha destes elementos o comprimento de onda central (CWL – *central wave length*), e a curva com largura a meia altura (FWHM - *full width at half maximum*).

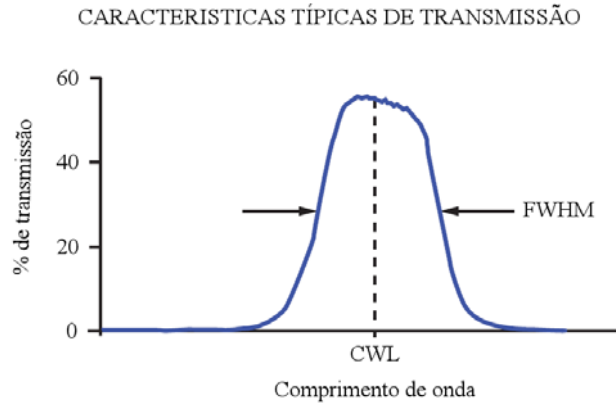


Figura 7.24. Características típicas de transmissão dos filtros de linha laser.

O filtro foi seleccionado considerando o comprimento de onda do laser a ser utilizado. Neste caso, foi seleccionado o modelo FL532-10 da Thorlabs, que apresenta um CWL = 532 ± 2 nm, uma FWHM = 10 ± 2 nm e um pico de transmissão de $T = 70\%$ para o CWL. Na Fig. 7.25 apresenta-se a curva característica da transmissão do filtro seleccionado.

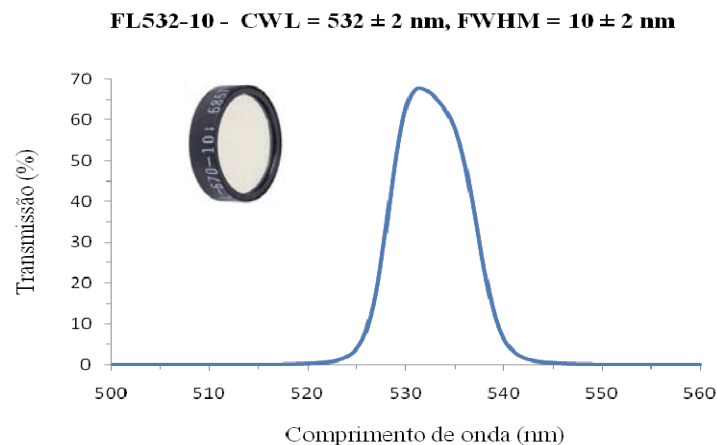


Figura 7.25. Características de transmissão do filtro de linha laser FL532-10.

Na Fig. 7.26 pode observar-se a incorporação do filtro na cabeça da câmara. Desta forma, só comprimentos de onda numa gama muito estreita em torno do comprimento de onda da laser serão observados pelo sensor CCD.

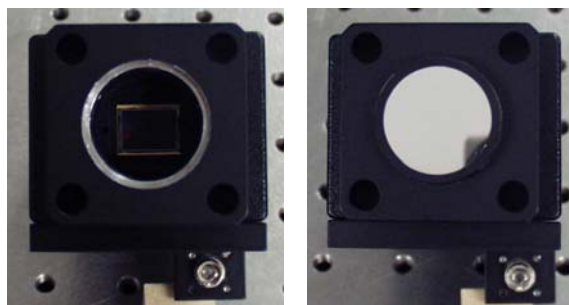


Figura 7.26. Incorporação do filtro de linha laser.

O sistema de formação de imagem está representado na Fig. 7.27. Este é constituído por um elemento opto-mecânico tipo gaiola no qual é montado uma única lente acromática e uma íris. No caso concreto do sistema de ESPI, o conjunto lente+íris será responsável pela formação de imagem no CCD e irá permitir controlar a dimensão do *Speckle*. De notar que este sistema permite substituir, de forma rápida, a lente por outra ou por um conjunto de lentes, de forma a responder às necessidades do objecto a estudar.

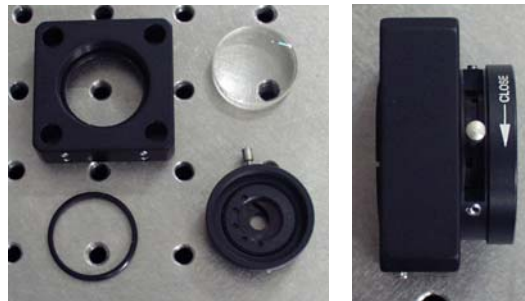


Figura 7.27. Sistema de formação de imagem. Lente e Iris

Os elementos anteriormente descritos são integrados no sistema de guiamento constituídos por quatro barras em Aço, sendo a sua posição ajustado durante o processo de calibração. Este é realizado através da visualização da imagem recebida pela câmara e da translação do conjunto lente+íris até se obter uma focagem perfeita, sendo a posição travada por meio de parafusos laterais. Na Fig. 7.28 apresenta-se a imagem da montagem do sistema ESPI, ao qual foi acrescentado a fibra que vai permitir introduzir o feixe de referência .



Figura 7.28. Aspecto final do sistema de ESPI.

7.4.1.1 Realização da referência com fibra óptica

Hoje em dia pode encontrar-se uma grande variedade de tipos de fibra óptica para as mais variadas aplicações. No caso específico das aplicações de Interferometria holográfica a escolha fica limitada a um tipo de fibra óptica, designadas de fibras monomodo. Dentro deste grupo, pode encontrar-se um leque razoável de opções, principalmente no que se refere ao comprimento de onda de funcionamento, a abertura numérica e preservação de polarização.

Para a implementação do sistema de ESPI, a escolha do tipo de fibra óptica é importante para obter o máximo desempenho do sistema. Aspectos como o comprimento de onda de funcionamento e a abertura numérica da fibra são os pontos mais importantes.

Na Fig. 7.29 são apresentados diversos tipos de fibra óptica, com diferentes características: comprimento de onda, abertura numérica e com ou sem preservação de polarização. Estes apresentam uma manga de protecção para fibra óptica e dois tipos de conectores nas extremidades, sendo do tipo temporário ou definitivo.

A partir dos modelos comercializados procurou-se uma fibra monomodo que fosse indicada para funcionar com o comprimento de onda do laser e que apresentasse a maior

abertura numérica. A grande abertura numérica prende-se com a necessidade de iluminar todo o sensor CCD da câmara numa curta distância



Figura 7.29. Diferentes tipos de fibra óptica; cabos de protecção e conectores.

A fibra óptica escolhida para a realização da referência foi o modelo 460HP - *Single Mode Optical Fiber* do fabricante Thorlabs, a qual é indicada para funcionar numa gama de 450 a 600 nm, com um diâmetro de revestimento da fibra de $\text{Ø}125 \mu\text{m}$ e uma abertura numérica de 0,13. Dado que a fibra apresenta apenas um revestimento exterior, para lhe conferir uma maior protecção foi utilizado um cabo de para se inserir a fibra óptica, ver Fig. 7.30.

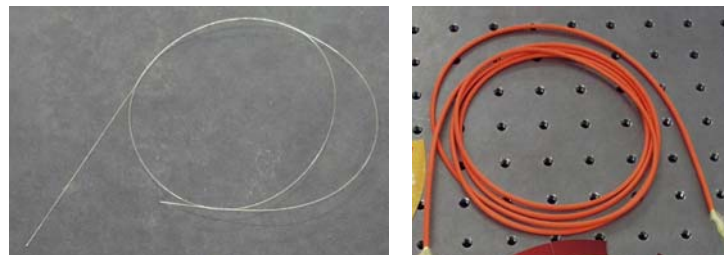


Figura 7.30. Fibra óptica e cabo de protecção.

O cabo de fibra óptica usado para criar o feixe de referência vai conter numa extremidade um conector convencional e na outra uma terminação adaptada à iluminação do sensor. Existem diferentes tipos de conectores conforme se pode observar na Fig. 7.31. Para este trabalho optou-se pelos conectores tipo FC/PC por serem mais robustos e amplamente utilizados neste tipo de aplicações. Assim, foram seleccionados conectores FC/PC monomodo com terminação cerâmica - *ferrule* e um furo interno para fibra óptica até $\text{Ø}125 \mu\text{m}$. No entanto, sempre que seja necessário algum tipo de ajuste ou teste é sempre possível optar por uma terminação temporária, optando por um modelo de montagem representado na Fig. 7.32.

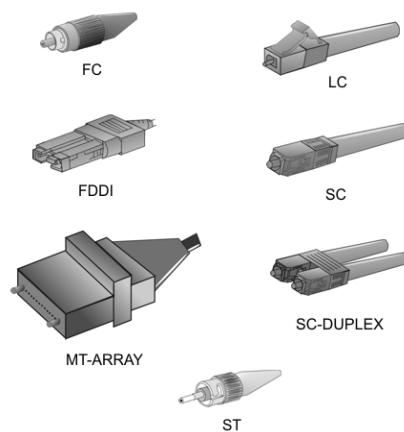


Figura 7.31. Alguns dos tipos de conectores utilizados para a ligação dos cabos de fibra óptica.



Figura 7.32. Tipos de conectores utilizados. Conector definitivo e temporário.

A extremidade da fibra usada para iluminar o sensor CCD é montada num dispositivo que garante a estabilidade posicional e permite controlar a orientação da iluminação. A orientação da fibra deve ser ajustada de modo a iluminar uniformemente todo o CCD e sem interferir com o sistema de formação de imagem. A solução para o dispositivo de fixação teve por base uma agulha de uma seringa, a qual foi aquecida e a sua ponta dobrada, ver Fig. 7.33. A fibra será depois introduzida e colada na base da agulha. Para a montagem da fibra junto ao sensor da câmara, foi desenhado e fabricado o elemento mecânico representado na Fig. 7.33. Este permite fixar a agulha e deslizar ao longo de uma das hastes que serve de suporte ao sistema ESPI.

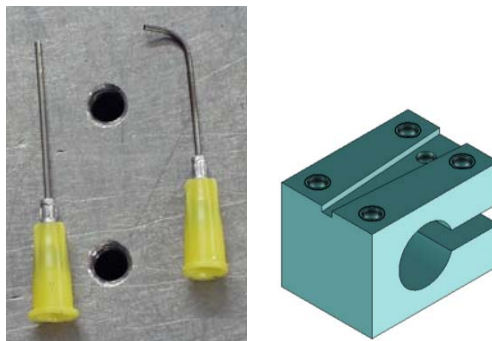


Figura 7.33. Conjunto para fixar a fibra junto ao sensor CCD.

A construção do cabo começa pela preparação da extremidade da fibra utilizada na iluminação do sensor da câmara CCD. Este inicia-se com a remoção do elemento protecção e o corte da secção da fibra, realizado com a ajuda de um alicate, Fig. 7.34. O corte deve apresentar uma secção homogénea de forma a não introduzir distorções na saída do feixe. O controlo da secção cortada é realizada através da observação da qualidade do feixe na saída da fibra. O processo deverá ser repetido até se obter um padrão de iluminação circular e homogéneo. Todavia, a mesma qualidade de corte não é exigida quando é usado um conector definitivo, dado que este passa pelo processo de polimento da extremidade da fibra, o qual irá corrigir o corte menos preciso.



Figura 7.34. Descarnagem e corte de uma das extremidades da fibra óptica.

O procedimento de montagem envolve a colocação da fibra no cabo protector, a inserção da ponta no interior da agulha e colagem da fibra, garantindo que a ponta da fibra fica alinhada com a extremidade da ponta da agulha. A ponta do cabo é colada na outra extremidade da agulha e protegida com uma manga termoretáctil, ver Fig. 7.35.



Figura 7.35. Implementação da ponta de fibra óptica que vai iluminar o sensor CCD.

Na outra extremidade é montado o conector FC/PC, usado para a inserção do feixe laser. Na Fig. 7.36 é apresentada a extremidade da fibra descarnada e cortada. Uma resina *epoxy* de dois componentes, com a particularidade de possuir um período grande de trabalho, cerca de 30 minutos e um tempo de cura de 8 a 12 horas, é usado para a colagem da fibra dentro do conector. Esta cura prolongada da resina serve para reduzir as tensões residuais fibra, reduzindo o risco que esta possa partir. A resina é introduzida na parte posterior do conector sendo de seguida introduzida a fibra óptica, depois de cravado o conector deixa-se curar a resina, ver Fig 36.

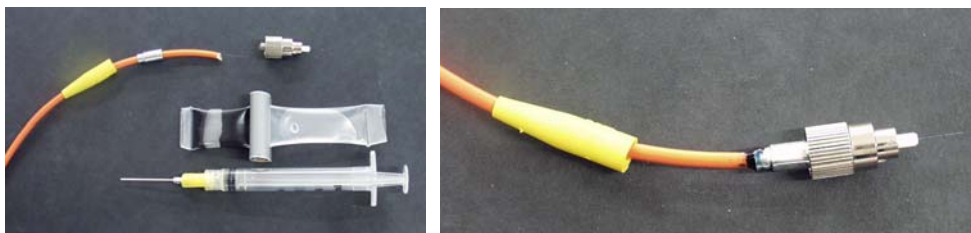


Figura 7.36. Processo de instalação de um conector FC/PC na fibra óptica.

Posteriormente, a fibra é cortada e a ponta do conector e fibra são polidos através de um processo manual. O polimento é realizado sobre uma superfície plana sobre o qual são colocadas diferentes folhas de material abrasivo. É utilizado um disco de polimento para conector do tipo FC/PC, ver Fig. 7.37. Este disco de polimento tem a função de fixar o *conector* e de o manter alinhado com o plano do abrasivo.



Figura 7.37. Processo de polimento do conector de fibra óptica.

O processo de polimento inclui vários passos, começando por folhas de material abrasivo com uma rugosidade de $5\ \mu\text{m}$, passando depois por rugosidades intermédia de 3 e $1\ \mu\text{m}$, para terminar com um polimento final de $0,3\ \mu\text{m}$. Na Fig. 7.38 estão representadas as imagens microscópicas da extremidade da fibra com o conector nas diferentes fases de polimento. A primeira imagem é uma imagem típica do conector após o corte da fibra e remoção da resina epoxy da extremidade da fibra com folhas de polimento de maior rugosidade. A segunda imagem é obtida após algum polimento já com folhas de rugosidade intermédia, aonde se podem observar marcas de polimento. A última imagem é obtida após o polimento final, onde se pode observar o núcleo da fibra óptica no centro da imagem. Esta inspeção é feita com um microscópio próprio para inspeção de conectores do tipo FC/PC, permitindo uma ampliação da ponta da fibra de 200X.

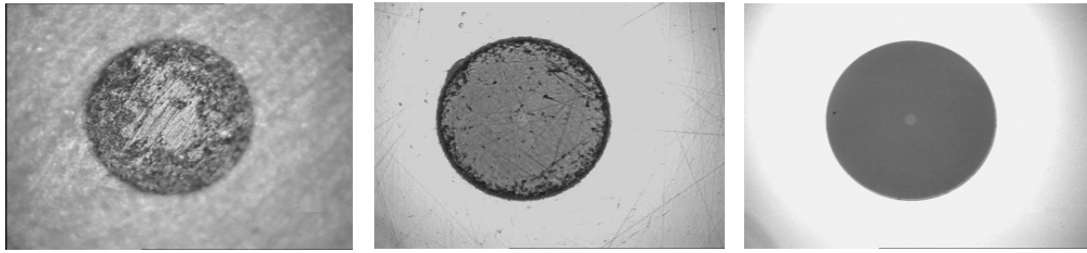


Figura 7.38. Diferentes fases de polimento de um conector de fibra óptica: mal polido à esquerda, e bem polido à direita.

Após o polimento do conector o cabo de fibra óptica para ser utilizado como feixe de referência do sistema de ESPI, está em condições se ser testado. Na Fig. 7.39 pode-se ver o cabo terminado e a saída de luz laser na ponta que vai iluminar o sensor após injeção de luz laser no conector.

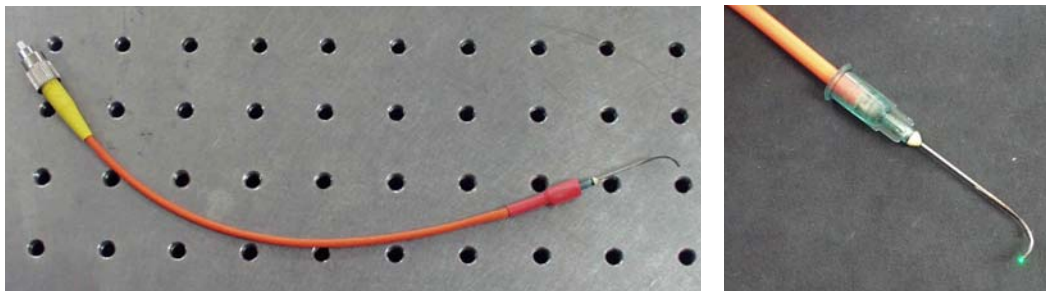


Figura 7.39. Cabo de fibra óptica para o feixe de referência. Saída de luz laser na ponta de iluminação.

7.4.2 Sistema de ESPI com câmara CMOS

O segundo sistema de ESPI projectado e desenvolvido utiliza a câmara de vídeo Dalsa modelo Falcon 4M30 com um sensor CMOS de 4 Megapixel. Apesar do seu pior desempenho dinâmico em relação à câmara da JAI, razão sinal/ruído, possui o dobro da resolução espacial.

Há semelhança do projecto anterior, o sistema foi projectado e construído em torno da câmara, apresentando-se um modelo da montagem na Fig. 7.40. Nesta é visível que todos os componentes estão alinhados e fixos à câmara por quatro barras em aço, o que confere ao sistema ESPI uma grande flexibilidade e facilidade de manuseamento.

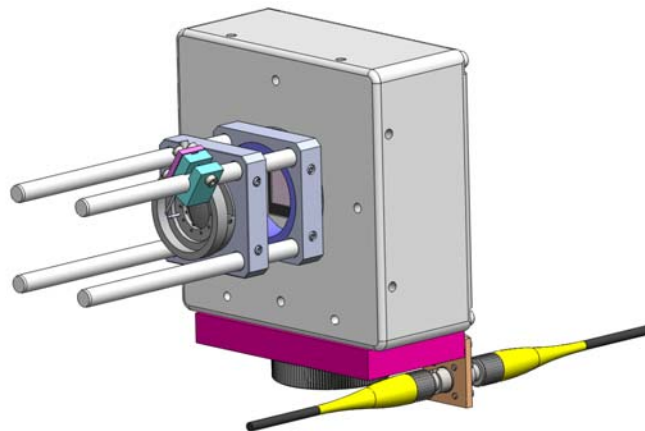


Figura 7.40. Desenho em CAD do sistema de ESPI (Câmara DALSA Falcon 4M30).

Este utiliza o mesmo sistema modular opto-mecânico tipo gaiola. Depois de projectado e desenhado passou-se à selecção dos componentes, quer mecânicos quer ópticos. Tal como no anterior teve-se o cuidado de manter o sistema o mais simples possível mas com a mesma

perspectiva de flexibilidade. Salvo pequenas exceções o sistema é muito semelhante ao anterior, tal como se pode verificar pelo conjunto de componentes seleccionados, ver Fig. 7.41.

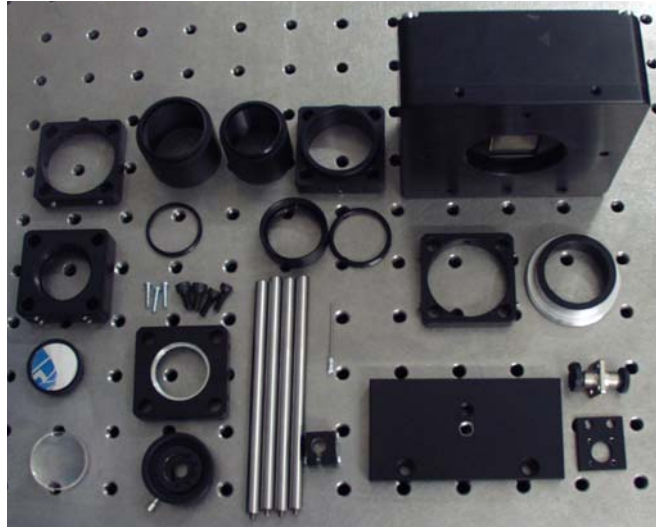


Figura 7.41. Componentes utilizados na construção do sistema de ESPI.

O processo de montagem do sistema é semelhante ao anterior. Na Fig. 7.42 está representada a configuração final do sistema após a montagem.

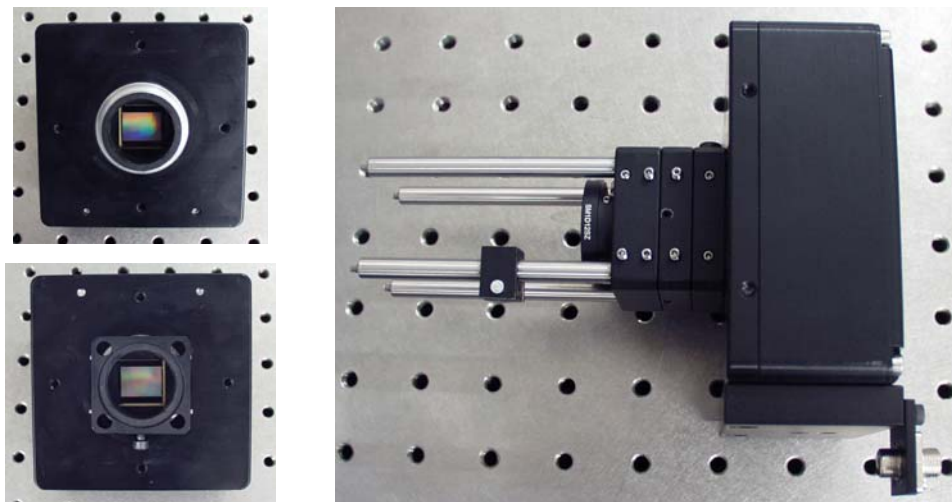


Figura 7.42. Implementação do sistema de ESPI.

A superior dimensão do sensor da câmara da DALSA com 17.40 (h) \times 12.79 (v) mm relativamente à câmara JAI, com 11.8 (h) \times 9.6 (v) mm, inviabiliza a utilização da fibra óptica nesta configuração, dado que seria necessário um tipo de fibra com uma abertura numérica superior não disponível no mercado para iluminar todo o sensor.

A solução passa por criar na extremidade da fibra óptica uma micro lente, de forma a abrir o feixe e assim iluminar todo o sensor sem alterar a configuração inicial [10]. Existem várias formas de criar uma lente na ponta de uma fibra óptica, normalmente recorrendo à fusão da ponta da fibra ou de um elemento óptico [10].

A fusão da extremidade da fibra óptica apresenta algumas dificuldades nomeadamente no controlo da formação da lente [11]. Esta situação foi colmatada com a aquisição de um aparelho para soldar fibras ópticas (*Optical Fiber Fusion Splicer*). Estes aparelhos têm a capacidade de soldar fibras ópticas através da emissão de um arco eléctrico. Na Fig. 7.43(a) e Fig. 7.43(b) é apresentado um esquema do processo de união de duas fibras ópticas utilizando

este método. Através do controlo dos parâmetros da corrente do arco eléctrico é possível controlar e otimizar a formação de uma micro lente na extremidade da fibra óptica, Fig. 7.43(c).

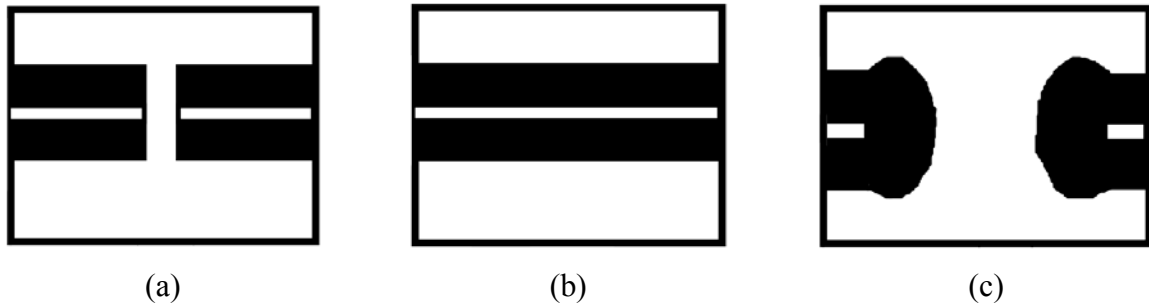


Figura 7.43. Processo de soldagem de fibras ópticas: a) fibras ópticas cortadas e alinhadas, b) fibras ópticas soldadas por arco eléctrico, c) formação de microlentes através do controlo dos parâmetros do arco eléctrico.

7.5 Montagem e alinhamento dos feixes no sistema de acoplamento

A montagem e o alinhamento dos feixes referência e objecto foi realizada individualmente, através da medição da intensidade da luz laser por um fotodiodo e da visualização do sinal eléctrico num osciloscópio, ver Fig. 7.44.

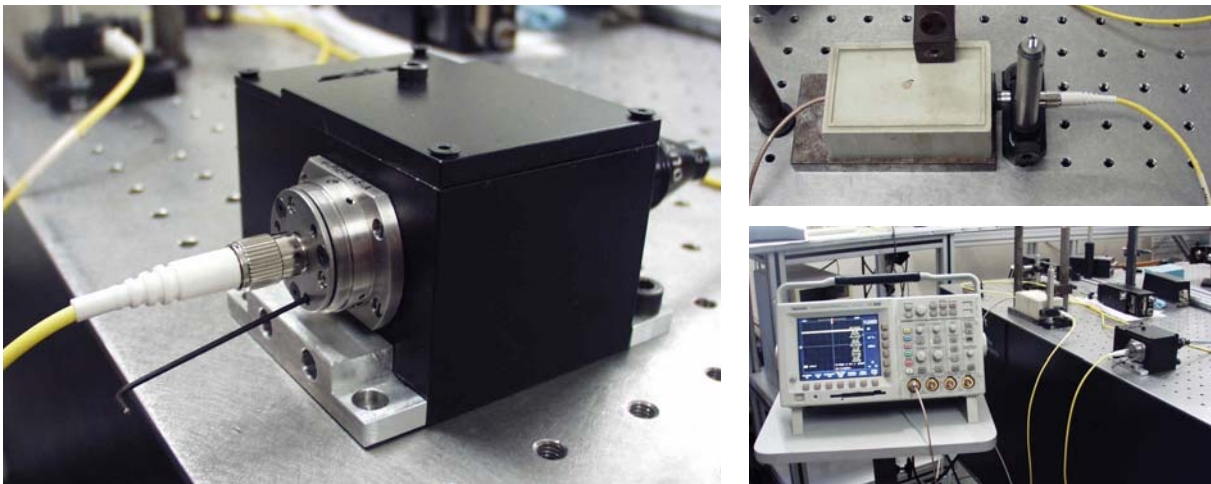


Figura 7.44. Alinhamento e optimização do sistema de condução da luz.

O processo de optimização do acoplamento é iterativo e consiste em obter o melhor alinhamento recorrendo aos diferentes graus de liberdade do acoplador, o qual é representado por um sinal eléctrico de maior amplitude e que pode ser controlado no osciloscópio. Repete-se o mesmo processo para o outro cabo de fibra óptica e quando terminado este processo coloca-se em ambos uma cápsula metálica que bloqueia o acesso aos sistemas de ajuste, evitando assim desajustes acidentais. Como é evidente, o ajuste de cada acoplamento óptico é único e não devem ser alteradas, pelo que dever-se-á utilizar sempre o mesmo cabo ligado ao mesmo acoplador de cada terminal.

Depois de todos os sistemas alinhados e optimizados estes podem ser interligados. Na Fig. 7.45 é apresentado um esquema contendo todos os elementos que fazem parte do sistema de ESPI. Nesta figura, é perfeitamente visível a existência de 4 conjuntos fisicamente separados. Assim, temos o conjunto constituído pelo CCD e a cabeça óptica que no fundo é o interferómetro mais o sistema de formação de imagem. O segundo conjunto é responsável pelo

sistema de iluminação *top hat* e sistema de salto de fase. O terceiro conjunto é formado pelo sistema de acoplamento, no qual o feixe laser chega através de um cabo de fibra óptica, sendo depois dividido em dois feixes um que irá para o sistema de iluminação e o outro para funcionar como feixe de referência. Este sistema tem ainda a função adicional de controlar a potência óptica do feixe de referência que chega ao CCD da câmara. Finalmente, o quarto conjunto definido pelo sistema de aquisição e tratamento de dados, *hardware* e software. Os sistemas são ligados entre si por cabos eléctricos e/ou fibras ópticas.

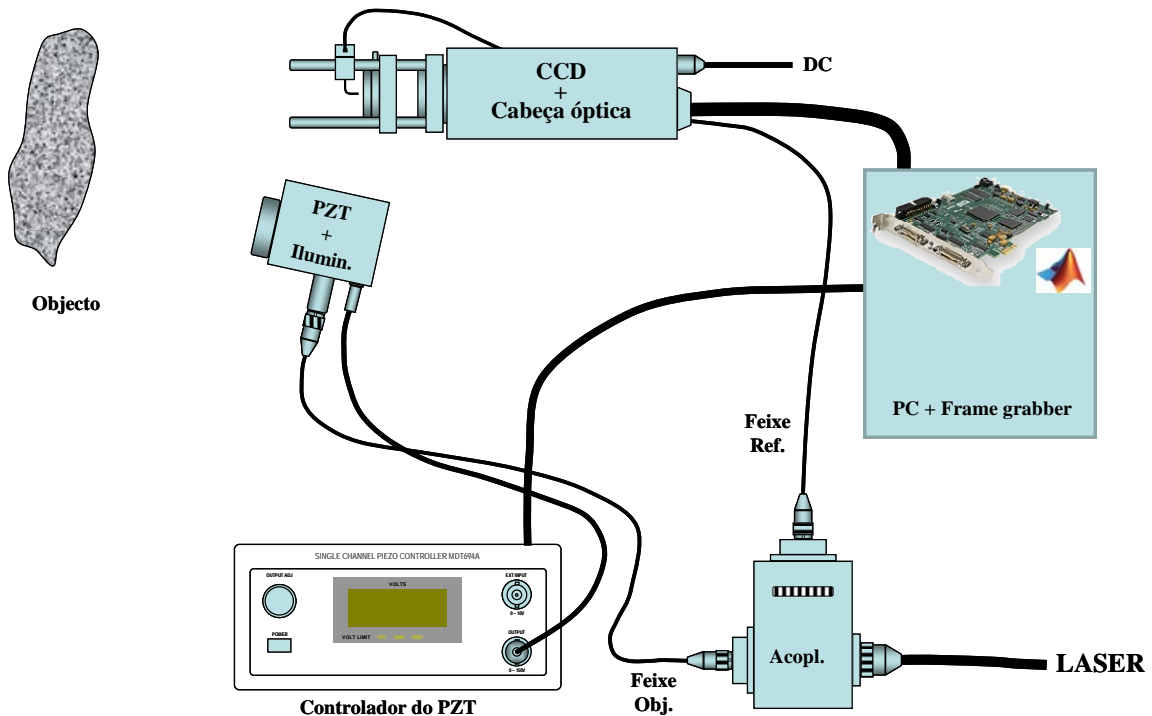


Figura 7.45. Diagrama da montagem do sistema de ESPI.

A câmara CCD é ligada a um PC através de um *Frame Grabber*, para aquisição dos sinais de vídeo e controlo da câmara. Toda a programação de controlo dos parâmetros da câmara, aquisição e processamento das imagens é realizada recorrendo à plataforma do Matlab[®] 7.0. As características do programa desenvolvido, principais capacidades e potencialidades serão apresentadas com maior detalhe no anexo A.

Na Fig. 7.46 apresenta-se uma vista global da montagem experimental do sistema de ESPI completo em funcionamento.

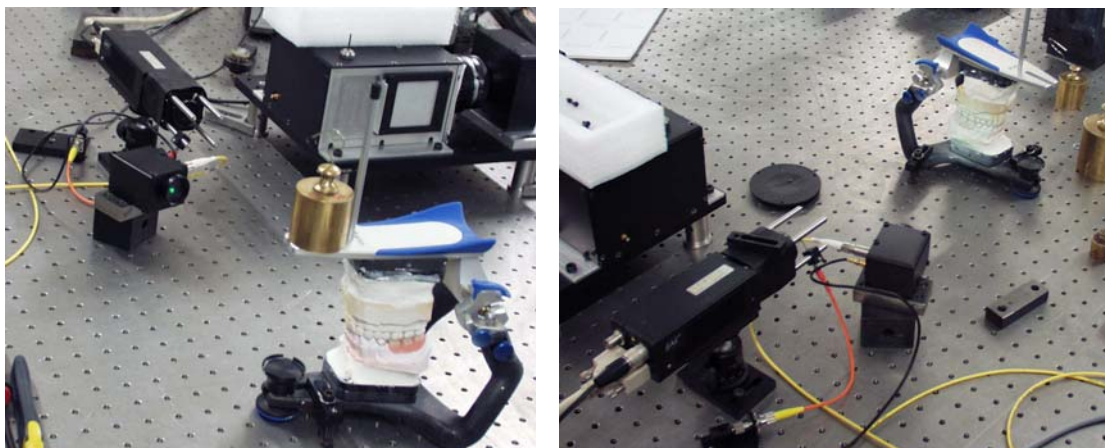


Figura 7.46. Vista global da montagem experimental do sistema de ESPI.

7.6 Sistema de HD

O sistema de Holografia Digital (HD) tem como principal vantagem relativamente ao sistema de ESPI anteriormente descrito, o facto de utilizar menos componentes quer ópticos e elementos mecânicos.

Os sistemas de HD são também conhecidos por sistemas sem lentes (*lenless*), dado que não recorrem a sistemas de formação de imagem. Como já foi referido, nestes sistemas a reconstrução da imagem é feita por via numérica, a qual é baseada na aproximação discreta do integral de Fresnel da difracção da luz laser.

O projecto do sistema HD é apresentado na forma de desenho em CAD na Fig. 7.47. Pelas mesmas razões descritas anteriormente para os sistemas de ESPI, a selecção dos componentes recaiu na construção de um sistema modular opto-mecânico tipo gaiola da Thorlabs, o qual apresenta estabilidade e rigidez mecânica durante as medições, para além modularidade.

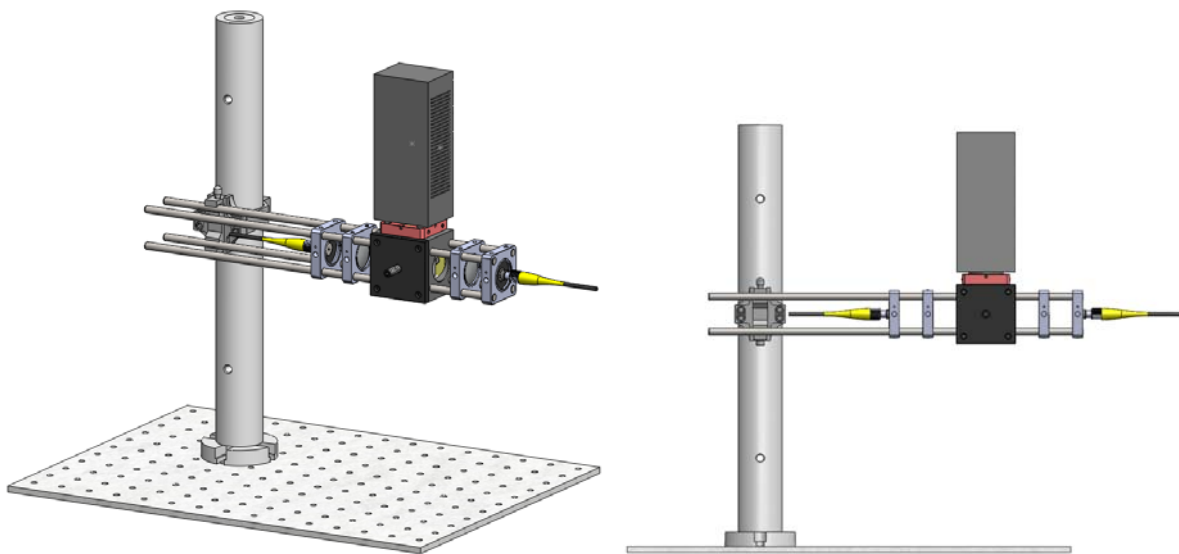


Figura 7.47. Desenho de CAD do sistema de Holografia Digital (HD).

Neste projecto do sistema HD apresentado na Fig. 7.48, surge como elemento central a câmara CCD e dois braços laterais que vão funcionar como os dois caminhos ópticos do interferómetro. De salientar que neste esquema aparece representada a câmara da JAI, no entanto, pode ser adaptado para funcionar com a câmara da DALSA. Todo o sistema é fixo à mesa óptica através de um poste com um sistema que permite ajustar a altura do interferómetro e controlar, assim, a distância ao objecto. Dois cabos de fibra óptica, ligados ao sistema de acoplamento anteriormente descrito, injectam nos respectivos braços os feixes objecto e de referência.

Na região central do sistema HD está montado um cubo divisor de feixe de forma a formar a configuração óptica do interferómetro de Michelson. No entanto e devido à modularidade e flexibilidade do sistema opto-mecânico tipo gaiola, pode ser implementar outro tipo de interferómetro, como por exemplo, o interferómetro de Mach-Zender.

O cubo divisor de feixe foi montado numa base de suporte adaptada a qual permite, depois de colocado no sistema, a sua rotação, e o controlo do ângulo entre os dois feixes objecto e referência, Fig. 7.48.

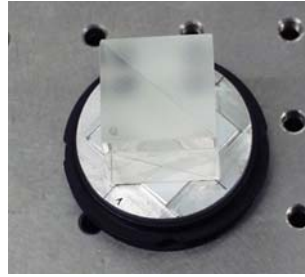


Figura 7.48. Cubo divisor de feixe montado num suporte de base rotativo.

O cubo divisor de feixe tem neste sistema a função de orientar os feixes objecto e referência. Na imagem esquerda da Fig. 7.49 é possível visualizar a integração do cubo divisor de feixe e, imagem da direita, a base rotativa do mesmo, a qual depois de posicionada para orientação correcta dos dois feixes é fixa com os quatro parafusos, os quais também funcionam como guiamento da base.



Figura 7.49. Montagem do cubo divisor de feixe no sistema modular opto-mecânico.

A câmara CCD fica montada na saída correspondente à recominação dos feixes de referência e objecto, sendo à entrada da câmara montado um filtro de linha laser para bloquear radiação indesejada, ver Fig. 7.50.

Conforme foi referido anteriormente, o sistema desenvolvido permite o acoplamento das câmaras JAI ou DALSA, realizada através da ligação roscada do tipo C-mount, comum nas duas câmaras.

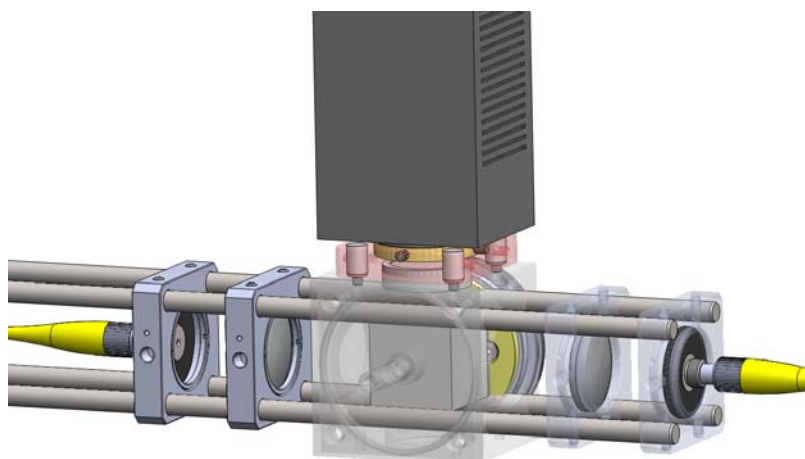


Figura 7.50. Pormenor dos componentes ópticos dos dois braços.

Em cada um dos braços do interferómetro é montado um acoplador de fibra óptica que servem de fixação aos conectores dos cabos, ver Fig. 7.50. Para além dos dois acopladores, existem também sistemas com lentes para colimar os feixes. Todos estes componentes são facilmente removíveis para substituição em caso de necessidade.

Na Fig. 7.51 apresenta-se a imagem do sistema de HD construído.

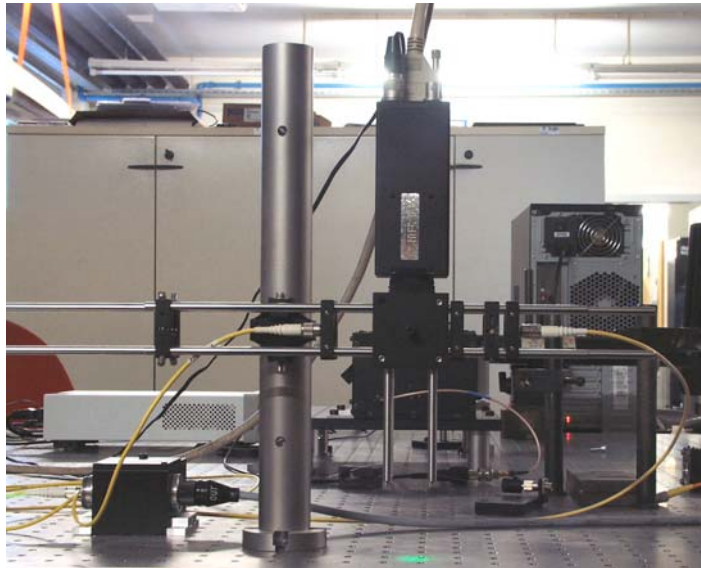


Figura 7.51. Sistema de HD montado.

O sistema de HD completo faz uso de alguns dos componentes anteriormente descritos. Assim e tendo como referência o esquema da Fig. 7.45, faz parte o conjunto constituído pelo sistema de acoplamento, responsável pela criação e controlo dos dois feixes, um que irá para o sistema de iluminação e o outro para funcionar como feixe de referência.

7.7 Sistema de processamento de imagem

O funcionamento dos sistemas anteriormente descritos ficaria comprometido sem o programa adequado para controlo dos sistemas, aquisição e tratamento dos dados obtidos.

Tal como foi apresentado em capítulos anteriores, qualquer que seja o tipo de correlação de *speckle* utilizada a informação respeitante à amplitude/deslocamento do objecto é codificada na distribuição de fase dos interferogramas. Desta forma, as técnicas dedicadas ao pós-processamento de imagem têm a função de melhorar a qualidade dos resultados, reduzir o tempo de medição e facilitar a sua interpretação.

O processamento digital de imagens é uma área de enorme potencial com grande crescimento nas últimas décadas, tendo encontrado aplicação nas mais variadas áreas do conhecimento. A constante evolução na área da computação, com o aumento da velocidade de cálculo, aliada ao aparecimento de sensores CCD e CMOS cada vez com maior resolução, novas *interfaces* de comunicação capazes de taxas de transferência mais elevadas e, nalguns casos, com menores custos, tem levado a que as técnicas de processamento digital de imagem se tenham desenvolvido e propagado tão rapidamente, sendo hoje uma área incontornável.

As técnicas ópticas associadas às técnicas de processamento digital de imagem têm encontrado um interesse cada vez maior na comunidade científica, que por sua vez, tem sido responsável pela sua integração no meio industrial. Os métodos ópticos de interferometria holográfica, interferometria de *Speckle*, *Moiré* geométrico, projecção de campos de luz estruturada, correlação de imagem e holografia digital, são um exemplo disso mesmo, apresentam hoje uma vasta gama de aplicações que não se cingem apenas ao ambiente laboratorial.

Assim, no âmbito desta tese foram implementadas rotinas de controlo do sistema de aquisição de imagens pelas câmaras e do actuador PZT para a técnica de salto de fase. Embora algumas rotinas sejam de utilização geral, outras são especialmente desenvolvidas para determinada aplicação. Por exemplo, o cálculo de fase pode ser obtido por outros algoritmos dependendo da forma como o interferograma é registado. O mesmo se aplica para os algoritmos para desembrulhar a fase, os quais, poderão ser escolhidos de acordo com a quantidade de ruído presente no mapa de fase, [12,13].

O programa de processamento de imagem foi desenvolvido para processar metrologicamente as imagens obtidas quer por ESPI, quer por HD. Cada um dos módulos foi desenvolvido na plataforma MATLAB[®] 7.0, possuindo uma *interface* acessível. A estrutura do programa segue uma filosofia orientada em função da metodologia de cálculo utilizada. Cada método encerra um conjunto de funções dedicadas à análise e tratamento dos dados extraídos. O programa está dividido nos seguintes módulos:

- Aquisição e calibração da imagem (focagem, saturação, etc.)
- Aquisição dos mapas de fase
- Algoritmos de filtragem da fase
- Algoritmos de *unwrapping* da fase
- Apresentação dos resultados (pseudo cor, 3D, etc.)
- Pos-processamento (remoção de rotação de corpo rígido, derivação espacial, integração espacial, etc.)

No anexo A é apresentada uma descrição detalhada do funcionamento do programa desenvolvido.

Referências

- [1] Jacquot, M., Sandoz, P., Tribillon. G., “High resolution digital holography”, *Opt Commun*; 190:87–94. (2001).
- [2] Osten, W., Yuptner., W., “New light sources and sensors for active optical 3D-inspection”, *Proc SPIE*; 3897:314–27. (1999).
- [3] Helmers, H., Carl, D., Sievers, T., “CMOS-ESPI-system with in-line digital phase stabilization using unresolved speckles”, *Proc SPIE*; 4777:232–41. (2002).
- [4] Joubert, J.R., Sharma, D., “EMCCD vs. sCMOS for Microscopic Imaging”, *Photonics Spectra*, March, 46-50. (2011).
- [5] Holst, G.C., “CCD arrays, cameras, and displays”, 2nd ed. Bellingham: SPIE-The International Society for Optical Engineering. (1998).
- [6] Eastman Kodak Company. “Kodak CMOS image sensors - white paper”, Rochester, November. (2000).
- [7] Litwiller, D., “CCD vs. CMOS: facts and fiction”, *Photonics Spectra*, 154–58. (2001)
- [8] Blanc, N., “CCD versus CMOS - has CCD imaging come to an end?”, In: Fritsch D, Spiller R, editors. *Photogrammetric Week '01*. Heidelberg: Herbert Wichmann Verlag. p. 131–1377. (2001).
- [9] Janesick, J.R., “Dueling detectors - CMOS or CCD?”, *SPIE's OE Magazine*, February, p. 30–33. (2002).

- [10] Seibel, E.J., Fauver, M., Crossman-Bosworth, J., Smithwick, Q.Y.J., Brown, C.M., “Microfabricated optical fiber with microlens that produces large field-of-view, video rate, optical beam scanning for microendoscopy applications”, *Optical Fibers and Sensors for Medical Applications III*, Israel Gannot, Editor. *Proceedings of SPIE Vol. 4957*. (2003).
- [11] Monteiro, J.M.; Chousal, J.A.; Santos, F.M.F.; Vaz, M.A.P.; Gomes, J.F.S.; “A Miniaturised Electronic Speckle Pattern Interferometer”, *Mechanics in Design*, Toronto University, Canada, May. (1996).
- [12] Chousal, J. A., “Técnicas de Processamento de Imagens Obtidas por Métodos Ópticos em Análise Experimental de Tensões”, Tese de Doutoramento em Engenharia Mecânica. Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. (2000).
- [13] Lopes, H.M.R., “Desenvolvimento de técnicas interferométricas, contínuas e pulsadas, aplicadas à análise do dano em estruturas compósitas”. Tese de Doutoramento em Engenharia Mecânica. Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. (2007).

CAPÍTULO 8

8.1 Introdução

8.2 Aplicação da Holografia à inspecção Subaquática

8.3 Estudo do comportamento de membranas piezoeléctricas revestidas

8.4 Projecto Windmeter

8.5 Estudo realizado em quilhas de pranchas de surf

8.6 Análise modal de uma casca cilíndrica

8.7 Análise de uma pastilha de corte

8.8 Estudo de contracção das resinas de enchimento dentárias

8.9 Validação de um modelo de elementos finitos através do ESPI

Referências

8.1 Introdução

As técnicas de interferometria, em particular os sistemas desenvolvidos ESPI e Holografia Digital (HD), têm um vasto leque de aplicações, que vão desde a inspeção não destrutiva, passando pela caracterização do comportamento mecânico dos materiais até ao controlo de qualidade do processo fabrico.

Pretende-se neste capítulo apresentar algumas aplicações utilizando as técnicas de ESPI e HD, com o objectivo de demonstrar a aplicabilidade e potencial destas técnicas, assim como, do programa de processamento de imagem. Contudo, não será apresentada uma descrição exaustiva das aplicações, mas antes, uma visão global dos resultados e das capacidades destas técnicas.

É de referir que em algumas aplicações os sistemas utilizados eram protótipos dos sistemas implementados e noutras foram já utilizados os sistemas finais.

8.2 Aplicação da Holografia à inspeção Subaquática [1-3]

Com este trabalho pretendia-se estudar a aplicação das técnicas de interferometria holográfica à análise estrutural em ambiente subaquático. Como já foi referido, as técnicas de interferometria holográfica estão hoje em dia bem divulgadas e com aplicações nas mais diversas áreas. No entanto, a sua utilização em ambientes subaquáticos apresenta alguns desafios.

Pretendia-se estudar a aplicação das duas técnicas, ESPI e holografia digital, comparando-as em termos de vantagens e desvantagens, nomeadamente, na já esperada instabilidade resultante de alguma turbulência do meio aquático, bem como, na presença de partículas em suspensão.

As estruturas *offshore* (gasodutos, oleodutos, plataformas, etc.), ou submersas (barcos, submarinos, etc.) são hoje em dia largamente utilizadas, com tendência a aumentar (parques eólicos *offshore*, exploração mineral do fundo do mar, etc.).

As estruturas em alto mar ficam sujeitas a solicitações dinâmicas severas, as quais resultam do impacto e fadiga, corrosão severa, sob tensão electrolítica, que podem levar a falhas estruturais catastróficas. Para garantir elevados padrões de segurança, é necessária uma manutenção regular, quer das estruturas submersas, quer das partes não submersas. Daqui resulta a necessidade de dispor de técnicas de inspeção não destrutiva fiáveis que possam ser utilizadas nas operações de manutenção em ambos os meios.

Pelas suas características, as técnicas de interferometria holográfica estão bem adaptadas a este tipo de estudo, podendo ser aplicadas em zonas de difícil acesso, onde não seja possível a presença humana.

Para testar estas técnicas implementou-se um programa de ensaios. Neste caso escolheu-se um tubo em PVC, no qual foi feita uma fenda parcial, tendo sido colocado num aquário para simular o ambiente submerso. Na Fig. 8.1 pode observar-se o dispositivo experimental, com o sistema de ESPI sensível a deslocamentos fora do plano e o tubo de PVC a ensaiar dentro de um aquário.

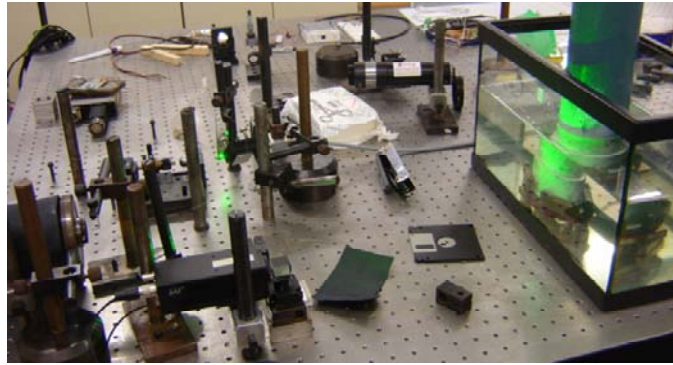


Figura 8.1. Imagem do ensaio de um tubo PVC em ambiente submerso.

Numa primeira fase, realizaram-se ensaios sem água. Para solicitar a fenda, o tubo foi pressurizado internamente. Na Fig. 8.2, apresentam-se os resultados obtidos.

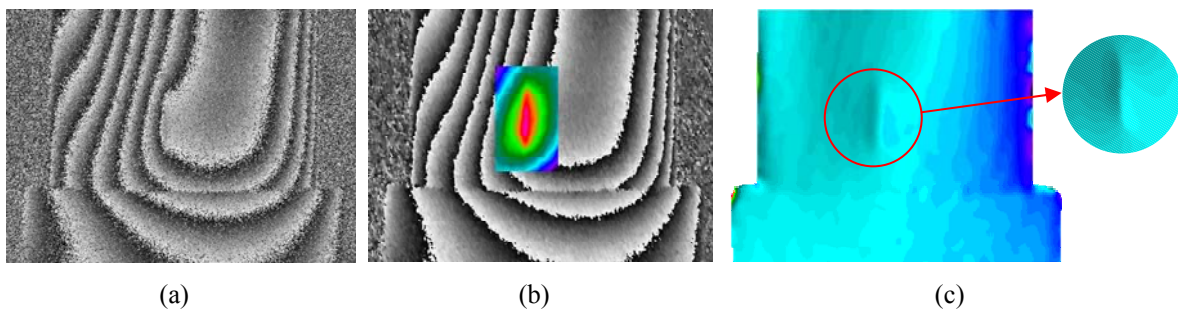


Figura 8.2. Ensaio feito sobre o tubo de PVC, sem água.

A imagem da Fig. 8.2 (a) corresponde ao mapa de fase do deslocamento fora do plano, colocando em evidência uma zona onde as franjas sofrem alteração da sua configuração, a qual corresponde ao local da fenda parcial criada na zona exterior do tubo. Esta é observada com maior detalhe no campo de deslocamentos, imagem (b), obtida após filtragem e *unwrapping* do mapa de fase (a). A diferenciação espacial do campo de deslocamentos permite-nos evidenciar, ainda mais, a região do dano, imagem (c), sendo visível uma perturbação localizada neste campo.

Uma vez que se pretendia testar estas técnicas num meio aquático, o aquário foi cheio de água, tal como é visível na Fig. 8.1.

Repetindo o mesmo procedimento descrito anterior e introduzido alguma instabilidade na água para simular correntes procedeu-se à medição do campo de deslocamentos fora do plano com o sistema ESPI. Os resultados obtidos são apresentados na Fig. 8.3 Estes revelam que, como seria de esperar existe algum ruído nos mapas de fase processados, resultantes de instabilidade na água a qual se repercute nas franjas de deslocamento. No entanto e apesar desta perturbação, após processamento de imagem a fenda continua perfeitamente visível.

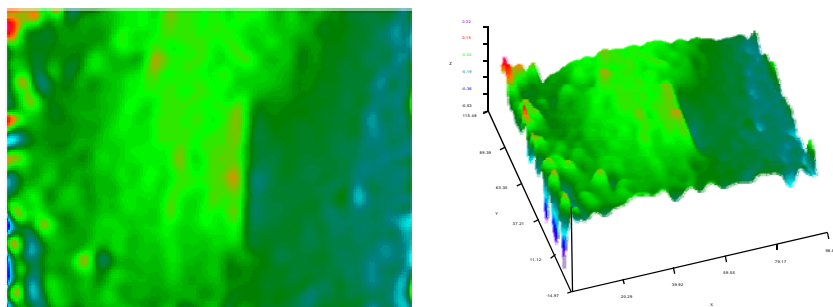


Figura 8.3. Ensaio feito sobre o tubo de PVC, com água.

Aproveitando a montagem, que com ligeiras alterações foi transformada num sistema de holografia digital, foi ensaiada uma barra de aço à flexão. A barra encontra-se do lado esquerdo do tubo, ver Fig. 8.2, a qual foi encastrada numa das extremidades num suporte rígido, tendo na outra extremidade sido aplicado um deslocamento. Fez-se um primeiro ensaio sem água, os resultados são apresentados na Fig. 8.4, na qual se apresenta respectivamente o mapa de fase, o campo contínuo do deslocamento obtido após *unwrapping* do mapa de fase e a correspondente representação 3D do campo de deslocamento.

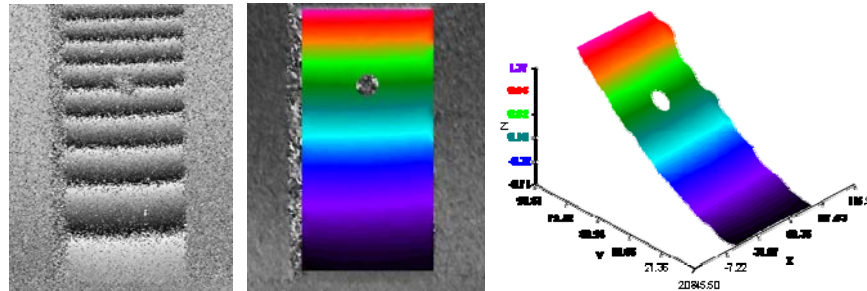


Figura 8.4. Campo de deformação de uma viga à flexão utilizando a técnica ESPI.

O ensaio foi repetido na presença de água, Fig. 8.5. Da análise dos resultados e comparativamente com as medições apresentadas na Fig. 8.4, verifica-se que o mapa de fase apresenta mais ruído e nota-se uma ligeira oscilação das franjas, algo que está associado à instabilidade do meio.

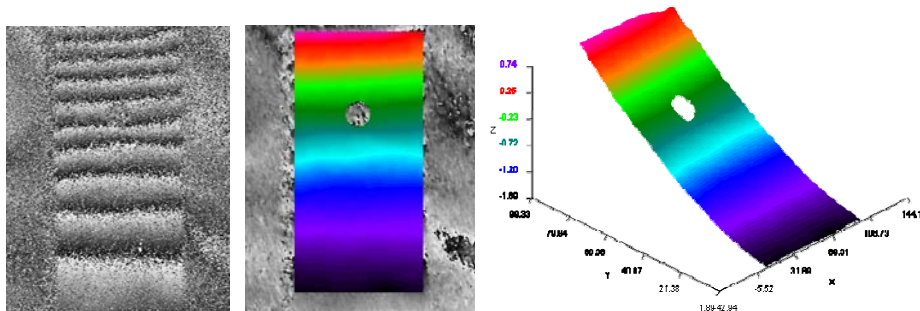


Figura 8.5. Campo de deformação de uma viga à flexão submersa em água utilizando a técnica ESPI.

A idealização de um sistema de inspeção não destrutiva para utilização submersa teria de ser baseado num sistema interferométrico de pequenas dimensões de modo a poder ser montado num pequeno submarino. Assim, o sistema de holografia digital (HD) é o que melhor se adequa a este tipo de aplicações, pelo que se mediu a deformação da viga em flexão utilizando a um sistema de HD em reflexão fora do eixo. Neste caso, devido à elevada resolução e baixo custo optou-se por utilizar uma câmara fotográfica, sendo visível na Fig. 8.6 o sistema utilizado.



Figura 8.6. Sistema de holografia digital com câmara fotográfica.

Os ensaios foram semelhantes aos efectuados anteriormente com o ESPI. Assim nas Fig. 8.7 e 8.8 apresentam-se os mapas de fase e o campo de deformações da viga em flexão para as condições fora de água e imersa, respectivamente.

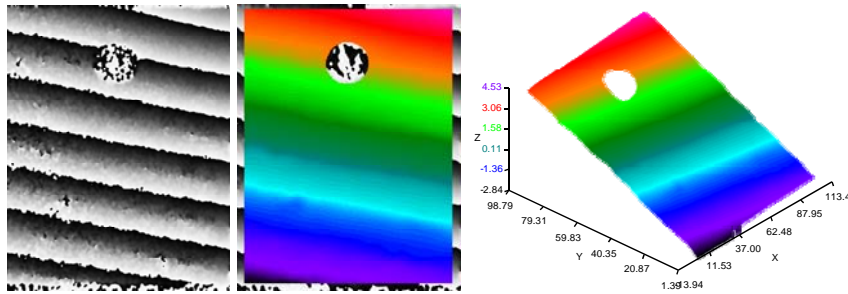


Figura 8.7. Ensaio de HD feito sobre barra de aço, sem água.

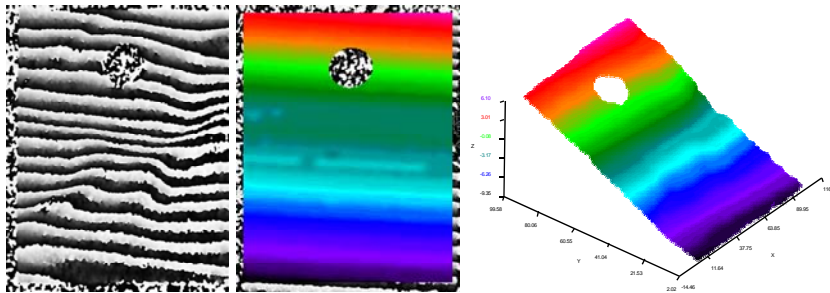


Figura 8.8. Ensaio de HD feito sobre barra de aço, com água.

Tal como já se tinha verificado nas medições com o sistema ESPI, a situação com o objecto imerso em água apresenta mapas de fase com maior ruído, Fig. 8.8, onde se nota uma ligeira oscilação das franjas, resultante da instabilidade do meio.

Conforme foi demonstrado, através da técnica interferométrica ESPI e da técnica HD é possível detectar em tempo útil defeitos estruturais que podem comprometer a integridade das estruturas. A colocação de um sistema de HD de pequenas dimensões a bordo de um pequeno submarino ROV, poderia ser uma solução e permitiria utilizar estas técnicas directamente sobre as estruturas subaquáticas em serviço. Na Fig. 8.9 apresenta-se uma possível antevisão de um sistema com a integração de um sistema completo de HD, com uma unidade de diodo laser e uma câmara CCD de elevada resolução.

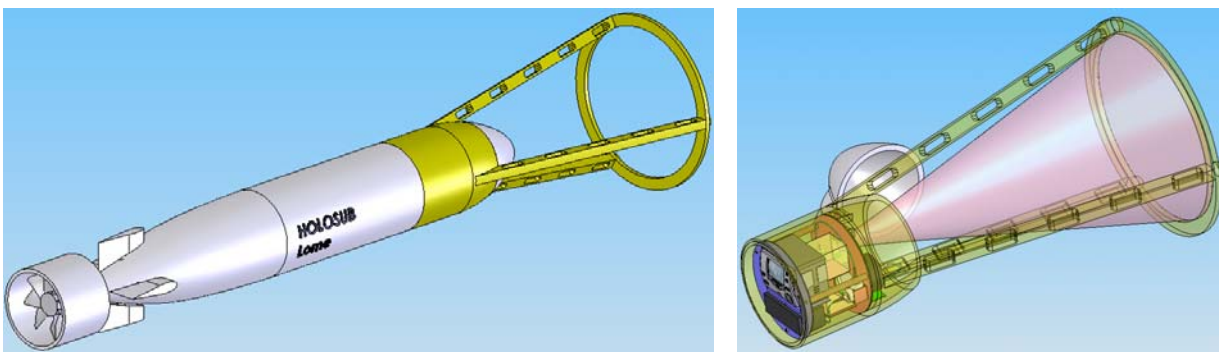


Figura 8.9. Antevisão de um sistema autónomo de inspeção não destrutiva baseado na holografia digital.

Devido à instabilidade do meio aquático, (correntes, partículas em suspensão, etc.) seria necessário um sistema de amarração rígido e utilizar holografia pulsada, recorrendo a lasers pulsados. Hoje em dia com a evolução dos lasers já é possível adquirir lasers capazes de serem incorporados num sistema de pequenas dimensões.

8.3 Estudo do comportamento de membranas piezoelétricas revestidas

Este estudo tem como principal objectivo avaliar a possibilidade de aplicação directa de um material piezoelétrico como substrato bioactivo na estimulação directa de células osteoblásticas, [4]. O material seleccionado foi um filme piezoelétrico de fluoreto de polivinilideno (PVDF), com a área de 15x40 mm², e uma área activa correspondente a 12x13 mm². As membranas foram revestidas com 4 camadas de polimetacrilato de metilo, material de propriedades de isolante eléctrico e biocompatível. Na última camada foram adicionadas micro-partículas de Bonelike[®] comercial, com o objectivo de obter uma superfície que promovesse a adesão celular [4].

Pretendia-se conhecer o comportamento mecânico das membranas não revestidas comparando-as com as revestidas quando é aplicada uma tensão de 5V. O objectivo era determinar as diferenças de comportamento em relação às simulações numéricas feitas previamente [4]. Devido às dimensões e características do material a ensaiar e do próprio ensaio em si, optou-se pela técnica interferométrica ESPI com sensibilidade deslocamentos fora do plano.

Os ensaios foram realizados sobre duas amostras de sensor piezoelétrico, uma com o material original, no formato fornecido pelo fabricante, amostra 1, e outra revestida, amostra 2. Na Fig. 8.10, é apresentado o campo de deslocamento induzido na amostra 1

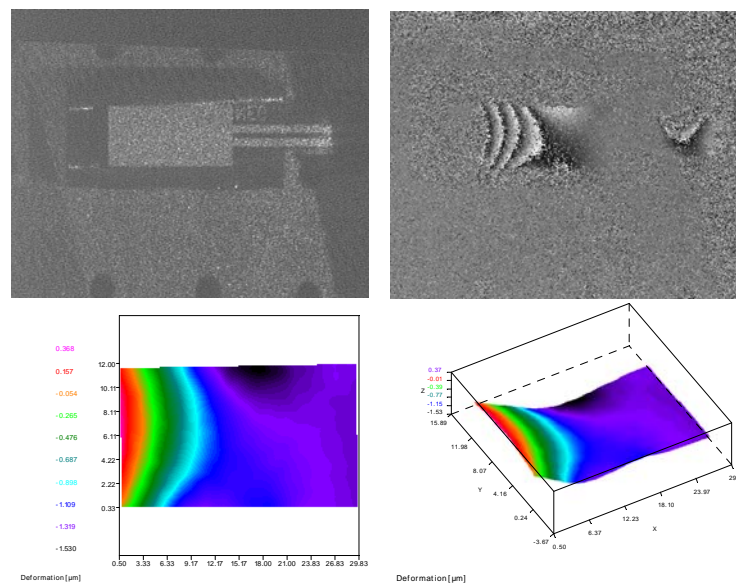


Figura 8.10. Campo de deslocamentos medidos no material piezoelétrico -amostra 1.

Na Fig. 8.11 é apresentado o campo deslocamento induzido na amostra 2, resultante da aplicação de uma carga de 5V. A partir da análise comparativa entre os dois mapas de fase verifica-se que existe uma diferença acentuada no comportamento das duas amostras. Esta está relacionada com o revestimento aplicado na membrana da amostra 2, o que alterara o comportamento da membrana original.

É de referir a importância destas técnicas experimentais na caracterização das películas piezoelétricas. Este trabalho envolvia ainda o desenvolvimento de um estudo numérico, o qual, para o caso da amostra 2, não foi possível realizar, tendo sido utilizados os resultados obtidos experimentalmente, [4]. Assim, ficou mais uma vez demonstrado o potencial destas técnicas como complemento na validação de modelos de elementos finitos.

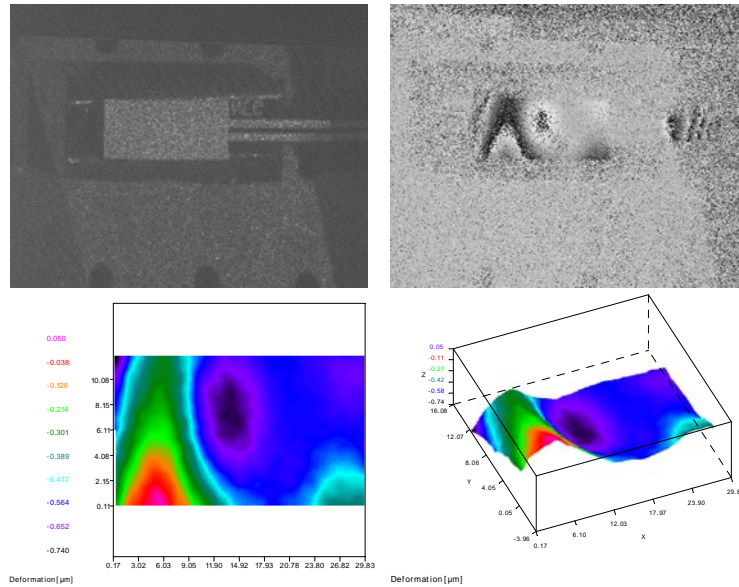


Figura 8.11. Campo de deslocamentos medidos no material piezoelétrico -amostra 2

8.4 Projecto Windmeter

O projecto Windmeter é um projecto com o qual se pretendia desenvolver um sistema de monitorização estrutural para pás eólicas. O sistema é constituído por um conjunto de sensores de deformação e de temperatura, baseados na tecnologia FBG (*Fiber Bragg Grating*) em fibra óptica, e pela respectiva unidade de interrogação dos sinais [5]. Na Fig. 8.12 apresenta-se o desenho em CAD de um desses sensores, os quais foram projectados para serem colados na superfície das pás. No âmbito deste projecto, para além da caracterização dos sensores era importante analisar o comportamento das colas e os eventuais processos de colagem a utilizar.



Figura 8.12. Sensor desenvolvido pela Fibersensing no âmbito do projecto Windmeter

Dado que os sensores estarão colados por um longo período de tempo e sujeitos a diferentes níveis de carga e variações de temperatura, é importante garantir que as colas não têm influência nas medições. Neste sentido foi necessário proceder ao ensaio de diferentes colas através da medição da deformação fora do plano utilizando a técnica de campo ESPI. Para a realização dos ensaios de caracterização dos sensores foram fabricadas modelos à escala reduzida das pás eólicas. Durante o processo de fabrico foram incorporados 4 sensores entre as camadas de fibra de vidro. Após a cura das placas foram montados sensores na fase exteriores, os quais foram colados com um tipo de cola considerada adequada para o fim em causa, Fig. 8.13.

Para verificar se a cola utilizada apresentaria alguma influência no comportamento do sensor, foi aplicada uma carga térmica na região dos sensores e com o sistema ESPI foram medidos os campos de deslocamento, durante o aquecimento e arrefecimento. Com a informação obtida pretendia verificar se haveria alteração no comportamento da cola usada para fixar o sensor, que indicia-se descolamento.

Na Fig. 8.13 são apresentadas as medições realizadas na superfície do modelo da pá. O mapa de fase do campo de deslocamento medido, Fig. 8.13(a), é de difícil interpretação podendo, no entanto, observar-se alterações e quebras nas franjas correspondentes às zonas dos sensores. Para uma análise mais detalhada que permita uma melhor interpretação dos resultados obtidos, foi definida uma máscara num dos sensores e aplicado o método de *unwrapping*, Fig. 8.13(b), a qual nos permitiu verificar que de facto o sensor estava perfeitamente colado na zona central e solto nas extremidades, tal como seria de esperar, já que as pontas não foram coladas. Isto é ainda mais visível na representação pseudo 3D, Fig. 8.13(c), ou na imagem da Fig. 8.13(d) que após diferenciação da imagem da Fig. 8.13(b) nos permite verificar que ambos os sensores estão perfeitamente colados na superfície da placa e soltos nas pontas.

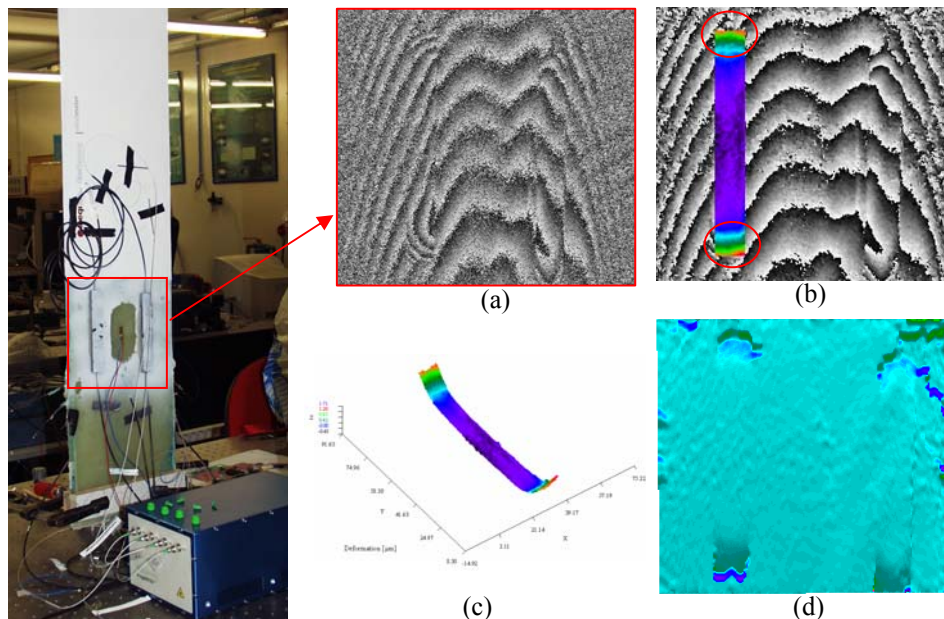


Figura 8.13. Placa instrumentada. Ensaio com ESPI. (a) Padrão do mapa de fase da zona dos sensores, (b) Filtragem e desembrulhar da fase (*unwrapping*), (c) representação pseudo 3D, (d) diferenciação.

Para o nível de carga aplicado, os resultados obtidos permitem concluir que os sensores permanecem perfeitamente colados na pá e que não existe influência da cola na medição. O modelo está actualmente a ser submetido a ensaios de fadiga sendo monitorizado o comportamento da cola através da medição do campo de deslocamentos utilizando o sistema ESPI. Todavia, não serão aqui apresentadas medições porque que este processo ainda se encontra em execução.

Este é mais um exemplo das potencialidades destas técnicas e da aplicabilidade dos sistemas implementados.

8.5 Estudo realizado em quilhas de pranchas de surf

O objectivo principal deste trabalho é apresentar uma análise comparativa do comportamento das quilhas utilizadas nas pranchas de *surf*. As quilhas apresentam todas a mesma forma, variando apenas no material. A técnica de ESPI com sensibilidade a deslocamentos fora do plano é o tipo de técnica experimental bem adaptada para este tipo de estudo. Para isso, foi desenvolvido um dispositivo de encastramento para a base da quilha e outro para aplicação do carregamento da extremidade livre, sendo o deslocamento aplicado

através de um parafuso micrométrico e a carga medida utilizando uma célula de carga, Fig. 8.14.

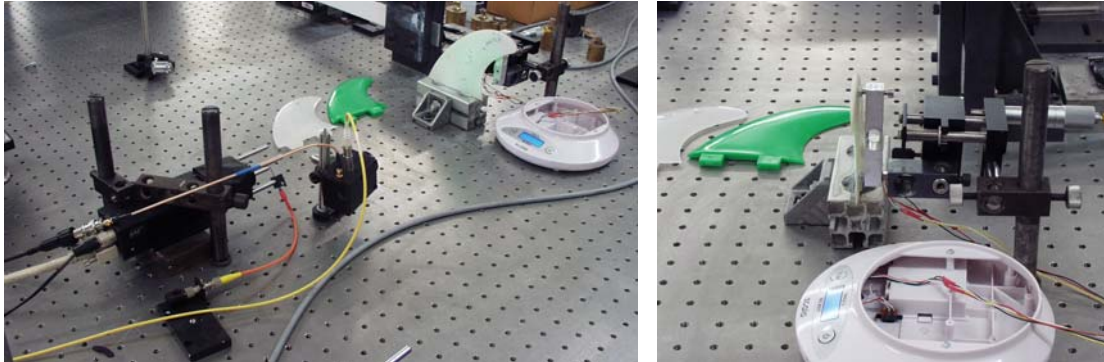


Figura 8.14. Dispositivo experimental e sistema de carga com célula de carga.

Foram ensaiadas quilhas fabricadas com diferentes materiais, da Fig. 8.15 até à Fig. 8.18 apresentam-se alguns dos resultados obtidos para quatro tipo de materiais, dois ABS e dois Poliestirenos. A análise dos resultados permite verificar que existem diferenças nos mapas de fase dos diferentes materiais, isto para o mesmo valor de carga imposta, o que leva a concluir que existem materiais mais flexíveis que outros. O campo de deslocamentos serviu para validar um modelo de elementos finitos que pudesse funcionar como ferramenta de simulação no desenvolvimento deste componente.

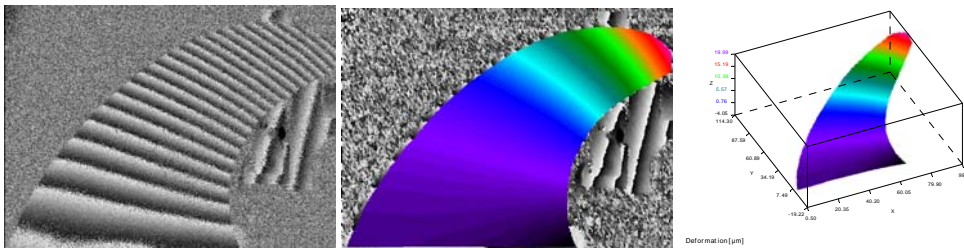


Figura 8.15. Ensaio de quilha em ABS 1

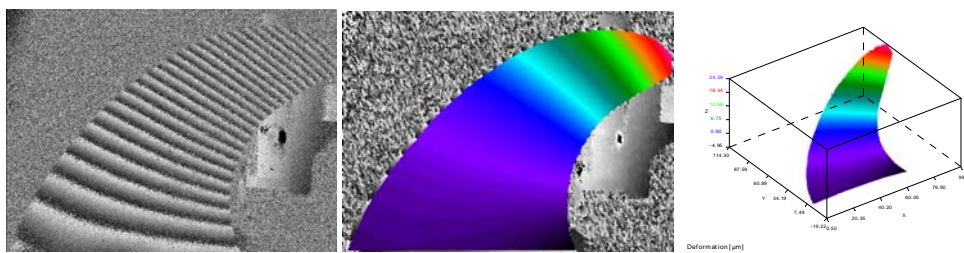


Figura 8.16. Ensaio de quilha em ABS 2

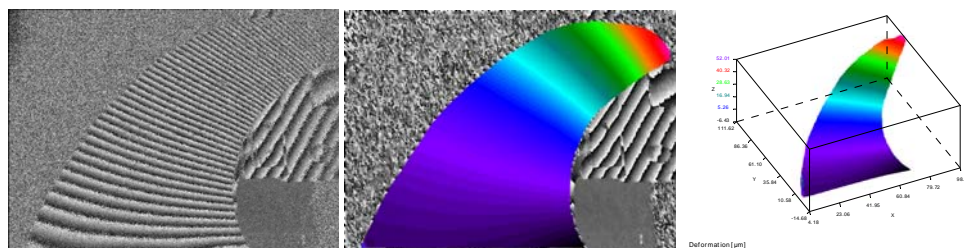


Figura 8.17. Ensaio de quilha em poliestireno 1.

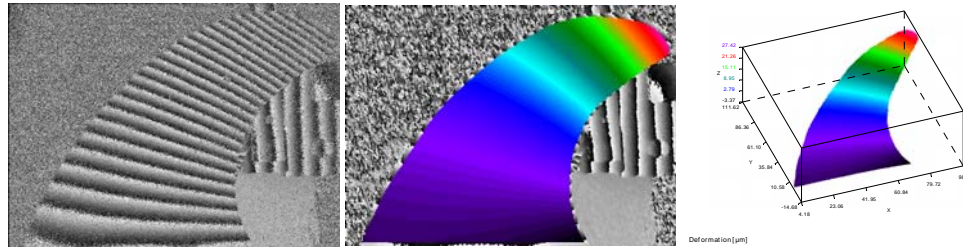


Figura 8.18. Ensaio de quilha em poliestireno 2.

8.6 Análise modal de uma casca cilíndrica

Neste trabalho pretende-se demonstrar a aplicação das técnicas de interferometria ao estudo do comportamento dinâmico de componentes e/ou estrutura.

A grande vantagem da aplicação destas técnicas no estudo de fenómenos dinâmicos, quando comparadas com as técnicas convencionais, está relacionada com o facto de estas serem técnicas de campo sem contacto, permitindo fazer medições dinâmicas de campos de deslocamentos sem a necessidade de recorrer a transdutores. Este factor revela-se de grande importância em estruturas de massa reduzida, evitando o problema associado à alteração do comportamento dinâmico da estrutura devido à adição de massa. Para além disto, estas têm ainda a vantagem de medir com elevada resolução a resposta modal.

Os modos naturais de vibração de uma lata de refrigerante foram medidos utilizando a técnica de ESPI com correlação em tempo médio. Para esse feito, a lata foi excitada às suas frequências naturais através de um altifalante colocado na parte posterior da lata, Fig. 8.19. A pressão gerada pelo altifalante é suficiente para excitar os modos naturais de vibração de mais baixa frequência da lata.

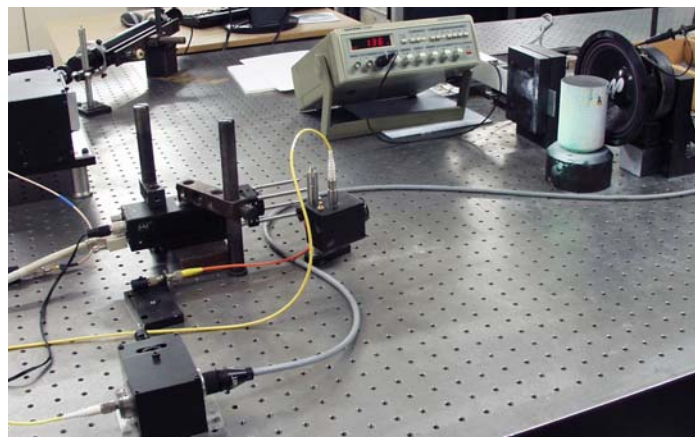


Figura 8.19. Montagem experimental para medição dos modos naturais de vibração de uma lata de refrigerante.

Para registar hologramas em tempo médio, o objecto é posto a vibrar harmonicamente num dos seus modos próprios durante a exposição do holograma. Desta forma, a frente de onda do objecto é modulada pela vibração do objecto. O sinal de vídeo é subtraído em tempo real a uma imagem previamente registada da superfície do objecto. Qualquer alteração na superfície originará um padrão de franjas que se sobrepõem ao objecto. Em registos de tempo médio cada franja representa pontos de igual amplitude de vibração. A fase da vibração perde-se dado que vários ciclos de vibração são integrados num holograma, daí resulta que as técnicas de modulação de fase temporal não se podem aplicar.

Com esta técnica de correlação é possível ter acesso à análise dos modos naturais de vibração, fazendo um varrimento da frequência de excitação e registando os padrões de

frequência correspondentes a cada frequência própria. Estas frequências são facilmente detectadas pelo aumento em amplitude de vibração. Na Fig. 8.20, são apresentados o resultado do varrimento para os 5 primeiros modos naturais da lata de refrigerante.

Os hologramas de tempo médio apresentam um aspecto ligeiramente diferente devido à modulação de intensidade da função de Bessel J_0 . Nestes, a primeira franja é cerca de cinco vezes mais intensa que a segunda, tal facto pode ser observada nas imagens da Fig. 8.20, onde as franjas claras representam os nodos (pontos estacionários) da vibração.

Estas técnicas experimentais constituem uma excelente ferramenta para a validação de modelos numéricos. Daí que em simultâneo se tenha realizado uma simulação numérica recorrendo a um código comercial, ANSYS[®]. Assim, na simulação foi usado um modelo de lata com 66 mm de diâmetro, 0,2 mm de espessura de parede e 97,5 mm de altura, sendo utilizadas as propriedades de um tipo de alumínio mais comum: módulo de Young $E = 69$ GPa, densidade $= 2720$ kg/m³ e coeficiente de Poisson $\nu = 0,34$. As frequências e modos naturais de vibração foram determinados considerando a base da lata encastrada, tendo-se obtido os resultados apresentados na Fig. 8.20.

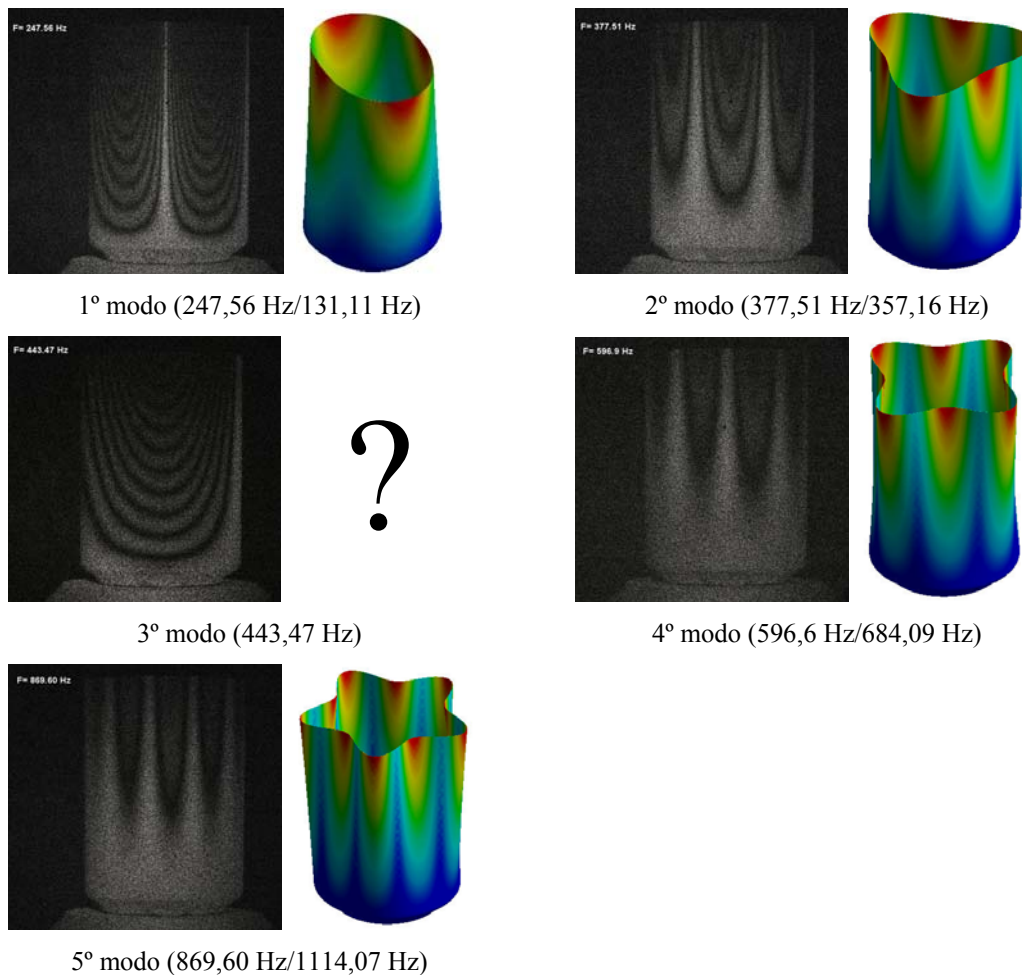


Figura 8.20. Modos naturais de vibração de uma casca cilíndrica de pequena espessura, obtidos experimentalmente e por simulação numérica.

A análise comparativa entre as medições experimentais e simulação numérica permite verificar que existem diferenças nas frequências e modos naturais de vibração. Além disso, no varrimento em frequência foi encontrado um modo natural, o terceiro, que não existe na simulação numérica. Algumas razões podem explicar estas diferenças, nomeadamente, o facto das propriedades do material utilizadas não serem as mais correctas, já que o próprio processo

de fabrico da lata pode originar várias alterações, desde variações de espessura até variações das propriedades mecânicas. Para uma correcta simulação seria necessário dispor das propriedades mecânicas do material obtidas através de ensaios experimentais.

A interferometria holográfica já provou estar bem adaptada a aplicações à Mecânica Experimental, permitindo medições de deslocamentos estruturais em condições de carga estática ou dinâmica. A análise modal permite-nos aceder à forma dos modos, podendo ser muito útil na detecção das características estruturais que influenciam o comportamento dinâmico dos objectos.

8.7 Análise de uma pastilha de corte

O trabalho a seguir descrito tem por objectivo averiguar a integridade estrutural de uma pastilha de toronar/fresar. Esta pastilha foi submetida a uso normal e pretendia-se verificar se esta teria sofrido qualquer tipo de alteração estrutural que pudesse ser detectada com técnicas experimentais não destrutivas.

Numa primeira análise, a pastilha apresentava dois dos seus extremos com sinais de desgaste. Isto foi confirmado após observação ao microscópio, Fig. 8.21, onde pode observar-se os extremos da pastilha apresentam algum desgaste e mesmo num dos extremos se verifica existir arranque de material.

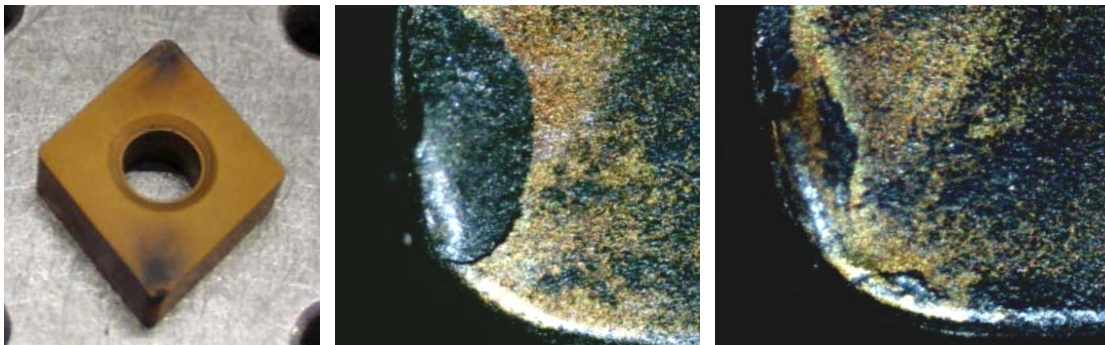


Figura 8.21. Imagens ao microscópio da pastilha de corte.

Devido à pequena dimensão do objecto e ao objectivo da análise seleccionou-se a técnica de holografia digital (HD) para medir o campo de deslocamentos na superfície da pastilha. Assim, foi implementado um dispositivo experimental sobre uma mesa óptica baseado na topologia do sistema HD, cuja montagem é apresentada na Fig. 8.22.

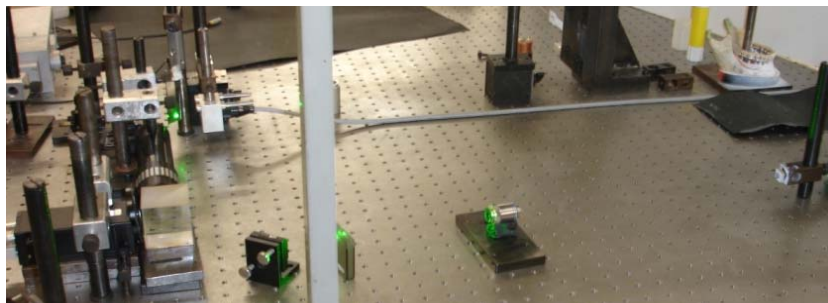


Figura 8.22. Dispositivo experimental de HD e pastilha a ensaiar.

A pastilha a ensaiar foi fixa num suporte e excitada termicamente com o objectivo de identificar possíveis defeitos estruturais. De referir que devido à dimensão da peça e do tamanho da zona afectada, a excitação térmica foi considerado a forma de carregamento mais adequado. Apesar da técnica de HD possuir elevada sensibilidade, para que fossem observados

padrões de franjas foi necessário aplicar um aquecimento moderado, isto deve-se ao facto do material utilizado no fabrico das pastilhas apresentar uma baixa expansão térmica.

As medições realizadas nas pastilhas para três níveis crescentes de carregamento são apresentadas na Fig. 8.23. Nesta são apresentados os mapas de fase, campo de deslocamentos e as derivadas espaciais do campo de deslocamentos na horizontal e vertical, respectivamente.

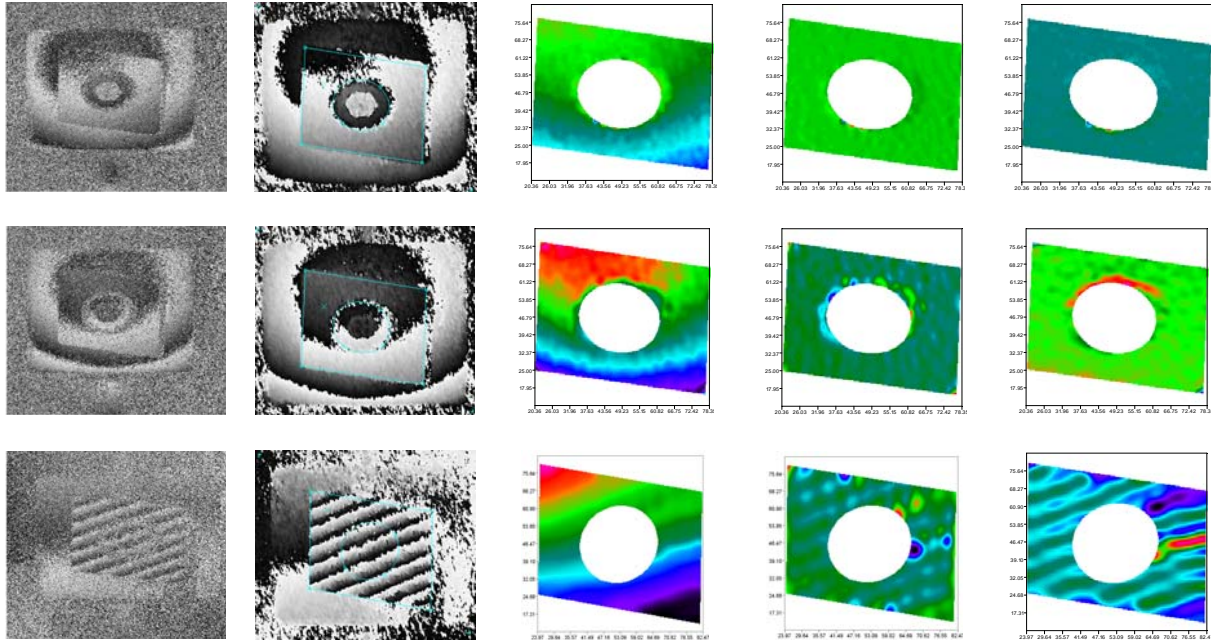


Figura 8.23. Campo de deformações e gradiente do campo de deformações de pastilhas de tornear/fresar.

A partir da análise dos campos de deslocamentos verifica-se que a peça se deforma como um todo, não sendo evidente qualquer alteração visível no campo que indique algum defeito estrutural na pastilha, nomeadamente nas zonas identificadas com falhas. As derivadas espaciais do campo de deslocamento permitem amplificar as descontinuidades ou perturbações no campo de deslocamentos, tornando mais evidente a presença de defeitos. Assim e para o caso em análise, pode afirmar-se estar na presença de uma pastilha com algum desgaste superficial, mas que não apresenta falhas na sua estrutura que se pudessem ter observadas à superfície.

Este é mais um exemplo da aplicação das técnicas de Interferometria holográfica a ensaios não destrutivos, para os quais estas técnicas têm encontrado grande aplicação essencialmente devida à elevada resolução e ao facto de serem técnicas de campo e sem contacto.

8.8 Estudo de contracção das resinas de enchimento dentárias

Um dos problemas mais comuns em clínica dentária é a cárie dentária. Entre os materiais de preenchimento utilizados para reparar a estrutura dental estão as amálgamas e os materiais compósitos baseados em acrílicos. As amálgamas de prata foram muito utilizadas no passado, capaz de garantir um selamento periférico eficiente e com excelentes propriedades mecânicas. Todavia, apesar de ser um material indicado em dentisteria operatória apresentava alguns problemas, a saber: toxicidade devido à libertação de iões pesados, ocorrência de correntes galvânicas que causavam desconforto e dor e ainda por razões estéticas.

Motivado para a resolução destes problemas, surgiram nas últimas décadas uma série de materiais compósitos estéticos com as mesmas características mecânicas, excelentes

propriedades de selamento e uma maior facilidade na sua aplicação e tempo de trabalho. Assim aos poucos, as amálgamas foram sendo substituídas por estes novos materiais compósitos [6,7].

São vários os fabricantes de materiais compósitos para medicina dentária e, como tal, está disponível uma grande variedade de produtos com características e preços diversos. Todos os fabricantes apresentam regularmente novos produtos, sempre com melhores performances, sendo que os das últimas gerações fazem referência às nanotecnologias.

Do ponto de vista do clínico, é importante poder confirmar em laboratório as vantagens no uso de um ou outro produto, nomeadamente, quando existe uma grande diferença de preço e ou as características técnicas na sua utilização.

Os estudos mostram que a deterioração marginal é a principal razão para as falhas tanto nas amálgamas como nas restaurações compósitas [8]. A contracção que ocorre durante o processo de cura é apontada como a principal razão para a posterior perda de material de restauro [9]. A polimerização dos compósitos é considerada como um factor importante de longevidade na restauração de dentes. A contracção induz tensões residuais que são transferidas para as estruturas dentárias, provocando a redução do seu tempo de vida.

O trabalho a seguir descrito foi desenvolvido em conjunto com investigadores da Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN - CNEN (São Paulo) com o objectivo de desenvolver uma metodologia que permitisse estudar o processo de contracção durante a cura das resinas dentárias. Não existindo uma técnica específica que permitisse medir a contracção de uma resina durante o processo de cura, por se tratar de objectos de pequena dimensão, decidiu-se implementar um dispositivo baseado na técnica da holografia digital (HD).

Para objectos de ensaio escolheram-se três dentes reais para realizar três tipos diferentes de preparação de cavidades, para posterior enchimento com resina e estudo da contracção. Os dentes seleccionados, 2 molares (28) e 1 pré-molar (14), foram montados numa base em resina acrílica para imobilização dos dentes. Foram feitas preparações cavitárias do tipo classe I de Black, com uma profundidade de 2,5 mm, com broca calibrada e com stop, seguindo os procedimentos normais utilizados em medicina dentária. Os três preparos de dentes incluíam: 1 dente com furo de topo (A1), 1 dente com chanfro de um dos lados (A2) e 1 dente com furo lateral passante (A3). Na Fig. 8.24 são apresentadas imagens que descrevem os diferentes passos da preparação dos dentes.



Figura 8.24. Fases da preparação dos dentes.

Foi implementado um sistema de HD com um algoritmo que permitia obter hologramas digitais à taxa de aquisição de vídeo (25 imagens por segundo), tendo sido analisado o campo de deslocamentos num dente intacto submetido a uma carga térmica. Na Fig. 8.25, apresenta-se o mapa de fase correspondente ao campo de deslocamento fora do plano produzido pela carga térmica.

O levantamento da forma dos dentes preparados foi realizado no sentido de permitir, posteriormente simular o comportamento do dente. Assim, foi utilizado um sistema comercial utilizado em medicina dentária da CEREC, com o qual se obteve uma nuvem de pontos com a forma tridimensional dos dentes e respectivas cavidades.

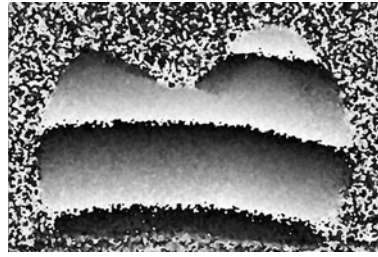


Figura 8.25. Mapa de fase de um dente intacto submetido a uma carga térmica.

Na Fig. 8.26 (a) é apresentada uma imagem da nuvem de pontos obtida pelo sistema de levantamento da forma. A partir deste foi construída uma malha de elementos finitos do dente e a do material de enchimento, Fig. 8.26 (b). Conhecidas as propriedades dos materiais e impondo as condições de fronteira e carregamento foi possível simular, recorrendo ao programa comercial de elementos finitos Ansys®[10], o efeito produzido pela contracção da resina, Fig. 8.26 (c) e Fig. 8.26 (d). Posteriormente, estes serão validados com base nas medições experimentais realizadas.

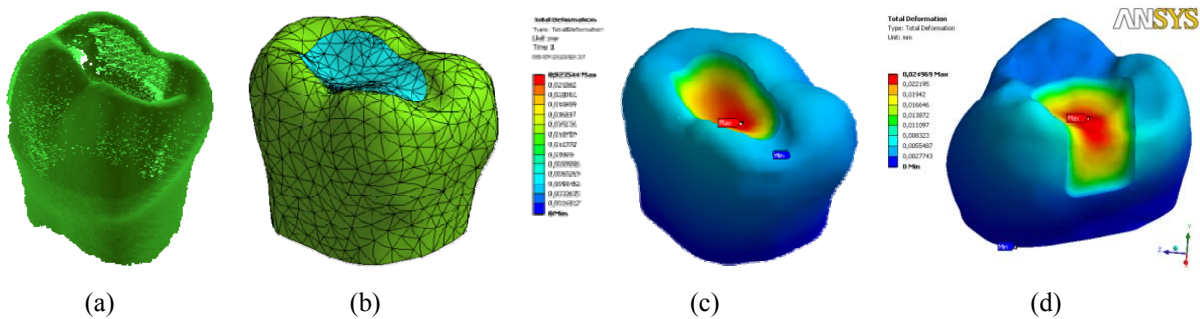


Figura 26. (a) Nuvem de pontos, (b) malha de elementos finitos, (c) e (d) simulação em ANSYS de dois dos preparos.

Na Fig. 8.27 apresenta-se uma vista global do ensaio experimental, sendo visível os dentes com o sistema de polimerização do compósito e o sistema desenvolvido de HD,.

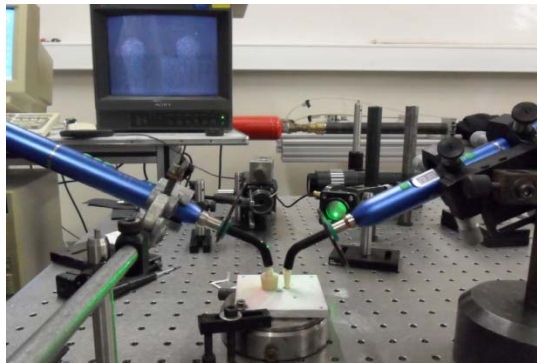


Figura 8.27. Sistema de HD, com suporte de fixação dos dentes e sistema de polimerização da resina.

Refira-se que o procedimento de reparação dos dentes segue os normais passos utilizados na clínica, os quais incluíram a limpeza e preparação da cavidade, após a qual se encheu com a resina. Após a foto-activação da resina, iniciando-se a aquisição dos mapas de fase correspondentes ao deslocamento induzido pela cura da resina. De salientar que foram escolhidos 3 tipos de resina com características de contracção diferentes e que foi usada a mesma quantidade de resina nos três ensaios. Na Fig. 8.28 estão descritas em imagens as principais fases deste processo.

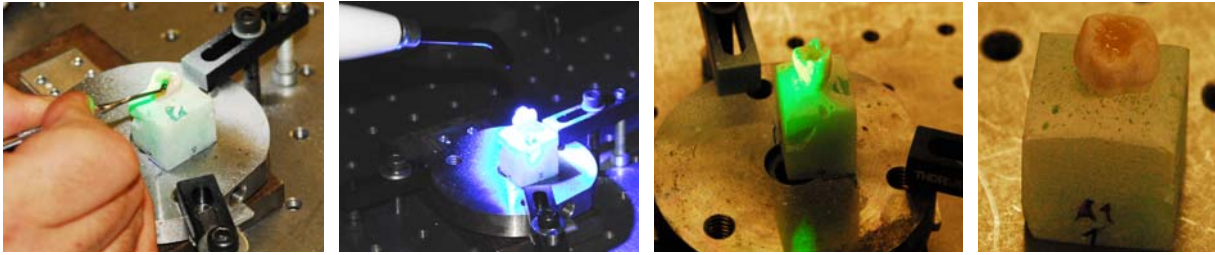


Figura 8.28. Fase de colação da resina, foto-ativação, aquisição dos deslocamentos com HD e resina curada.

As fontes de luz azul foram programadas para exposições de 10s, tendo sido feitas três exposições e entre cada exposição foram registados os hologramas digitais. Na Fig. 8.29 apresenta-se um exemplo de um holograma registado para o caso do dente tipo A1 [10].

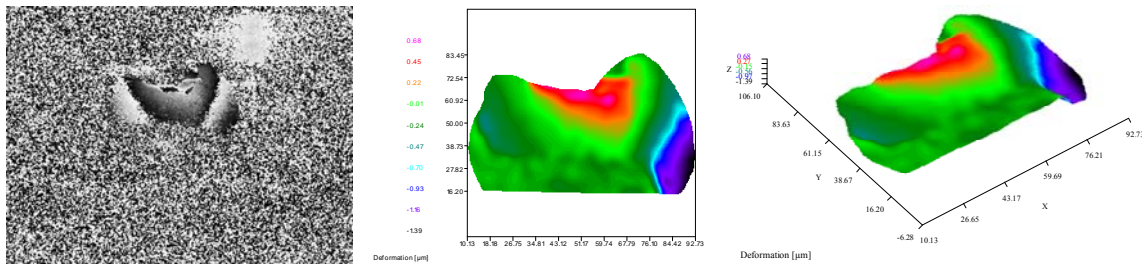


Figura 8.29. Holograma digital obtido após exposição de 10 s de luz fotopolimerizadora.

Na Fig. 8.30 apresenta-se o campo de deslocamentos obtidos para o dente A3 com um furo lateral passante [10].

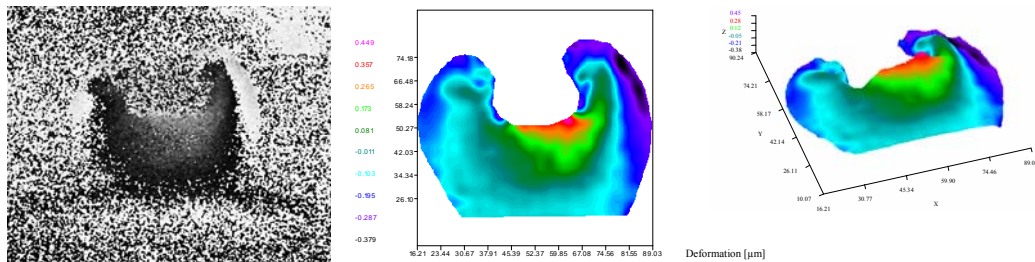


Figura 8.30. Holograma digital obtido para um dente do tipo A3.

A análise da Fig. 8.30 revela que devido ao processo de cura da resina se dá uma alteração da microestrutura da superfície, levando a uma alteração da rugosidade superficial do material, com a conseqüente a desc correlação dos padrões de *speckle*. Este efeito é visível no mapa de fase, o qual para a zona da resina apresenta ruído. Nestes casos, a determinação dos mapas de deslocamento tem de ser realizada do lado oposto ao da resina, tal como aconteceu nos outros casos, sendo a contracção da resina determinada com base nos deslocamentos induzidos na superfície dos dentes.

A comparação do comportamento de diferentes resinas requereu a utilização dentes de resina acrílica artificial (ou dentes de frasco), de forma a garantir homogeneidade material e estrutura. Foram seleccionados dentes correspondentes aos primeiros pré-molares inferiores esquerdos.

Na Fig. 8.31 é apresentada a vista lateral e superior de um dente artificial, já com a preparação da cavidade tipo Classe I de Black realizada.



Figura 8.31. Vista lateral e superior de um dente artificial com cavidade tipo.

O processo de ensaio das resinas foi semelhante ao realizado nos dentes naturais. Na Fig. 8.32 apresenta-se dois resultados típicos obtidos para dois dentes após polimerização da resina [11,12].

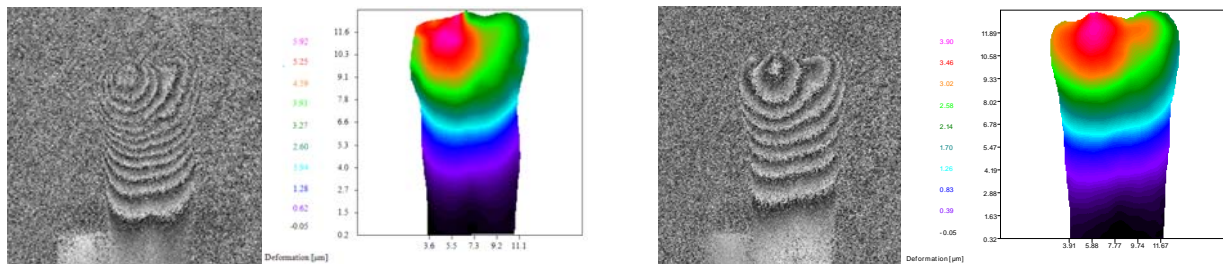


Figura 8.32. Holograma digital obtido para dentes artificiais.

No caso dos dentes artificiais, verificou-se que após a activação da luz, a fotopolimerização induziu um aquecimento no dente artificial, o qual sofreu uma expansão térmica antes de sofrer a contracção. Este fenómeno que não foi observado nos dentes reais, devido à diferença de estrutura, heterogénea no dente real e homogénea no dente artificial. Assim, os valores de deslocamento finais obtidos com os dentes artificiais, englobaram os dois fenómenos: expansão (devido a dilatação térmica observada durante o processo de cura) e a contracção de polimerização sofrida pelos dentes.

Os resultados obtidos demonstraram mais uma vez as inúmeras potencialidades e aplicações destas técnicas, neste caso concreto para medir de forma indirecta a contracção das resinas dentárias.

8.9 Validação de um modelo de elementos finitos através do ESPI

A previsibilidade e a longevidade obtida pela reabilitação com implantes dentários é hoje em dia um assunto de grande importância na medicina dentária. Uma maior atenção tem sido dada no estudo do mecanismo de distribuição das tensões mecânicas no conjunto osso/implante.

Existem diversos métodos experimentais e numéricos para analisar o sistema biomecânico em implantes dentários. Dentro destes métodos, os métodos numéricos e mais concretamente o Método dos Elementos Finitos (MEF) tem ganho cada vez mais importância. O MEF é uma técnica de simulação numérica com a qual se pode estudar um protótipo físico através da criação de um modelo matemático e recorrendo a computadores e *software* específico, tendo-se tornado numa ferramenta valiosa para avaliar a distribuição de tensões/deformações no sistema implante/prótese e sua relação com o osso de suporte [13]. No entanto, só por si o MEF não é um garante de resultados confiáveis, dado que este pode não ser representativo do modelo real. A fim de assegurar e validar o modelo numérico é necessário comparar os resultados obtidos com os medidos por via experimental. Isto é ainda mais premente quando se lida com materiais com características tão complexas como é o caso do tecido ósseo (cortical/esponjoso), etc.

O objectivo deste trabalho foi construir um modelo em elementos finitos para simular o comportamento da maxila/próteses, o qual seria validado recorrendo a uma técnica experimental. Atendendo as características do objecto a estudar, a técnica de ESPI com sensibilidade a deslocamentos fora do plano mostra-se a mais indicada para este estudo.

O estudo começou pela construção de um modelo de maxila, a partir de uma base de dados obtida por tomografia computadorizada disponibilizado pelo Centro de Tecnologia da Informação Renato Archer (CTI – Campinas, Brasil). A partir das informações das imagens de tomografia foi construído um modelo de nuvens de pontos 3D da maxila. A partir deste obteve-se um modelo sólido da maxila, recorrendo ao *software* comercial de modelação Rhinoceros® 4.0 SR8. Este modelo não continha os incisivos superiores, cuja região seria alvo de reabilitação por implante de prótese fixa. Na Fig. 8.33 apresenta-se o modelo sólido criado a partir das imagens de tomografia [14].

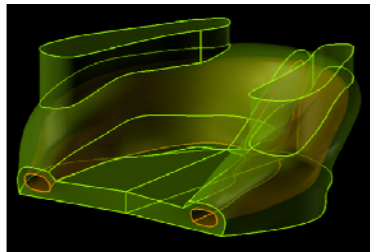


Figura 8.33. Modelo geométrico simplificado da maxila.

Simultaneamente, foram construídos no mesmo *software* de modelação, os modelos geométricos dos componentes dos implantes com base nas imagens fornecidas pelo fabricante, Neodente®: implantes cónicos, modelo Alvin, com conexão cone-morse e componentes protésicos (pilar de preparação recto), os quais se representam na Fig. 8.34.

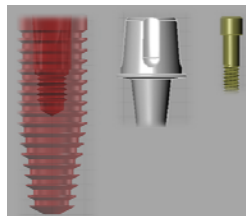


Figura 8.34. Modelos geométricos dos implantes (Neodente®).

A partir da criação dos modelos geométricos é possível ter uma visualização tridimensional da maxila com os implantes. Na Fig. 8.35 surge representado o modelo 3D da maxila, neste caso, com reabilitação implanto suportada de 4 elementos dentários.

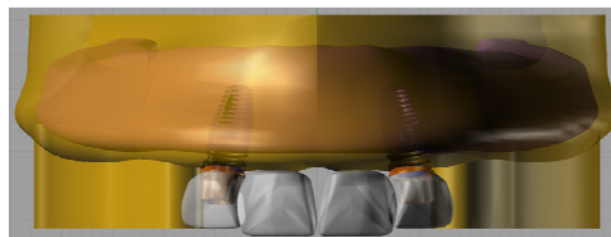


Figura 8.35. Modelo 3D da maxila com reabilitação implanto suportada de 4 elementos dentários.

O modelo 3D assim obtido foi importado para o programa comercial de elementos finitos ANSYS®. Foi gerada uma malha de elementos finitos para a mandíbula e implantes, ver Fig. 8.36. Após a geração da malha e para a determinar o seu comportamento, foram introduzidas as propriedades mecânicas dos materiais, fornecidas pelos fabricantes (pilares, parafusos protésicos, implantes e maxila) e retirada da literatura (estrutura protésica – NiCr). Na

modelização do *interface* osso/implante foi considerada uma adesão perfeita, e todo o filete da rosca preenchido por osso para simular o implante osseointegrado. A *interface* entre o implante e o intermediário foi considerada com uma adesão perfeita. Os modelos da maxila foram modelados com propriedades linear elásticas, isotrópicas e homogêneas.

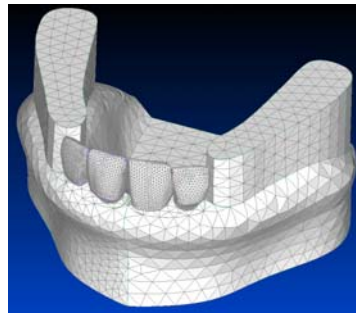


Figura 8.36. Malha de elementos finitos da mandíbula e implantes.

Foram realizadas vários ensaios com diferentes cargas aplicadas na vertical sobre a mandíbula. Na Fig. 8.37 apresentam-se alguns dos resultados obtidos, onde se verifica que os maiores deslocamentos estão presentes na estrutura da prótese [14].

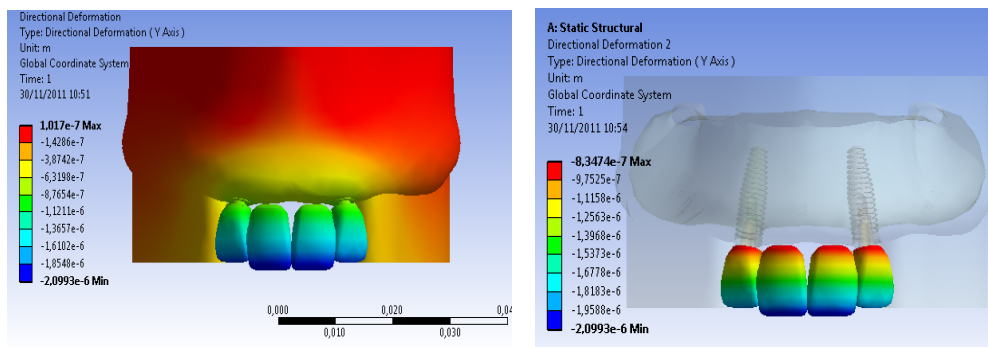


Figura 8.37. Resultados obtidos na simulação por elementos finitos.

A partir do modelo geométrico da maxila, Fig. 8.33, foi construído um modelo 3D por maquinagem a partir de um material obtido junto de um fabricante, e que segundo o qual este material apresentaria um comportamento mecânico semelhante ao do osso, Fig. 8.38. Os implantes foram instalados com guias para obter uma reprodução fiel.



Figura 8.38. Modelo da maxila obtido por maquinagem.

O conjunto maxila/implantes foi montado sobre um articulador, dado que este conferia maior estabilidade e rigidez ao conjunto, estando também mais próximo do modelo real. A prótese dentária ficou apoiada sobre um bloco de aço e sobre a maxila foi colocado uma carga estática conhecida, simulando uma carga aplicada na vertical. Foram realizados vários ensaios, com diferentes carregamentos de forma a reproduzir a mesma situação simulada numericamente. Na Fig. 8.39 apresenta-se o sistema de ESPI e o conjunto maxila/implantes montado no articulador.

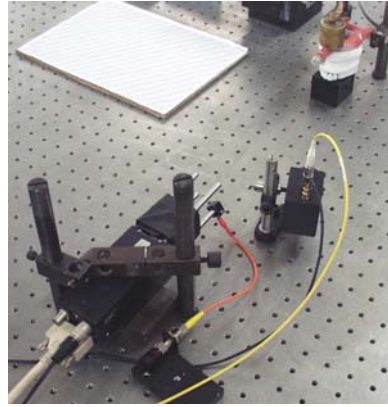


Figura 8.39. Sistema de ESPI e maxila montada num articulador.

O campo de deslocamentos obtido é apresentado na Fig. 8.40. A sua análise revela que à semelhança da simulação numérica, os maiores deslocamentos ocorrem na estrutura da prótese, sendo de menor intensidade na estrutura de suporte da maxila. No entanto, os valores de deslocamento obtidos para as diferentes cargas foram superiores no caso experimental. A principal explicação está relacionada com o facto de a prótese estar apenas encaixada nos pilares de suporte, apesar de estes terem sido fabricados de forma a não terem folgas. Para poder comprovar este facto repetiram-se os ensaios agora com a prótese colada [14].

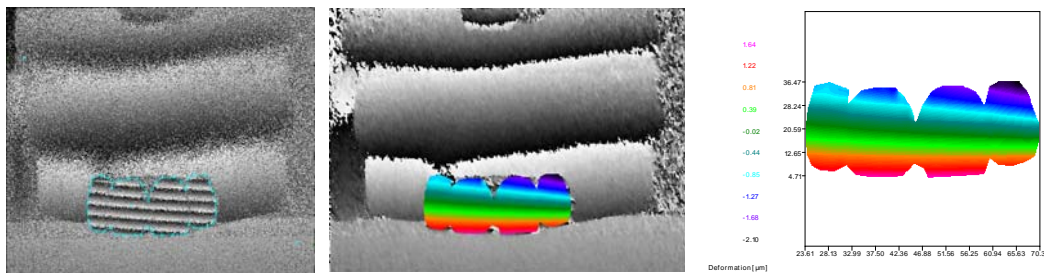


Figura 8.40. Campos de deslocamentos da maxila com prótese encaixada, medidos com o sistema ESPI.

Na Fig. 8.41 apresentam-se os resultados obtidos para a mesma carga fixa usada no do ensaio anterior, Fig. 8.40. Como se pode observar, o valor dos deslocamentos é inferior ao obtido para a prótese encaixada e estão mais próximos dos obtidos pelo MEF, tendo-se verificado o mesmo resultado para diferentes valores de carregamentos [14].

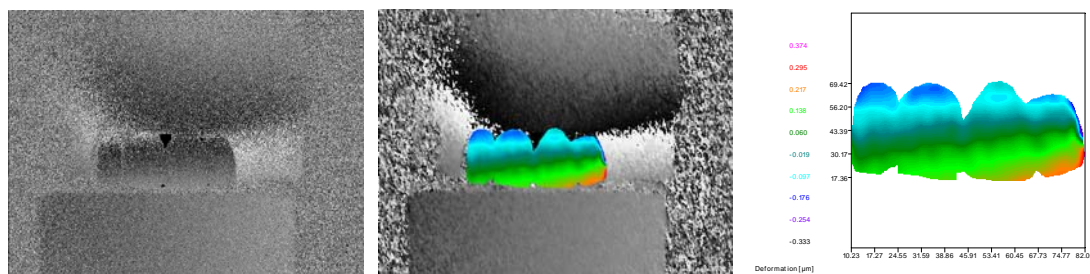


Figura 8.41. Campos de deslocamentos da maxila com a prótese colada, medidos com o sistema ESPI.

Este trabalho serviu para demonstrar as capacidades e aplicabilidade das técnicas de interferometria no ajuste e validação de modelos numéricos, método dos elementos finitos.

Referências

- [1] Monteiro, J.M., Lopes, H.M., Rivera, J.L.V., Vaz, M.A.P., “Aplicação da Interferometria Holográfica Subaquática para Análise Estrutural”; 6º Congresso Nacional em Mecânica Experimental. Ponta Delgada 27 a 29 de Julho. (2005).
- [2] Monteiro, J.M., Lopes, H.M., Rivera, J.L.V., Vaz, M.A.P., “Underwater Holographic Interferometry for Structural Analysis”. *Photomechanics 2006*, Clermont-Ferrand, France. July. (2006).
- [3] Rivera, J.L.V., Monteiro, J.M., Lopes, H.M., Vaz, M.A.P., Palacios, F., Gonçalves, E., Pino G.G., Perez, J.R., “Proposal for underwater structural analysis using the techniques of ESPI and digital holography”. *Optics and Lasers in Engineering*, 47, 1139-1144. (2009).
- [4] Frias, C.M.M., “Materiais Inteligentes para próteses de anca” Doutorado em Engenharia Mecânica, Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. (2009).
- [5] Monteiro, J.M., Vaz, M.A.P., Viriato, N., Marques, M., Novo, C., Guimarães, S., Araújo, F., Pereira, A., “WindMETER – Sistema de monitorização estrutural para pás de geradores eólicos. 2ª Conferência Nacional em Ensaio Não Destrutivos. Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. 16 de Dezembro. (2011).
- [6] Christensen, G.J. “Longevity of posterior tooth dental restorations”. *JADA*; 136:201-203. (2005).
- [7] Leinfelder K.F. “Do restorations made of amalgam outlast those made of resin-based composites?”. *JADA*; 131:1186-1187. (2000).
- [8] Bernardo M., Martin M.D., Lerouz B.G., “Survival and reasons for failure of amalgam versus resin-based composites posterior restorations placed in a randomized clinical trial”. *JADA*;138:775-783. (2007).
- [9] Burgess J.O., Walker R., Davidson J.M., “Posterior resin-based composite: review of the literature”. *Pediatr Dent*; 24(5):465-479. (2002).
- [10] Monteiro, J., Lopes, H., Vaz, M., Campos, L., Parra, D., Vansconcelos, M.R., Campos, J.C.R., “Mechanical Behaviour of Dental Composite Filling Materials Using Digital Holography”, *Speckle 2010*, 13-15 September, Florianópolis, Brasil. (2010).
- [11] Campos, L.M.P., Parra, D.F., Monteiro, J., Vaz, M., Vasconcelos, M., Campos, J.C.R., “Mechanical behavior of dental composite filling materials using digital holography”. 2011 International Nuclear Atlantic Conference - INAC 2011 Belo Horizonte, Brazil, October 24-28. (2011).
- [12] Campos, L.M.P., Parra, D.F., Vaz, M., Vasconcelos, M.R., Monteiro, J., “DH and ESPI Laser Technology Applied to the Shrinkage Restoration Evaluation”. 30º CIOSP - Congresso Internacional de Odontologia de São Paulo - 28 a 31 de Janeiro. (2012).
- [13] Geng, JP, Tan KB, Liu, GR. Application of finite element analysis in implant dentistry: a review of the literature. *Journal of Prosthetic Dentistry*, 2001, 85, p.85:585-98.
- [14] Corrêa, C.B., Ramos, N.V., Monteiro, J., Vaz, L.G., Vaz, M.A.P., “Validation of 3D Finite Element Model by Electronic Speckle Pattern Interferometry”. *ICEM 15 – 15th International Conference on Experimental Mechanics*, Porto, Portugal, 22-27 July. (2012).

CAPÍTULO 9

9.1 Conclusões

9.2 Trabalhos futuros

9.1 Conclusões

Os factores económicos e de eficiência energética actualmente impostos em diversas áreas da Engenharia, tem imposto regras de projeto para construir estruturas de veículos mais ligeiras sem comprometer a segurança e conforto dos passageiros. O recurso cada vez maior a diferentes tipos de materiais compósitos tem exigido o surgimento de técnicas de inspeção não destrutivas que possam ser um auxiliar de projeto além do seu envolvimento na sua inspeção em serviço. Dentro destas técnicas, as técnicas de imagem e, mais em particular, as de interferometria holográfica, pelas suas características únicas, tem um papel importante a desempenhar. A sua elevada resolução permite obter resultados com menores níveis de carregamento. Não necessitam de transdutores ou qualquer contato com a superfície, muitas vezes utilizada sem qualquer preparação prévia, o que permite realizar medições de forma expedita. Esta última característica é muito apreciada sempre que se realizam medições dinâmicas em estruturas com massa reduzida. Por último, os resultados surgem sobre a forma de ficheiros numéricos fáceis de processar e analisar por *software* apropriado.

As técnicas de interferometria holográfica são hoje em dia técnicas com provas dadas nas mais variadas áreas. No entanto, o facto de necessitarem de condições especiais de estabilidade, o seu elevado custo, e a necessidade de operadores especialmente formados nesta área, tem impedido uma maior divulgação destes métodos.

Com o trabalho desenvolvido ao longo desta tese, procurou-se trazer algumas destas técnicas para fora do âmbito laboratorial e criar ferramentas que possam ser um auxiliar válido de apoio à Engenharia, quer no laboratório, quer fora dele. Assim, foi objectivo principal deste trabalho desenvolver dois sistemas de interferometria, um de ESPI com sensibilidade fora do plano e outro de Holografia Digital (HD). Os sistemas de ESPI são particularmente úteis em metrologia e em testes não destrutivos (NDT), com aplicações em diversas áreas tais como mecânica estrutural, biomédica, etc. Os sistemas de HD acabam por complementar os sistemas de ESPI pois estão vocacionados para trabalhar com objectos de pequena dimensão, com algumas vantagens sobre estes. Uma das principais vantagens é a simplicidade das montagens óticas necessárias que permitem a construção de sistemas compactos com grande estabilidade. Embora atualmente apenas objetos de reduzidas dimensões possam ser analisados o desenvolvimento de sensores de imagem de maior dimensão e elevado número de pixels em breve tornará esta técnica mais versátil e suscetível de uma aplicação mais geral.

Os sistemas de ESPI e de HD foram projectados e construídos para serem simples e modulares. Pretendia-se que fossem sistemas compactos e portáteis sendo a sua utilização fácil e intuitiva. Para isso evitou-se ao máximo colocar sistemas de ajuste, garantindo sempre os melhores resultados possíveis com uma adequada afinação inicial. Para que estes sistemas pudessem ser facilmente implementados, foram construídos recorrendo ao menor número de componente óticos, de forma modular, separando os diferentes elementos, os quais sempre que possível foram interligados entre si com fibras óticas. A vantagem no uso de fibras óticas tem a ver com a possibilidade em diminuir os tradicionais componentes óticos ganhando, em simultâneo, flexibilidade na utilização com uma construção mais compacta.

Para controlar e tratar os dados obtidos, foram desenvolvidas e implementadas uma série de rotinas na plataforma do Matlab[®]. O programa assim criado, permite o controlo dos parâmetros de aquisição da câmara, controlo do elemento de cálculo de fase e todo o processamento de imagem para a manipulação da informação a partir dos mapas de fase obtidos, isto numa *interface* amigável para com o utilizador. Também este programa foi construído de forma modular permitindo a sua utilização com qualquer dos sistemas interferométricos construídos sem tornar a sua utilização pesada.

No processo de selecção dos componentes e do próprio *software* de controlo e análise, procurou-se que o conjunto final apresentasse um custo baixo, quando comparado com sistemas comerciais similares.

Durante este trabalho tentou-se identificar, de forma a minimizar, as principais fontes de erros das medições feitas com holografia, que como se viu são afectadas principalmente por perturbações mecânicas e térmicas que alteram a fase da luz laser num sistema interferométrico. Os sistemas foram avaliados através de várias aplicações para averiguar as reais potencialidades das técnicas em análise. Os bons resultados obtidos mostram que os sistemas desenvolvidos são robustos. Pelos resultados obtidos nas múltiplas aplicações descritas ao longo deste trabalho pode concluir-se que os resultados obtidos estão de acordo com o esperado e que os sistemas são fiáveis.

Ao longo do trabalho foram encontradas algumas dificuldades, nomeadamente na miniaturização dos sistemas. A utilização de sensores de maior resolução em sistemas de reduzidas dimensões introduziu uma dificuldade inesperada, conseguir iluminar todo o CCD com a fibra colocada a uma curta distância. Na altura foram identificadas duas soluções, uma implicava alterar o dispositivo, aumentando o percurso do feixe de referência e a outra partia da possibilidade de aumentar a abertura do feixe à saída da fibra óptica. Dado que a primeira opção não cumpria os requisitos de miniaturização impostos foi decido optar pela criação de uma lente na ponta da fibra. Esta solução, já testada com sucesso num trabalho anterior, permite controlar a ângulo de saída da fibra e obter uma distribuição de luz numa área de maiores dimensões.

Numa análise global pode-se dizer que os principais objectivos definidos para esta tese foram alcançados. Os sistemas projectados e construídos demonstraram, em diferentes aplicações, o seu potencial e versatilidade. A grande vantagem dos sistemas *hardware/software* obtidos tem a ver com a facilidade na adaptação do *hardware* às necessidades e ao melhoramento quer do *hardware* quer do *software*, sem que sejam necessárias grandes alterações.

9.2 Trabalhos futuros

Ambas as técnicas implementadas nesta tese têm grande margem de melhoria. No caso do ESPI é possível melhorar os resultados obtidos, por um lado reduzindo as fontes de ruído e erro, nomeadamente recorrendo a Lasers ainda mais estáveis, sensores CCD de elevada resolução, sensibilidade e amplitude dinâmica (12-bits de gama dinâmica), sistema de cálculo de fase com realimentação e *software* de processamento de imagem mais poderoso, fazendo uso de todo o potencial actual oferecido pelos computadores.

No entanto, a Holografia Digital é a que se apresenta num estado de desenvolvimento mais incipiente. Tratando-se de uma técnica que usa intensivamente o cálculo numérico para reconstrução dos hologramas, poderá beneficiar com os desenvolvimentos futuros dos sensores, cada vez com maior resolução, e dos sistemas computacionais, cada vez com maior poder de cálculo, tornando estas técnicas mais atractivas. Quando comparado um sistema de ESPI com um sistema de HD, uma diferença que se destaca é o facto de na HD os resultados não serem visíveis em tempo real. Neste caso a introdução de processadores numéricos dedicados permitirá a obtenção em tempo real da fase dos hologramas digitais. Além disso estes elementos poderão também ser utilizados para implementar hologramas gerados por computador, para “*beam shaping*”, para construir elementos ópticos difractivos, etc.

Dentro da HD, uma das técnicas em maior crescimento é a Holografia Digital Microscópica (HDM). Assim uma das aplicações futuras passaria pela implementação de um microscópio holográfico digital (transmissão/reflexão), baseado nos conhecimentos adquiridos na holografia digital

Este tipo de sistema permitiria o registo de hologramas digitais de objectos microscópicos. Este tipo de microscópio teria aplicações nas mais diversas áreas tais como: bio-medicina, materiais, fotónica, micro-ótica e micro-eletrónica, nas escalas de micro e nano-tecnologia. Especificamente, com este dispositivo seria possível realizar observações quantitativas (não invasivas) em espaço tridimensional, com elevada resolução e qualidade de imagem, devido à intervenção de procedimentos numéricos e de processamento de imagem. Os objectos observados não teriam de ser só de amplitude (reflectores) mas poderiam ser também de fase (transparentes) ou de amplitude e de fase (translúcidos). Além, disso os procedimentos digitais aplicados poderiam ser optimizados para permitir a observação de micro comportamentos dinâmicos em tempo real. Estas técnicas implicam o desenvolvimento de algoritmos específicos para o cálculo da fase, correcção de aberrações, ampliação, focagem, controlo de profundidade de campo, etc.

ANEXOS

A *Software* de aquisição e processamento de imagens de interferometria

A.1 Introdução

A.2 Descrição dos programas

B Desenhos técnicos

B.1 Sistema de acoplamento

B.2 Sistema de Iluminação

B.3 Sistema de ESPI

B.4 Sistema de HD

A. Software de aquisição e processamento de imagens de interferometria

A.1 Introdução

Os programas de processamento de imagem foram desenvolvidos para processar metrologicamente as imagens obtidas pelas técnicas de ESPI e Holografia Digital. De forma abrangente, os programas permitem o rápido tratamento dos dados e o controlo sobre todos os seus parâmetros.

A estrutura dos programas segue uma filosofia orientada em função da metodologia de cálculo utilizada. Cada método encerra um conjunto de funções dedicadas à análise e tratamento dos dados extraídos a partir das diferentes técnicas. Algumas das funções são transversais às metodologias de cálculo, sendo, por isso, organizadas numa estrutura independente da mesma. Esta solução permite melhorar e otimizar o tempo de cálculo, de forma a dar maior flexibilidade à sua utilização e facilitar futuras actualizações do programa.

O *software* de processamento de imagem desenvolvido pode classificar-se nos seguintes grupos principais:

- 1 – Aquisição e subtracção em tempo real com rectificação
- 2 – Comando da modulação de fase (PZT)
- 3 – Gravação digital dos interferogramas para o cálculo de fase
- 4 – Cálculo de fase a partir dos interferogramas com modulação
- 5 – Pós-processamento da fase por filtragem e desmodulação

A.2 Descrição dos programas

A plataforma do programa foi desenvolvida para correr no ambiente Windows[®], permitindo uma interface acessível para o utilizador. Os menus são activados na sequência do avanço no tratamento dos dados. Pretende-se deste modo orientar o utilizador para o correcto processamento da informação no final de cada etapa.

A gestão dos ficheiros, bem como o carregamento e armazenamento de dados são análogos à metodologia seguida no Windows[®]. Algumas das funções mais importantes podem ser operadas através de teclas de atalho, facilitando assim, o rápido avanço no tratamento da informação.

Assim e no caso do sistema de ESPI, aproveitando as potencialidades da ferramenta desenvolvida em MATLAB[®], foram criadas rotinas de controlo da qualidade da aquisição da imagem, controlo do *speckle*, calibração do PZT, obtenção dos interferogramas, cálculo de fase e pós processamento (filtragem e *unwrapping*) Fig. 1.

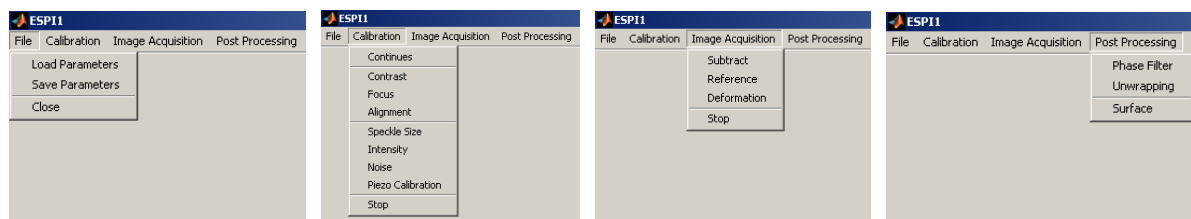


Figura 1. Interface do *software* do sistema de ESPI, desenvolvido em Matlab[®].

O programa dispõe de uma série de rotinas adaptadas para criação de máscara para posterior filtragem, Fig. 2.

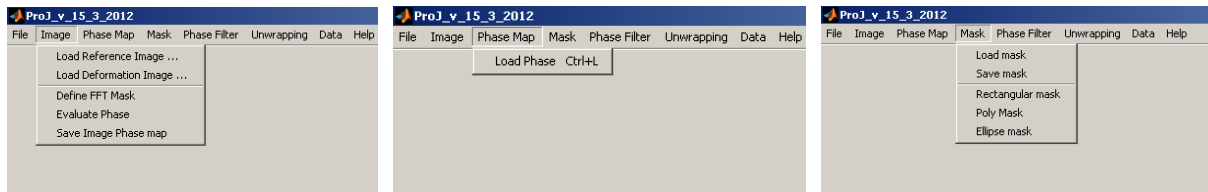


Figura 2. Menus de definição da máscara de filtragem.

Algoritmos de filtragem da fase, adaptados à qualidade dos mapas de fase obtidos, com mais ou menos ruído, bem como ferramentas adicionais de correcção pontual das franjas, Fig. 3.

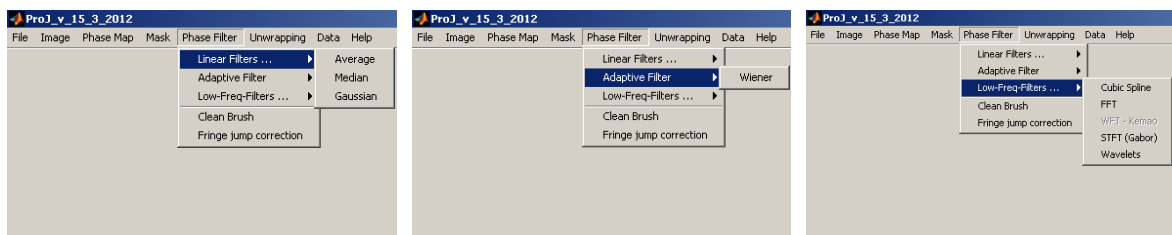


Figura 3. Algoritmos de filtragem da fase.

Algoritmos de remoção do salto de fase, *unwrapping*, Fig. 4. Os diferentes tipos de algoritmos são aplicados em função da qualidade dos mapas de fase obtidos.

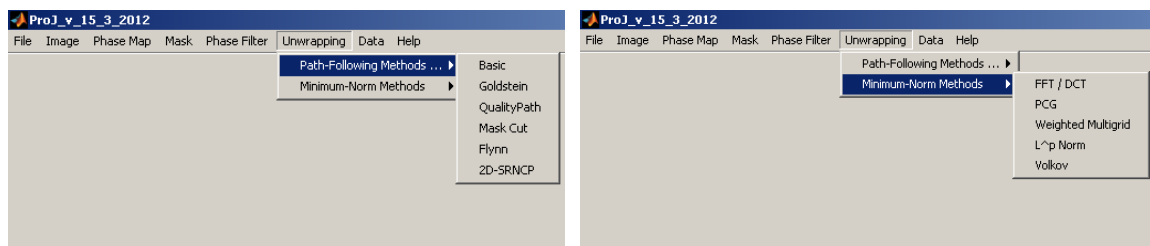


Figura 4. Algoritmos de *unwrapping*.

Por fim, um último menu que permite o pós processamento dos dados obtidos a partir dos mapas de fase, Fig. 5.



Figura 5. Algoritmos de pós processamento.

Para a técnica de HD por transformada de Fourier o *software* foi desenvolvido a partir da plataforma construída para a técnica descrita anteriormente. A metodologia de processamento dos dados segue a mesma estrutura, à excepção do método de obtenção do mapa de fase que é calculado de forma diferente. Na HD só é feito registo para cada estado de carregamento. Assim, a partir da relação entre a distância da câmara ao objecto e o espaçamento entre pontos da matriz do sensor da câmara é determinado o mapa de fase do movimento. Neste processo, o tempo cálculo foi optimizado recorrendo à transformada rápida de Fourier (FFT). A ferramenta de cálculo da fase *Phase Map* divide-se em ajuste dos parâmetros de cálculo do mapa de fase (*Adjust Parameters*) e cálculo do mapa de fase do movimento (*Evaluate Phase Map*), Fig. 6.

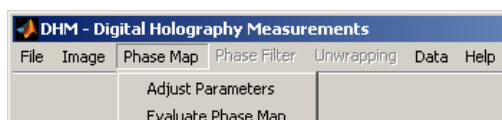


Figura 6. Funções para o cálculo do mapa de fase pela técnica de holografia digital.

A dimensão de cada píxel do sensor da câmara e a sua distância ao objecto podem ser definidos através desta ferramenta, Fig. 7. A distância é ajustada por intermédio da focagem de um padrão colocado sobre a superfície de medição.

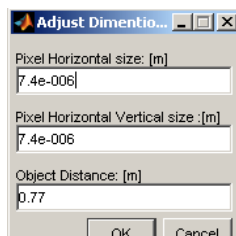


Figura 7. Definição dos parâmetros de cálculo do mapa de fase por holografia digital.

Partindo dos parâmetros definidos anteriormente e por recurso à transformada de Fourier obtém-se para o domínio da frequência a representação da imagem do objecto, na Fig. 8 podemos ver um exemplo.



Figura 8. Ajuste da distância por focagem do objecto.

Conhecidos os parâmetros de configuração e pela função *Evaluate Phase Map* é obtido o mapa de fase do movimento sofrido pelo objecto entre as medições, Fig. 9. O processo de cálculo é acelerado pela utilização de um método otimizado de cálculo. O elevado contraste no mapa de fase é sinónimo do acerto dos parâmetros definidos pelo método da focagem.

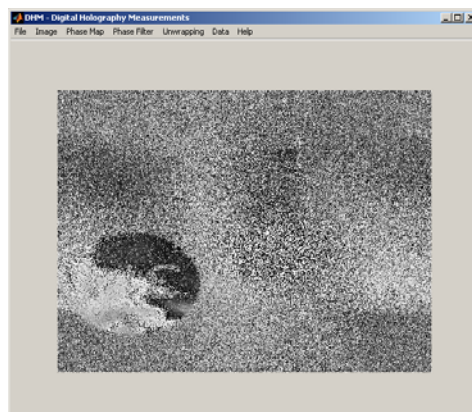
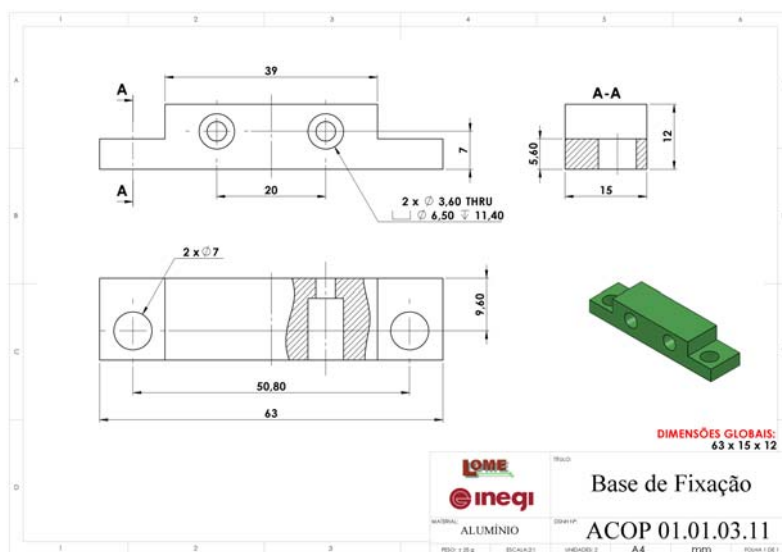
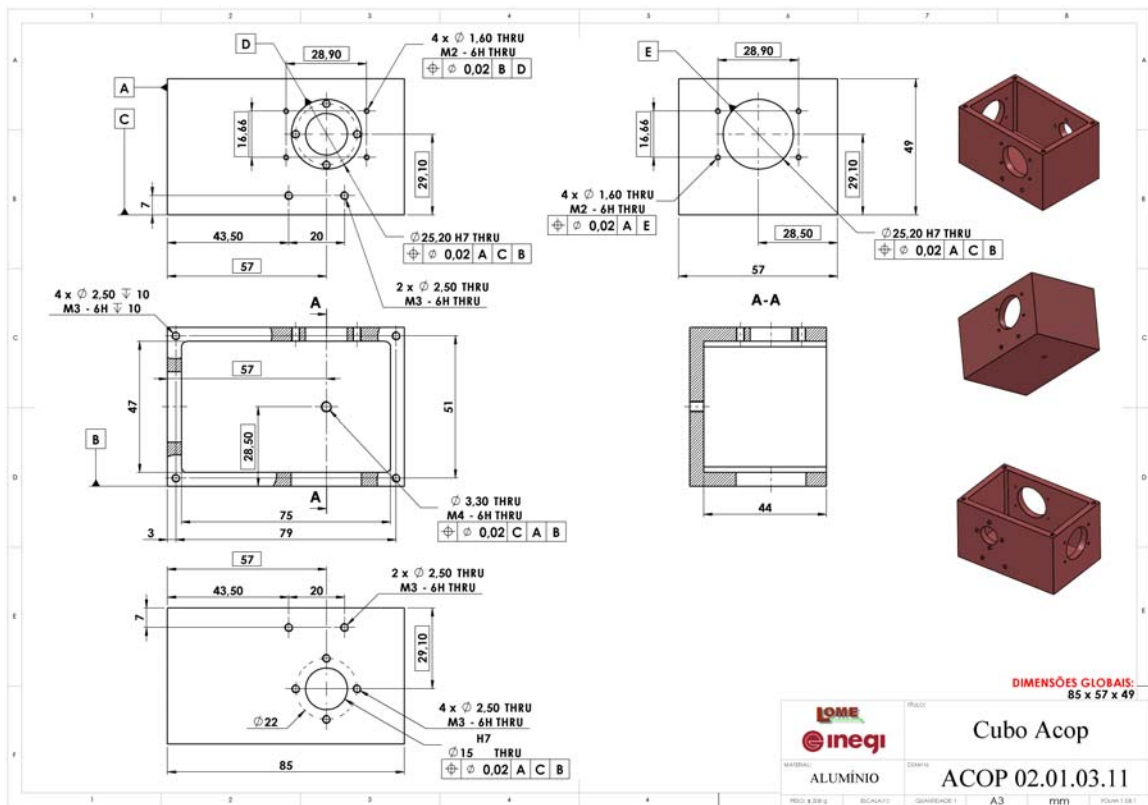


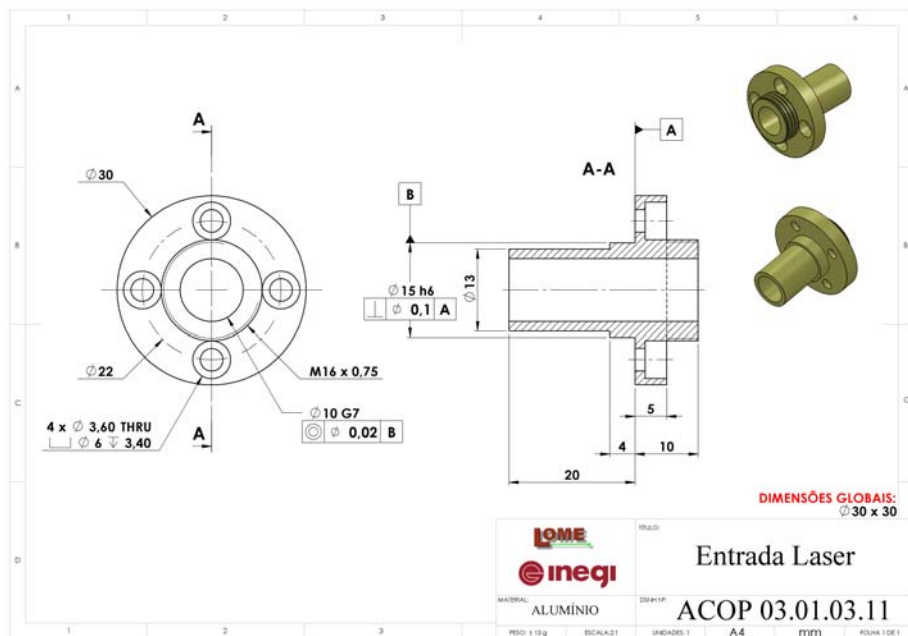
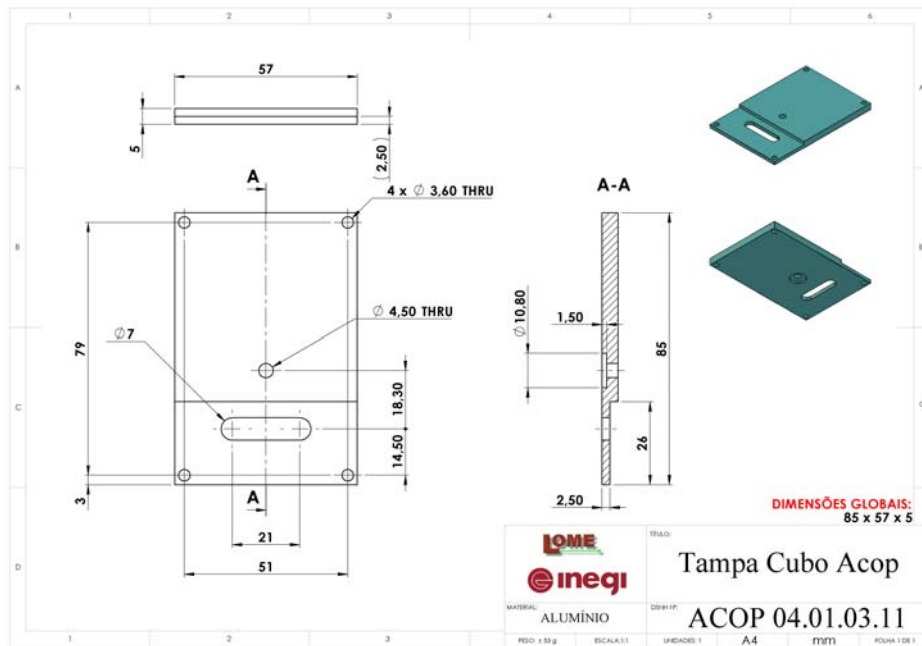
Figura 9. Mapa de fase obtido por holografia digital.

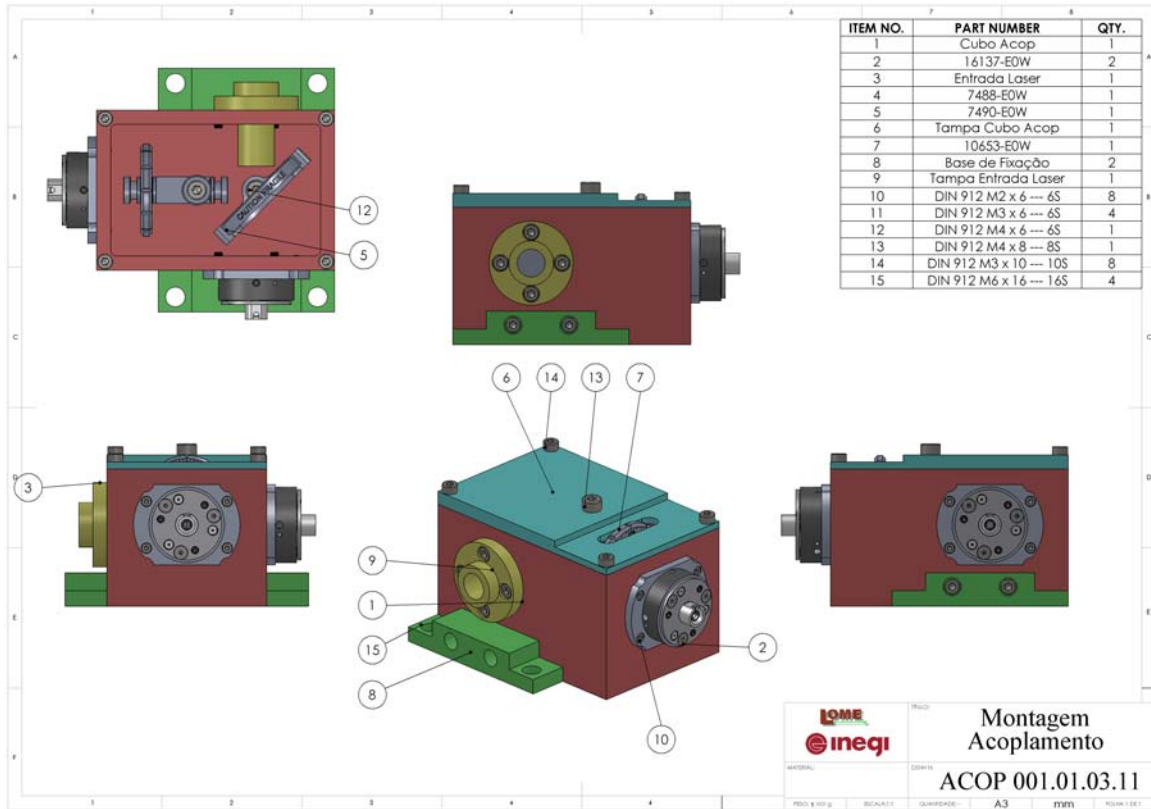
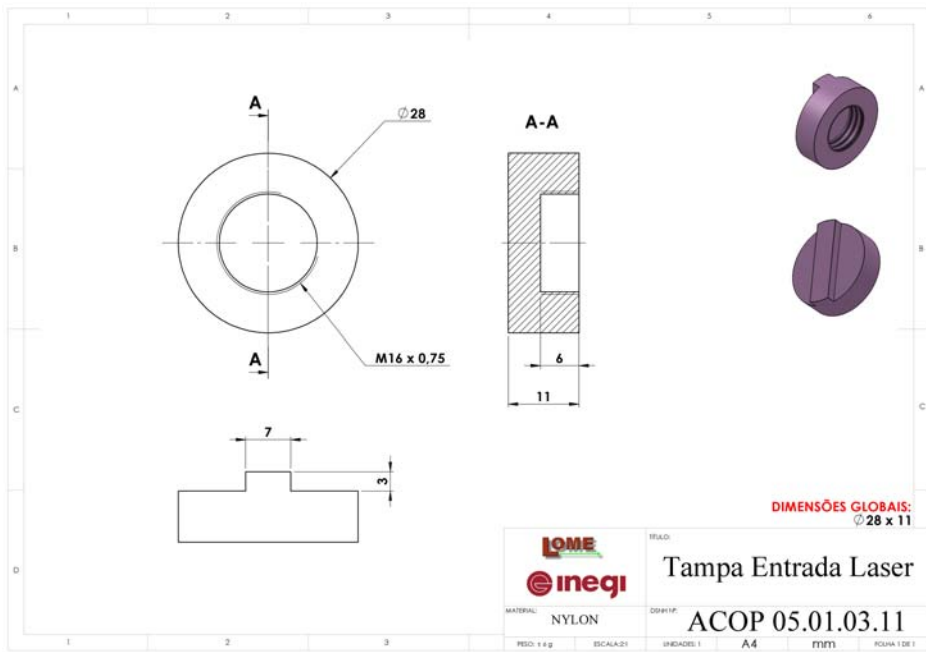
3B. Desenhos técnicos

De seguida são apresentados os desenhos técnicos das peças fabricadas para os diferentes sistemas.

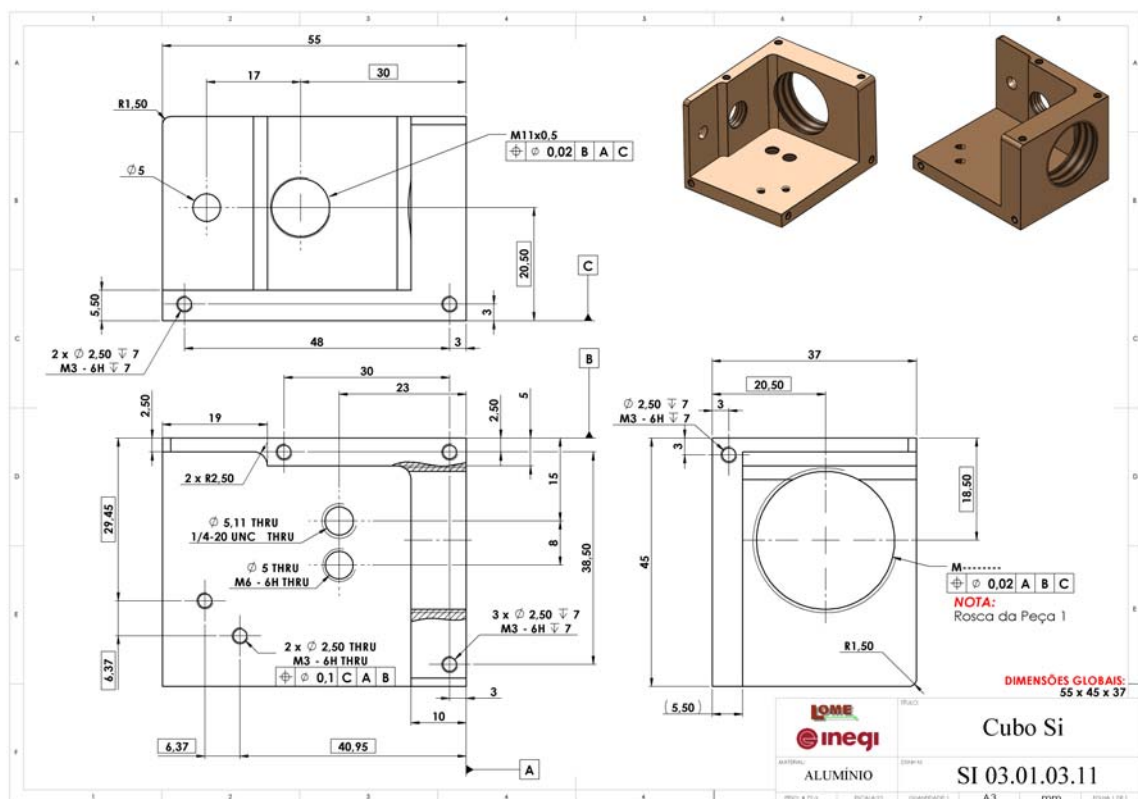
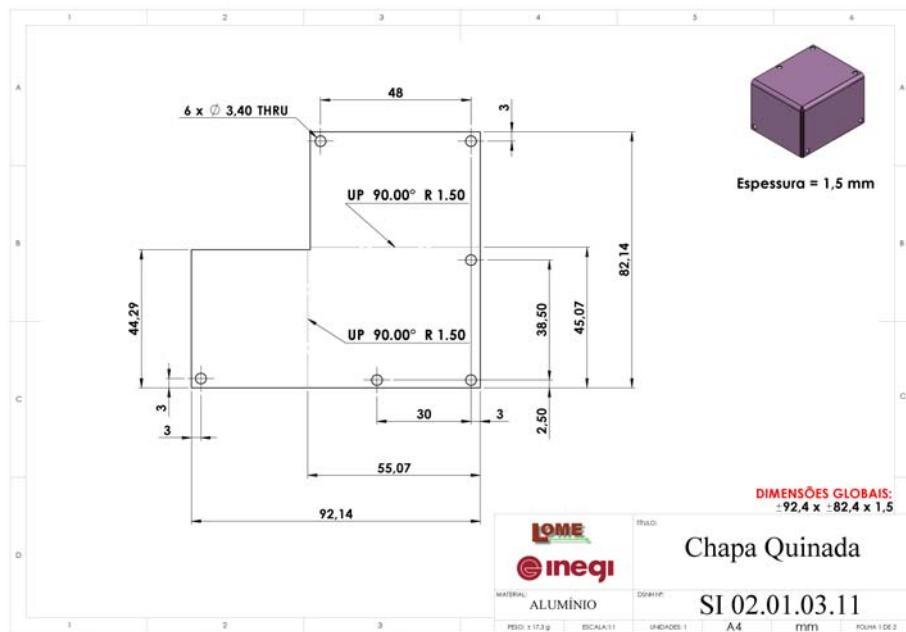
B.1 Sistema de acoplamento

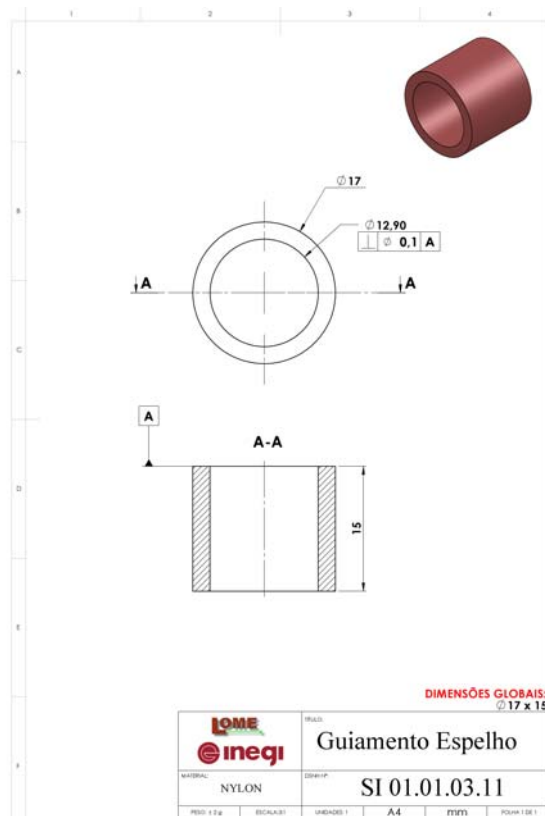
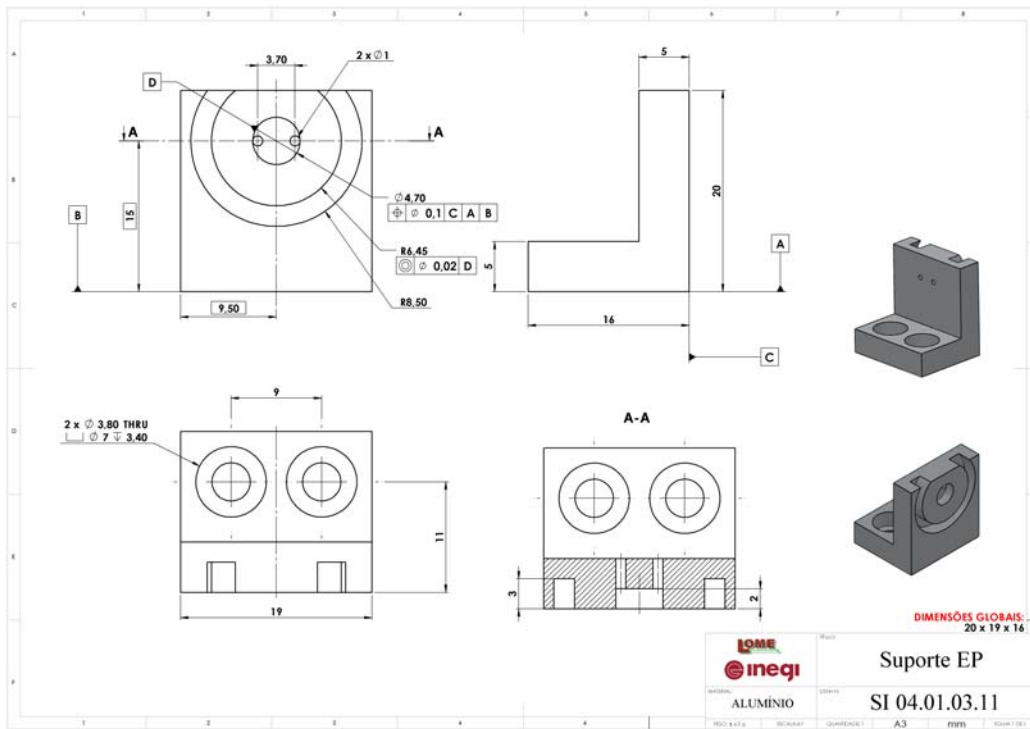






B.2 Sistema de Iluminação





ITEM NO.	PART NUMBER	QTY.
1	18884-e0w	1
2	17924-E0W	1
3	Piezo 3	1
4	3604-E0W	1
5	R 112 553 - p1	1
6	R 112 553 - p3	1
7	R 112 553 - p2	1
8	Chapa Quinada	1
9	DIN 912 M3 x 6 --- 6S	8
10	Guiamento Espelho	1
11	Cubo Si	1
12	Suporte EP	1

DIMENSÕES GLOBAIS:
-- X -- X --

LOME
ineqi

Montagem Sistema de Iluminação

SI 001.01.03.11

MATERIAL: DESAFIO: DIMENSÃO: A3 mm FOLHA 1/01

B.3 Sistema de ESPI

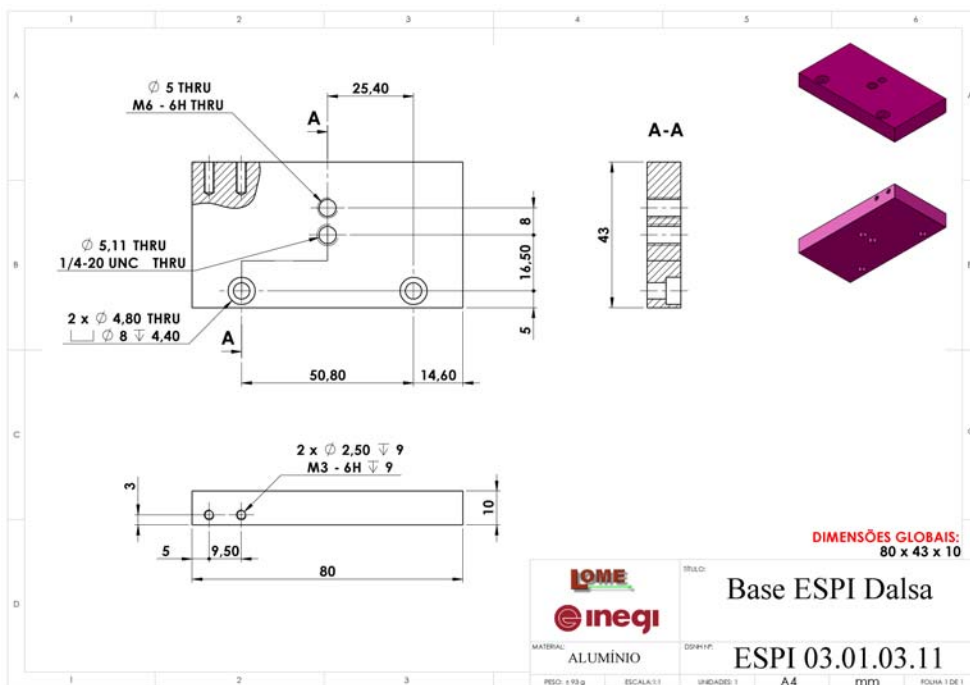
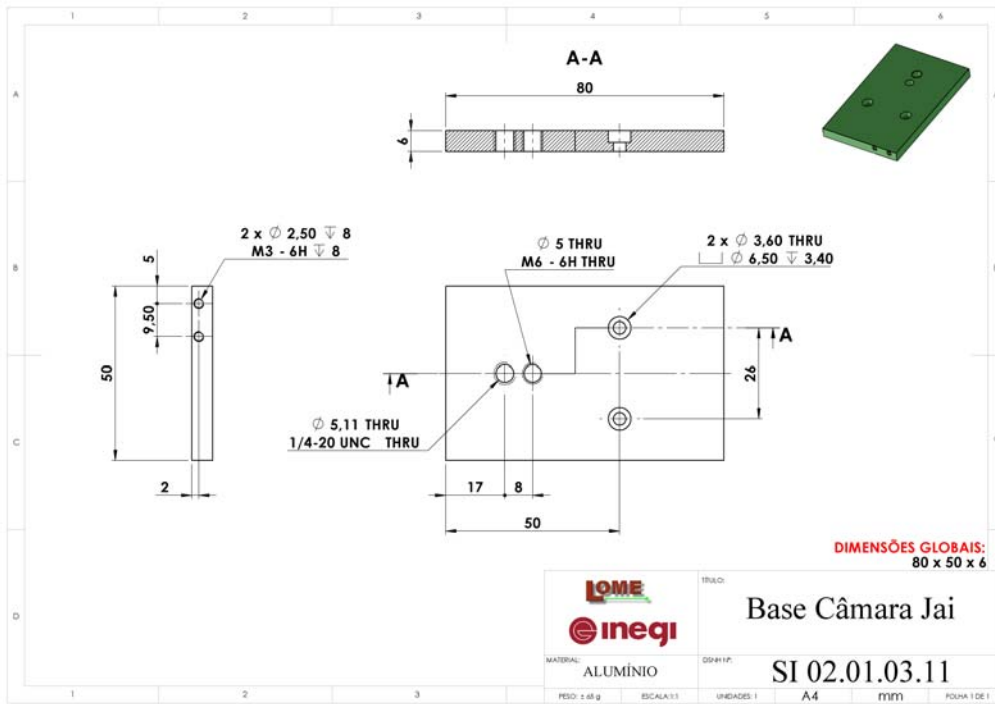
DIMENSÕES GLOBAIS:
-- X -- X --

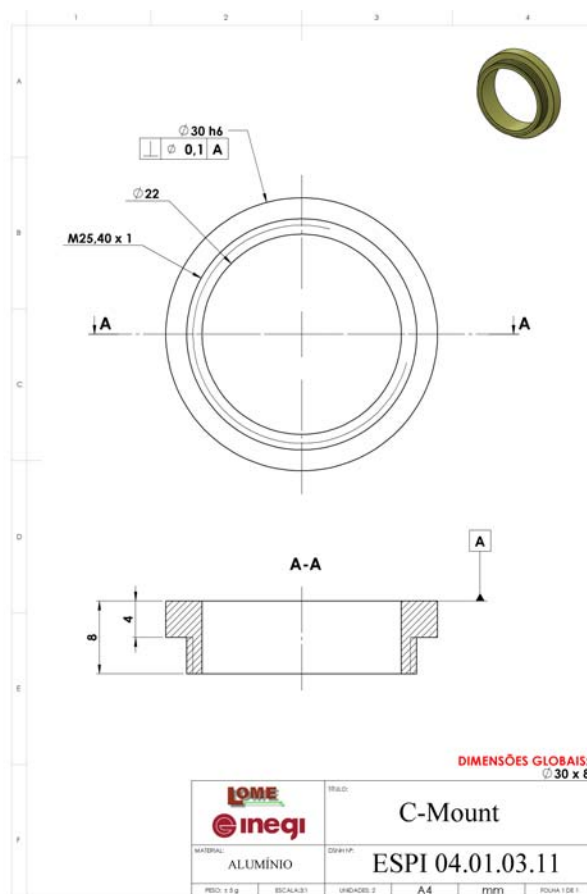
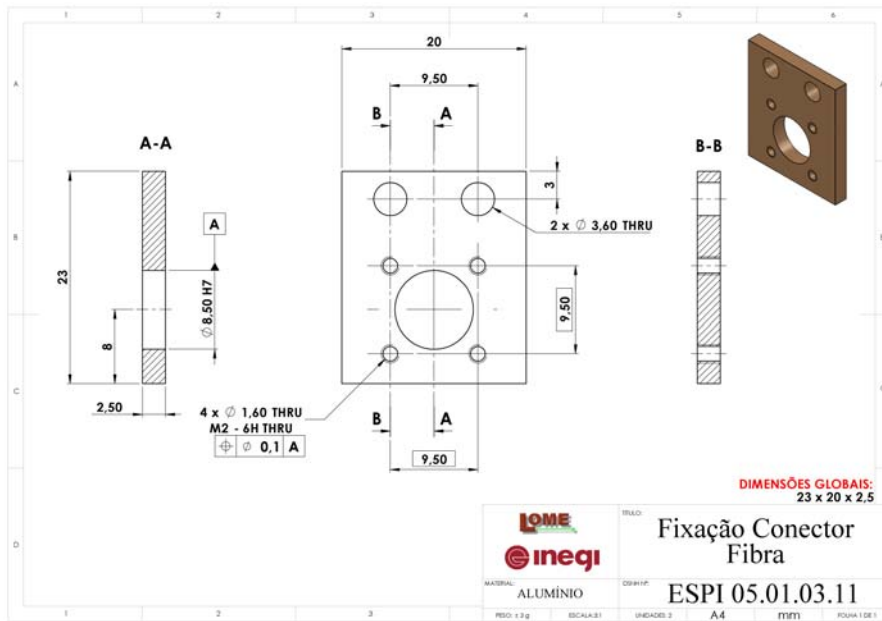
LOME
ineqi

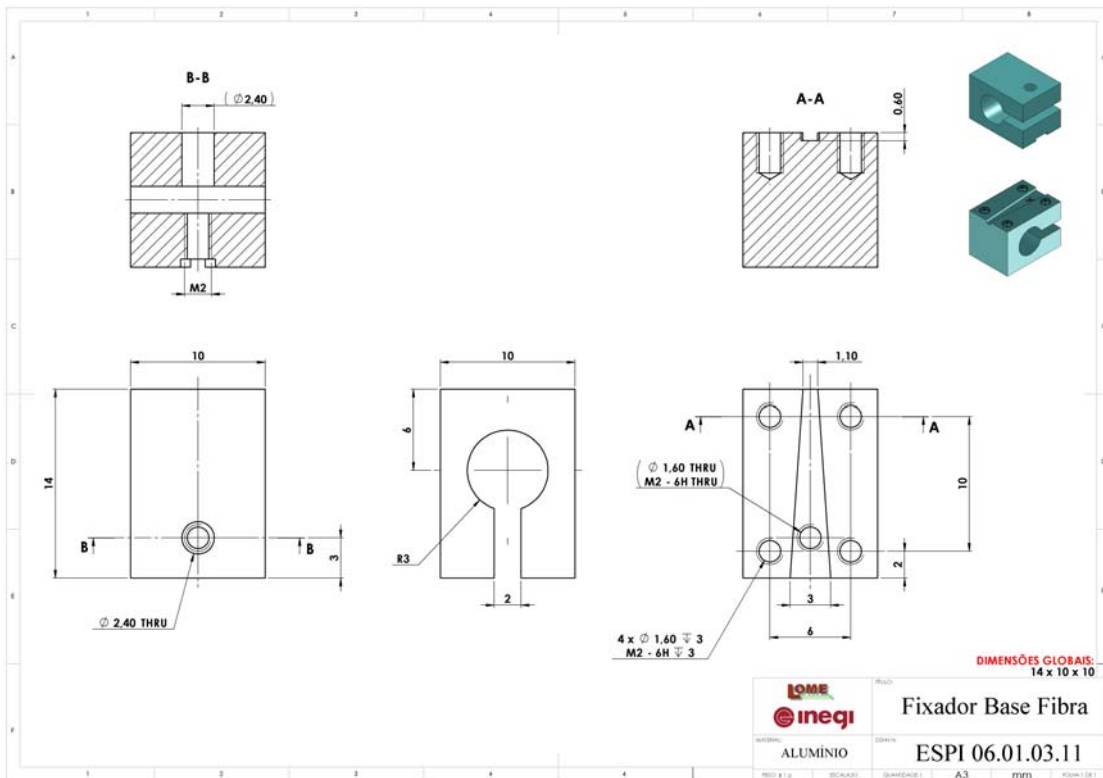
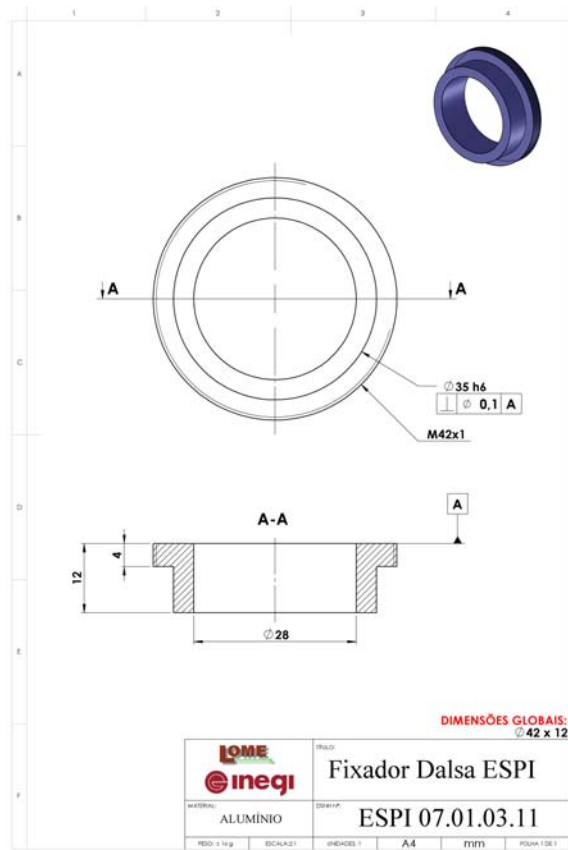
CP01-M / 0176

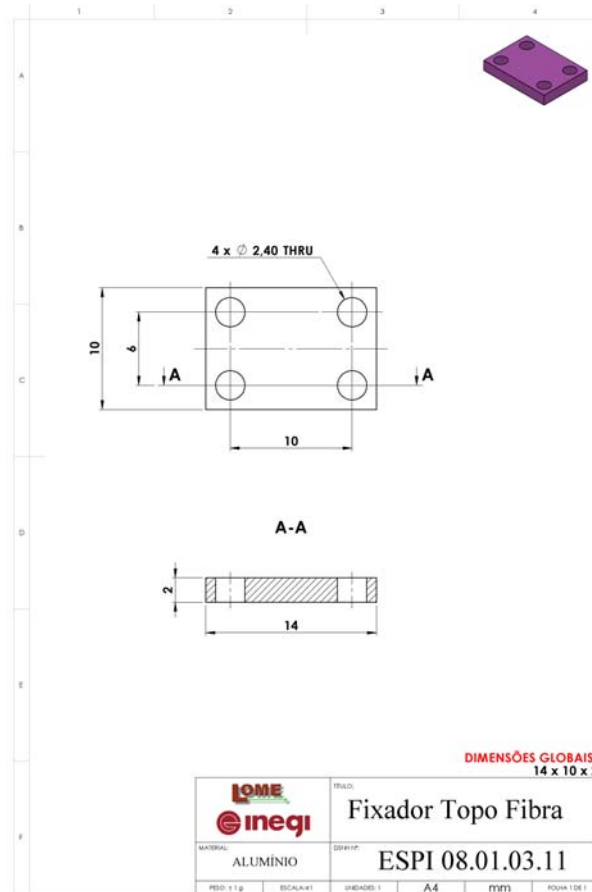
ESPI 01.01.03.11

MATERIAL: DESAFIO: DIMENSÃO: A4 mm FOLHA 1/01









B.4 Sistema de HD

