JOSÉ AUGUSTO GONÇALVES CHOUSAL

TÉCNICAS DE PROCESSAMENTO DE IMAGENS OBTIDAS POR MÉTODOS ÓPTICOS EM ANÁLISE EXPERIMENTAL DE TENSÕES

FACULDADE DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE DO PORTO

Departamento de Engenharia Mecânica e Gestão Industrial

Porto 1999

FACULDADE DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE DO PORTO

Departamento de Engenharia Mecânica e Gestão Industrial

Técnicas de Processamento de Imagens Obtidas por Métodos Ópticos em Análise Experimental de Tensões

José Augusto Gonçalves Chousal

Licenciado em Engenharia Mecânica e
Mestre em Engenharia Estrutural
pela Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto

Dissertação submetida para satisfação parcial dos requisitos do
grau de Doutor em Engenharia Mecânica

Dissertação realizada sob a supervisão de
Professor Doutor Joaquim Francisco da Silva Gomes,
do Departamento de Engenharia Mecânica e Gestão Industrial
da Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto

Porto, Dezembro de 1999

Resumo

Esta dissertação descreve o desenvolvimento de técnicas de processamento digital de imagem e a sua aplicação aos métodos ópticos de análise experimental de tensões. O objectivo principal é a interpretação dos padrões de franjas obtidos com estes métodos ópticos. Para esse fim foi construída uma biblioteca de programas de computador, que permitisse processar de forma rápida e eficiente os padrões de franjas obtidos, sob a forma de imagens, com os métodos ópticos. Para complementar o *software*, foi necessário criar sistemas de modulação de fase que permitissem usar as técnicas de processamento digital de imagem para calcular a fase das franjas. As técnicas de modulação de fase têm ainda a vantagem de aumentarem a precisão de medida.

Os métodos ópticos explicitamente tratados nesta dissertação são a fotoelasticidade, a projecção de redes (*moiré* primário), a holografia, a correlação espacial de *speckle* (fotografia *speckle*) e a interferometria por correlação de *speckle* (ESPI ou DSPI e *shearography*). As técnicas de processamento de imagem utilizadas basearam-se, sobretudo, na determinação da fase dos padrões de franjas obtidos na metrologia óptica. Deste modo, o trabalho começa por descrever a formação e modelação das franjas. Esta modelação permite compreender melhor a "engenharia" da modulação de fase. A modulação (variação) da fase nos padrões de franjas é uma forma de conseguir determinar a fase das franjas quando se lida apenas com informação de intensidade, como é o caso das imagens. São referidas e estudadas a modulação de fase temporal e espacial, que representam as duas formas alternativas de modular a fase. A etapa seguinte é a filtragem das imagens. São referidas a filtragem espacial, temporal e, após uma breve introdução à FFT, a filtragem espectral. Esta operação pode servir como pré-processamento das imagens com padrões de franjas. A desmodulação da fase, condicionada pela própria modulação, pode ser feita por duas vias: a temporal e a espacial. Dentro da desmodulação temporal são referidos os diferentes algoritmos usados, variando essencialmente no número de imagens e nos incrementos de fase usados. Na desmodulação espacial são mostrados dois procedimentos: o espectral, usando a FFT, e o espacial, usando a desmodulação sinusoidal ou o algoritmo PLL. No caso das franjas de interferometria por correlação de *speckle* são tratados os processamentos baseados em franjas primárias e secundárias. Dentro da obtenção da fase é tratado ainda um caso especial de modulação espacial: a holografia digital. Neste caso a desmodulação é feita também com recurso à FFT mas de forma diferente, efectuando uma transformada de Fresnel.

O trabalho envolveu ainda uma componente de pós-processamento. A primeira tarefa consistiu em obter uma fase processável, ou seja com pouco ruído. No caso de métodos de *speckle* isto só é possível após uma operação de filtragem. A filtragem da fase segue a mesma linha da filtragem dos padrões de franjas, isto é usando o processamento espacial e espectral. Os métodos são contudo ligeiramente diferentes, tendo que ser adaptados às características específicas das imagens de fase. São ainda introduzidos métodos iterativos de filtragem, baseados quer na filtragem espacial quer na espectral. A operação seguinte é a obtenção da fase real, operação designada por desembrulhar da fase. Os métodos de fase obtêm a fase módulo 2π (valores principais) que é necessário transformar na fase real, a fase sem descontinuidades. Esta operação é essencial quando se pretende obter a forma de um objecto ou o campo de deslocamentos. Nesta área foi recomendado o método da árvore das menores diferenças, por ser o mais eficiente dos já desenvolvidos. No entanto, foi introduzida uma nova abordagem, que por ser um procedimento ponto a ponto, é totalmente imune ao ruído: a desmodulação bicolor. Na parte final do trabalho é abordada a interpretação física da fase, o que permite quantificar os resultados obtidos em cada um dos métodos. É assim possível fazer o levantamento dos deslocamentos a partir das imagens dos padrões de franjas, ou o levantamento da forma de objectos.

Em paralelo com o estudo das técnicas de processamento de imagem, foi desenvolvido um sistema compacto e portátil de *shearography*. Este sistema permitiu levar as técnicas ópticas para fora de laboratório e usá-las em estaleiro.

Abstract

This dissertation describes the development of digital image processing techniques and their application to the optical methods of experimental stress analysis. The main goal is the interpretation of the fringe patterns obtained with these optical methods. For that purpose, a library of computer programs was built. It allows to process in a fast and efficient way the results obtained with the optical methods, usually under the form of images. To complement the software, it was necessary to create systems of phase modulation that allow the use of digital image processing to compute the fringes' phase, with the advantage of increasing the measurement precision.

The optical methods treated explicitly in this dissertation, are the photoelasticity, the grid projection method (primary moiré), the holography, the speckle spatial correlation (speckle photography) and the interferometry by speckle correlation (ESPI or DSPI and shearography). The techniques of image processing used, were based, above all, in the determination of the fringe patterns phase. Therefore the work begins with the description of the formation and modeling of the fringe patterns. This modeling allows a better understanding of the "engineering" of phase modulation. The phase modulation (variation) of fringe patterns is a form of obtaining the fringes' phase when we work only with information of intensity, as it is in the case of images. The temporal and spatial modulation, that represent the two alternative forms of phase modulation are referred and studied. The following stage is the image filtering. The space filtering, the temporal and, after a brief introduction to the FFT, the spectral filtering are referred. This operation can be used as preprocessing of the fringe images, before phase calculation. The demodulation, conditioned by the modulation, can be made in two different ways: temporal and spatial demodulation. In the temporal demodulation, several algorithms, varying essentially in the number of images and used phase steps, are referred. In the spatial demodulation, two procedures are shown: the spectral, using FFT, and the spatial, using the sinusoidal fitting or the PLL algorithm. In the case of interferometry by speckle correlation fringes, the processing can be based on primary or secondary fringes. A special case of the phase determination by spatial demodulation is treated: the digital holography. The demodulation is made by performing a Fresnel transform (FFT based).

The work also involved a post-processing component. Its first task consists in obtaining an workable phase. Specially in speckle methods, this is only possible after a phase filtering

operation. The phase filtering follows the same lines of image filtering: spatial and spectral processing. The methods are, however, slightly different, so that can be adapted to the specific characteristics of the phase images. Iterative filtering methods are also introduced. The next task is the phase unwrapping, i.e. the elimination of the 2π phase discontinuities. The phase methods obtain the phase module 2π (main values), which is necessary to be converted in a continuous phase. This operation is essential when we intend to obtain the form of an object or the displacements field. In this area the method of the minimum spanning tree was recommended, since it is the most efficient of all the existing methods. However, a new approach based on a pixel by pixel procedure, which is totally immune to noise, was developed: the two-color phase unwrapping. In the final part of the work an interpretation of the phase, for each of the methods, is given. This allows the quantification of the results obtained with the phase determination, which allows the measurement and quantification of the displacements field or the shape of objects.

Parallel to the study of the image processing techniques, a compact and portable system of shearography was developed. This system allowed the use of the optical techniques outside the laboratory and, therefore, their application in industrial environment.

Résumé

Cette dissertation décrit le développement des techniques de traitement d'image et leur application aux méthodes optiques d'analyse expérimentale de contraintes. L'objectif principal est l'interprétation des franges obtenues avec ces méthodes optiques. Pour ce but, une bibliothèque de programmes informatiques a été construite. Elle permet l'analyse rapide et efficace des résultats obtenus avec les méthodes optiques, habituellement sous la forme d'images. Pour compléter le logiciel, c'était nécessaire créer systèmes de modulation de la phase qui permetent l'usage du traitement d'image pour calculer la phase des franges, avec l'avantage d'augmenter la précision de la mesure.

Les méthodes optiques traitées explicitement dans cette dissertation sont: la photoelasticité, la projection de grilles (moiré fondamental), l'holographie, la corrélation spatiale du speckle (photographie speckle) et l'interférométrie par corrélation du speckle (ESPI ou DSPI et shearographie). Les techniques de traitement d'image utilisées, ont été basées, surtout, dans la détermination de la phase des franges. Par conséquence, le travail commence avec la description de la formation et des modèles des franges. Ce modelage permet une meilleur compreension du "génie" de modulation de la phase. La modulation de la phase (variation) des franges est une forme d'obtenir la phase des franges quand on travaille avec information d'intensité seulement, comme c'est le cas des images. La modulation temporelle et spatiale, qui représentent les deux formes alternatives de modulation de la phase, sont reportées et étudiées. L'étape suivante est le filtrage des images. Les filtres spatiale, temporel et, après une brève présentation de la FFT, le spectral sont reportés. Cette opération peut être utilisée comme pré-traitement des images de franges, avant calcul de la phase. La démodulation, conditionnée par la modulation, peut être faite dans deux chemins différents: la démodulation temporelle et spatiale. Dans la démodulation temporelle, les plusieurs algorithmes différent dans le nombre d'images et pas de la phase entre images. Dans la démodulation spatiale, deux procédures sont montrées: le spectral, en utilisent la FFT, et le spatial, en utilisent la démodulation sinusoidal ou l'algorithme PLL. Dans le cas d'interférométrie par corrélation de speckle, le traitement peut être basé sur franges primaires ou secondaires. Un cas spécial de la détermination de la phase par démodulation spatiale est traité: l'holographie numérique. La démodulation est faite en exécutant une Fresnel transformée (obtenue à partir de la FFT).

Le travail a aussi impliqué un après traitement. Sa première tâche consiste en obtenir une phase qui permet des traitements suivants. Spécialement dans les méthodes speckle, seulement après un filtrage de la phase sont possibles autres opérations. Le filtrage de la phase suit les mêmes lignes du filtrage de l'image: le traitement spatial et spectral. Cependant, les méthodes sont légèrement différentes, afin d'être adaptées aux caractéristiques spécifiques des images de phase. Les méthodes de filtrage iteratifs sont aussi introduits. La prochaine tâche est le débrouillement de la phase, c.-à-d. l'élimination des discontinuités 2π de la phase. Les méthodes de phase obtiennent la phase module 2π (valeurs principales) qui est nécessaire d'être converti dans une phase continue. Cette opération est essentielle quand nous projetons d'obtenir la forme d'un objet ou le champ des déplacements. Dans cette matière, la méthode de l'arbre des mineures différences a été recommandée, depuis que c'est le plus fiable de toutes les méthodes existantes. Cependant, une nouvelle approche basée sur une procédure point a point, totalement immunisée au bruit, a été développée: la démodulation à deux couleurs. Dans la partie définitive du travail une interprétation de la phase, pour chacun des méthodes, est donnée. Cela permet la quantification des résultats obtenues avec la détermination de la phase, soit la mesure et quantification du champ des déplacements ou la forme d'objets.

Parallèlement à l'étude des techniques de traitement d'image, un système compact et portatif de shearographie a été développé. Ce système a permetè l'usage des techniques optiques à l'extérieur du laboratoire et, par conséquence, dans l'ambiance industriel.

Prefácio

"Uma imagem vale mais que mil palavras..."

Autor desconhecido

A descoberta do laser no princípio do anos 60, permitiu pôr em prática a holografia e criar novos métodos ópticos com uma precisão nunca antes alcançada. Em finais dos anos 70, com os avanços da física do estado sólido, os detectores de vídeo (tecnologia CCD) sofreram um enorme desenvolvimento e a vulgarização da sua aplicação. A convergência destas duas tecnologias resultou no aparecimento das técnicas de interferometria óptica com registo em vídeo. Com a precisão da holografia e a facilidade e comodidade do registo vídeo, estas técnicas vieram a ter nos 80 e 90 uma divulgação significativa. A sua disseminação só não foi maior devido ao custo envolvido na aquisição de equipamento deste género.

Em paralelo, especialmente nos anos 80, o processamento digital de imagem teve, por sua vez, a fase de maior evolução. Transformou-se num disciplina de potencial interesse para numerosas outras áreas da ciência. A utilização do processamento digital de imagem foi, nesta altura, dirigida para operações como a restauração, compressão, extracção e classificação de padrões. O processamento de imagem era usado por investigadores em ciências de computação, e por esse motivo dedicado ao processamento morfológico, e à compressão e codificação de imagem para transmissão à distância.

A grande quantidade de informação gerada na aplicação dos métodos de metrologia óptica, tornava o tratamento "manual" dos resultados fastidioso, complexo e demorado. Havia, por isso, que encontrar meios automáticos ou semi-automáticos de processamento. O cenário em que se desenrolava a evolução da tecnologia de aquisição de imagem e do processamento de imagem parecia indicar uma possível solução. Seguindo uma tendência com alguns adeptos, pareceu-nos uma boa aposta juntar as duas áreas de investigação. Essa junção permitiria não só a tão desejada facilidade de processamento, mas eventualmente melhoramentos nos próprios métodos ópticos

de análise experimental de tensões. Por outro lado devo confessar o meu fascínio por tudo o que é imagem, de tal forma que a frase supracitada representa também a minha maneira de pensar a transmissão de informação. Cada vez mais o mundo actual é feito de mais imagem e menos de texto, com as vantagens e inconvenientes que daí poderão advir. Este conjunto de motivos contribuiu para a base de dados que justificou e incentivou a realização deste trabalho.

A tarefa que nos propusemos realizar, por ser interdisciplinar, envolve normalmente alguns riscos. Sempre que se entra numa área, que não a nossa, a possibilidade de falhar aumenta substancialmente. Alguém que tem formação de Engenharia Mecânica precisa de fazer um esforço suplementar para se envolver num trabalho que recorre ao uso de óptica aplicada, das ciências de computação e até de alguns conhecimentos básicos de electrónica. Por outro lado, a interferometria óptica sendo muito precisa nem sempre permite chegar de imediato aos resultados pretendidos, como poderá parecer da leitura dum texto descritivo. É frequente serem necessárias várias horas, dias e por vezes semanas para afinar um determinado método, até se descobrir qual o factor que é responsável pelo insucesso duma experiência. Mas todas estas dificuldades são o "sal" da experimentação, e por isso "abrem o apetite" para novas tentativas. É por isso que o verdadeiro experimentalista tem dificuldade em parar...

Como nota final, gostaria de agradecer a todos aqueles que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho. Um agradecimento especial ao Prof. Silva Gomes, meu orientador, pela criação das condições necessárias à realização deste trabalho, pela orientação e pela revisão atenta desta dissertação. A ele também é devida a oportunidade que tive de integrar o LOME. Os meus agradecimentos ao Prof. Mário Vaz pelo apoio dado na aquisição de equipamento e pela colaboração em algumas das montagens ópticas. Ao amigo e colega Prof. José Magalhães os meus agradecimentos pelo apoio e encorajamento. Finalmente um agradecimento muito especial à Ana e ao meu Pai pela compreensão e apoio incessantes.

J. Chousal

Índice

Lista de Figuras 15

Lista de Abreviaturas 29

Lista de Símbolos 33

1. Introdução 37

1.1 Objectivos, Motivações e Enquadramento 38

1.2 Desenvolvimento e Evolução do Trabalho 40

1.3 Estrutura e Organização do Trabalho 55

1.4 A Essência do Processamento de Imagem 57

1.5 Um Sistema de Processamento de Imagem 62

1.6 A Tecnologia da Captura de Imagem 65

1.7 O Processamento Automático de Franjas 71

2. Modelação das Franjas 73

2.1 Fotoelasticidade 73

2.1.1 Franjas Isoclínicas 74

2.1.2 Franjas Isocromáticas 75

2.2 Projecção de Redes 76

2.3 Interferometria Holográfica (IH) 78

2.3.1 IH de Dupla Exposição (IHDE) 84

2.3.2 IH *Sandwich* (IHS) 84

2.3.3 IH em Tempo Real (IHTR) 85

2.3.4 IH em *Time Average* (IHTA) 85

2.3.5 IH Digital (IHD): o Vídeo como Meio de Registo de Hologramas 86

2.4 Interferometria por Correlação de *Speckle* (ICS) 92

2.4.1 O *Speckle* 92

2.4.2 Franjas Primárias e Secundárias 96

2.4.3 As Equações de Intensidade 99
2.4.4 Interferómetros Usados na Correlação Digital de *Speckle* 101
2.4.5 Integração Temporal (*Time Average*) 107

2.5 Equação da Intensidade Generalizada 110

3. Modulação da Fase das Franjas 113

3.1 Modulação Temporal da Fase (*Phase Stepping*) 113
3.1.1 Fotoelasticidade 115
3.1.2 *Moiré* 118
3.1.3 Holografia em Tempo Real e de Dupla Referência 120
3.1.4 Interferometria *Speckle* 123

3.2 Modulação Temporal de Franjas J_0 (*Time Average*) 127

3.3 Modulação Espacial da Fase (Portadora) 130
3.3.1 Fotoelasticidade 133
3.3.2 Projecção de Redes 133
3.3.3 Holografia de Dupla Exposição e em Tempo Real 133
3.3.4 Holografia *Sandwich* 135
3.3.5 Interferometria *Speckle* 135

3.4 Holografia Digital 141

4. Filtragem de Imagens 151

4.1 Filtragem Espacial 152
4.1.1 Filtragem por Convolução 153
4.1.2 Filtro de Mediana 160
4.1.3 Filtro Recursivo 161
4.1.4 Filtro Adaptativo 162

4.2 Filtragem Temporal (Média de Imagens) 163

4.3 A Transformada de Fourier 164
4.3.1 A Transformada Discreta e Bidimensional 169
4.3.2 A Transformada de Fourier em Coordenadas Polares 176

4.4 Filtragem Espectral (FFT) 177
4.4.1 Filtro Passa-Baixo 179
4.4.2 Filtro Passa-Alto 185
4.4.3 Filtro Logarítmico (Homomórfico) 187

4.5 Filtros de Modulação 190

5. Desmodulação da Fase 195

5.1 Desmodulação por Adição/Subtracção 197

5.2 Desmodulação Temporal (*Phase stepping*) 199
5.2.1 Teoria Generalizada da Determinação de Fase (Temporal) 200
5.2.2 Método com 2 Imagens 203
5.2.3 Métodos com 3 Imagens 205
5.2.4 Métodos com 4 Imagens 207
5.2.5 Métodos com 5 Imagens 210
5.2.6 Métodos com Incrementos de Fase $2\pi/N$ 211
5.2.7 Método de Varrimento Max-Min 212

5.2.8 Calibração do Sistema de *Phase-Shift* 213
5.2.9 A Fase Calculada com Franjas Primárias e Secundárias 214
5.2.10 As Particularidades da Fotoelasticidade 219
5.2.11 A Modulação Sinusoidal da Referência 221

5.3 Interferogramas com Portadoras 223
5.3.1 Desmodulação Espectral 225
5.3.1.1 Desmodulação Usando a FFT 225
5.3.1.2 Equivalente Digital da Fotografia *Speckle* 232
5.3.1.3 Correlação Espacial de Padrões *Speckle* 245
5.3.2 Desmodulação Espacial 253
5.3.2.1 Desmodulação Sinusoidal da Portadora 253
5.3.2.2 *Phase Locked Loop* (PLL) 261

5.4 Holografia Digital 265

6. Filtragem da Fase 271

6.1 Métodos Espaciais 271
6.1.1 Pré-Filtragem de Interferogramas Secundários 272
6.1.2 Pré-Filtragem das Imagens Seno/Co-seno 273
6.1.3 Filtragem da Imagem de Fase 274
6.1.4 Segmentação e Classificação 275
6.1.5 Mínimos Quadrados e Média Pesada 277
6.1.6 Eliminação de Pontos com Baixa Modulação 279

6.2 Métodos Espectrais 281
6.2.1 Pré-Filtragem Espectral dos Interferogramas 281
6.2.2 Modulação da Fase com Portadora 282

6.3 Métodos Iterativos 284
6.3.1 Filtragem Espacial 285
6.3.2 Filtragem Espectral 287

7. Desembrulhar da Fase 291

7.1 Processo Convencional por Varrimento Sequencial 294

7.2 Processos Selectivos 295
7.2.1 Autómato Celular (*Cellular Automata*) 297
7.2.2 Árvore das Menores Diferenças (*Minimum Spanning Tree*) 298
7.2.3 Desembrulhar por Regiões 300
7.2.4 Linhas de Inconsistência (*Cut Lines*) 300
7.2.5 Desembrulhar em Espiral (*Disk Growing, Flood Fill*) 302
7.2.6 Outras Tendências 302

7.3 Desembrulhar Temporal (*Temporal Phase-Unwrapping*) 303

7.4 Desmodulação Bicolor 303

8. Interpretação e Quantificação da Fase 317

8.1 Fotoelasticidade 317
8.1.1 Direcções Principais de Tensão 319
8.1.2 Tensão de Corte Máxima 323

8.2 Projecção de Redes 330

8.2.1 Levantamento de Formas 330

8.3 Correlação Espacial de *Speckle* 335

8.3.1 Deslocamentos no Plano 336

8.4 Interferometria *Speckle* 339

8.4.1 Deslocamentos no Plano 339

8.4.2 Deslocamentos Fora do Plano 346

8.4.3 Gradiente do Deslocamento 351

8.4.4 Derivada da Fase Embrulhada 358

8.4.5 Amplitude e Fase de Vibração 365

8.4.6 Registo de Fenómenos Transitórios 370

8.5 Holografia 373

9. Conclusão 379

9.1 Conclusões 379

9.2 Perspectivas e Sugestões de Trabalho Futuro 382

Referências 385

Lista de Figuras

Fig. 1.1. Detecção dos centros das franjas, os primórdios do processamento de imagem na MID. 41
Fig. 1.2. Imagem das franjas isoclínicas de 0 e 90° juntamente com as franjas isocromáticas (a), e a fase das franjas isoclínicas codificada em níveis de cinzento (0 a 90°) (b). 41
Fig. 1.3. Franjas isocromáticas obtidas no polariscópio circular (a), e a sua fase codificada em níveis de cinzento (0 a 2π) (b). 42
Fig. 1.4. O princípio do desembrulhar da fase e sua aplicação à imagem da Fig. 1.3(b). 43
Fig. 1.5. Codificação da forma de um objecto por projecção de um padrão de franjas paralelas (a), *moiré* correspondente à mesma situação (b), fase obtida a partir da imagem (a) com translação de origem (c) e levantamento da forma do objecto (rodado de 45° no sentido retrogrado relativamente a (a)) (d). 44
Fig. 1.6. Portadora introduzida nas franjas secundárias de correlação *speckle* por subtracção (a) e determinação da fase eliminando a portadora (b). 45
Fig. 1.7. Imagem dum holograma que representa a solicitação de uma barra em consola (a) e a fase das franjas geradas por deformação daquela (b). 45
Fig. 1.8. Franjas secundárias obtidas por correlação *speckle* em subtracção (a) e a respectiva fase obtida por *phase stepping* (b). 46
Fig. 1.9. Filtragem da imagem da Fig. 1.8(a) e a fase obtida com os interferogramas filtrados. 46
Fig. 1.10. Filtragem por convolução do tipo passa-alto de franjas secundárias. 47
Fig. 1.11. Franjas de Young para uma rotação em torno de um eixo perpendicular ao plano da imagem (a). O mesmo exemplo usando a correlação espacial (b) e o respectivo campo de deslocamentos (c). 48
Fig. 1.12. Cálculo da fase com as franjas secundárias (a) e com as franjas primárias (b). 50
Fig. 1.13. Desembrulhar da fase obtida a partir das franjas secundárias (a) e das franjas primárias (b). Em ambos os casos a fase recebeu uma filtragem prévia. 50
Fig. 1.14. Método de desembrulhar a fase usando dois comprimentos de onda: (a) a fase das franjas e (b) a fase desembrulhada. 51
Fig. 1.15. Franjas secundárias obtidas por *shearography* (a) e a sua fase filtrada e desembrulhada (b). 51
Fig. 1.16. Franjas J_0 de um placa circular vibrando num dos seus modos próprios (a) e fase das franjas J_0 (b). 52
Fig. 1.17. Reconstrução numérica de um holograma digital (a) e fase do interferograma quando o objecto roda ligeiramente (b). 53
Fig. 1.18. Comparação da fase obtida com a técnica de introdução de uma portadora nas franjas primárias (a) e o *phase stepping* (b). 54
Fig. 1.19. Franjas secundárias obtidas com interferometria holográfica em tempo real (a) e a respectiva fase (b). 54

Fig. 1.20. Comparação da *shearography*, (a) fase e (b) fase filtrada, e a derivação numérica (d) da fase obtida por ESPI (c). 56
Fig. 1.21. Forma original e duas deformações típicas, por aberração, de um sistema formador de imagem. 60
Fig. 1.22. Dois modos de detectar um contorno (variação brusca da intensidade) numa imagem digital. O modo mais simples é determinar como variam os níveis de cinza à volta de um *pixel* (em cima). O outro é medir a razão de mudança dos níveis à volta de um *pixel* (em baixo). 61
Fig. 1.23. Componentes básicas de um sistema de processamento digital de imagem. 63
Fig. 1.24. Diagrama do sistema de processamento de imagem funcionando no modo de subtracção em tempo real. 64
Fig. 1.25. Representação de uma imagem digital em termos de coordenadas espaciais. 65
Fig. 1.26. A luz absorvida pelo substracto de um condensador MOS do tipo p gera electrões móveis que são capturados na zona de carga. 67
Fig. 1.27. O *three-phase clocking* usa uma sequência muita precisa de relógio em três portas sucessivas para mover os electrões acumulados através de uma matriz de condensadores MOS. Note-se a variação da energia potencial e as voltagens para três instantes t_1, t_2 e t_3. As portas G_1, G_2 e G_3 representam um único *pixel*. 68
Fig. 1.28. Os três tipos básicos de tranferência de carga num CCD; a maioria dos CCD usa os tipos interlinha e quadro. 69
Fig. 1.29. Os sensores do tipo CID acumulam as cargas nas portas (C_1, C_2, C_3) que depois são transferidas para a coluna de portas (L_1, L_2, L_3), evitando assim os problemas de transferência das cargas ao longo de toda a matriz do detector e tornando o sensor endereçável. 70
Fig. 1.30. Resposta típica em termos de eficiência do CCD com iluminação frontal e retro-iluminação. 71
Fig. 2.1. O polariscópio plano. Caracterização dos parâmetros usados na equação da intensidade para o polariscópio plano. Repare-se que o mesmo ângulo é usado no polarizador e analisador. 75
Fig. 2.2. O polariscópio circular. Caracterização dos parâmetros usados na equação da intensidade para o polariscópio circular. Repare-se que só a posição do analisador é modificada. 76
Fig. 2.3. Modelo fotoelástico observado no polariscópio plano, com franjas isoclínicas e isocromáticas (a). O mesmo modelo observado no polariscópio circular, neste caso só as franjas isocromáticas são visíveis (b). 77
Fig. 2.4. Geometria de um sistema de projecção de redes (a). Topografia de um objecto codificada pela projecção de uma rede de franjas paralelas (b). 77
Fig. 2.5. Formação das franjas de *moiré*. A operação lógica "AND" de uma rede indeformada (a) com uma deformada (b) dá origem a franjas de sobreposição das duas redes: o *moiré* (c). A translação de uma das redes permite criar um efeito de *phase-shift* (d). 79
Fig. 2.6. Disposição esquemática para a gravação de um holograma (a). Imagem do padrão de interferência registado num holograma (b). 80
Fig. 2.7. Representação espectral das frente de onda objecto e referência isoladamente, e resultado da interferência daquelas frentes de onda, uma correlação no domínio das frequências. 82
Fig. 2.8. Disposição para a reconstrução dum holograma (a). Imagem obtida na reconstrução dum holograma (b). 82
Fig. 2.9. Imagens adquiridas directamente da reconstrução óptica de dois hologramas sobrepostos (interferogramas): (a) uma placa rectangular em consola com solicitação na extremidade livre e (b) uma membrana circular sujeita a uma solicitação mais complexa. 83
Fig. 2.10. Sequência de gravação e processamento de uma holograma do tipo *sandwich*. 85
Fig. 2.11. Posicionamento dos plano primário (objecto) e conjugado relativamente ao plano do holograma. Definição de variáveis em cada um daqueles planos. 87
Fig. 2.12. Reconstrução numérica da frente de onda primária (a) e da frente de onda conjugada (b) a partir do holograma da Fig. 2.6. 89
Fig. 2.13. Correcção dimensional duma FFT calculada num dispositivo com *pixel* rectangular. 89

Fig. 2.14. Representação esquemática das duas vias para reconstruir interferogramas por correlação de holograma digitais. 90
Fig. 2.15. Interferograma obtido por adição de dois hologramas (a) e interferograma obtido por subtracção desses mesmos hologramas (b). 91
Fig. 2.16. Interferograma obtido em *time average* quando o objecto vibra a 12kHz, usando um só holograma (a) e com subtracção de dois hologramas com diferente fase do *speckle* (b). 91
Fig. 2.17. Luz difusa reflectida por uma superfície rugosa. Quando a fonte de luz é coerente origina num alvo um fenómeno de interferência: o *speckle*. 92
Fig. 2.18. Formação do *speckle* subjectivo e *speckle* objectivo ou difractado. 93
Fig. 2.19. A projecção do *speckle* num alvo tem um aspecto que resulta da sua forma espacial. 94
Fig. 2.20. Quando um objecto se desloca também os *speckles* formados a partir da reflexão coerente da sua superfície sofrem deslocamento (exagerado na figura). 94
Fig. 2.21. Geometria da óptica de formação do *speckle* subjectivo. 95
Fig. 2.22. Padrão de *speckle* ampliado mostrando a sua natureza granular (a). Franjas primárias resultantes da interferência de um padrão de *speckle* com uma frente de onda especular (b). 96
Fig. 2.23. Linha de uma imagem de interferência com *speckle* mostrando zonas de contraste variável: as franjas. 97
Fig. 2.24. Franjas secundárias obtidas por adição (a) e por subtracção (c). Franjas secundárias com rectificação: em adição (b) e em subtracção (d). 98
Fig. 2.25. A formação das franjas secundárias usando um sinal unidimensional. 99
Fig. 2.26. Comparação entre as franjas secundárias obtidas por rectificação e por quadratura. 101
Fig. 2.27. Interferómetro para medir o deslocamento fora do plano. 102
Fig. 2.28. Codificação da posição dum objecto através da fase dos *speckles* formados devido à iluminação coerente da sua superfície. 103
Fig. 2.29. Interferómetro para medir deslocamentos no plano. 103
Fig. 2.30. Mecanismo de alteração da fase do *speckle* no interferómetro sensível ao deslocamento no plano. 104
Fig. 2.31. Dois exemplos de franjas de correlação de *speckle* obtidas usando um interferómetro sensível ao deslocamento no plano. 105
Fig. 2.32. Interferómetro para *shearography*, sensível ao gradiente do deslocamento fora do plano. 106
Fig. 2.33. Mecanismo da interferência na *shearography*, uma medição diferencial. 106
Fig. 2.34. Comparação entre as franjas DSPI (esquerda) e *shearography* (direita). 107
Fig. 2.35. Padrões de franjas simulados para mostrar o tipo de franjas obtidos na mesma situação, (a) usando o interferómetro para medição de deslocamentos fora do plano e (b) usando a sherography. O efeito tridimensional conseguido com a determinação de fase permite identificar claramente defeitos (c). Padrão real de franjas secundárias de sherography (d). 108
Fig. 2.36. Função de Bessel de ordem zero e o seu quadrado (a). Filtragem e rectificação das franjas J_0 com *speckle* (b). 109
Fig. 2.37. Franjas J_0 obtidas com o interferómetro DSPI convencional a funcionar em integração temporal. 109
Fig. 3.1. Efeito produzido por um *phase-shift* num padrão de franjas. 114
Fig. 3.2. Processo de controlar o polariscópio plano (polariscópio circular no modo plano) para alterar a fase das franjas isoclínicas. 115
Fig. 3.3. Modulação das franjas isoclínicas, correspondendo a três orientações do conjunto polarizador/analisador (0, 22.5 e 45°). 117
Fig. 3.4. Controlo do polariscópio circular para alterar a fase das franjas isocromáticas por modificação da posição do analisador. 117
Fig. 3.5. Modulação das franjas isocromáticas para três posições do analisador (0, 45 e 90°). 118
Fig. 3.6. Uma das muitas variantes de *moiré* com possibilidade de modulação da fase franjas (a). Exemplo de franjas obtidas por projecção duma rede (b) e padrão de *moiré* quando a essa rede é sobreposta uma

outra rede indeformada (c). A translação de uma das redes produz um efeito de modificação da fase ou *phase-shift* (d). 119
Fig. 3.7. Montagem para holografia de dupla exposição e em tempo real com modulação de fase. 121
Fig. 3.8. Modulação de fase de imagens obtidas por IHTR, (a) 0°, (b) 90°, (c) 180° e (d) 270°. 122
Fig. 3.9. Montagem para holografia de dupla referência com modulação de fase. 123
Fig. 3.10. Modulação da fase numa montagem de ICS com referência especular. 124
Fig. 3.11. Modulação da fase numa montagem de ICS sensível ao deslocamento no plano. 125
Fig. 3.12. Modulação da fase numa montagem de ICS de *shearography*. 126
Fig. 3.13. Aspecto das franjas primárias com modulação temporal de fase, neste caso duas imagens com uma diferença de fase de 90°. 127
Fig. 3.14. Modulação de fase de imagens obtidas por ICS, (a) 0°, (b) 90°, (c) 180° e (d) 270°. 128
Fig. 3.15. Modulação da fase das franjas J_0 numa montagem de ICS com referência especular funcionando em *time average*. 129
Fig. 3.16. Deslocamento das franjas J_0 por modulação sinusoidal da referência em ICS funcionando em *time average*. 131
Fig. 3.17. Efeito produzido pela introdução de uma portadora (inclinação de um dos feixes) num padrão de franjas (b), e o mesmo padrão de franjas para uma portadora simétrica (c). 132
Fig. 3.18. Alteração do conteúdo espectral do padrão de franjas por introdução de uma portadora. 132
Fig. 3.19. Modificação do polariscópio circular para introdução de uma portadora nas franjas isocromáticas. 134
Fig. 3.20. Aspecto das franjas isocromáticas comuns (a) e com a introdução de uma portadora (b). 134
Fig. 3.21. Montagem para modulação espacial das franjas obtidas em IHDE e IHTR. 135
Fig. 3.22. Formas de introduzir uma portadora nas franjas primárias. (a) o sistema convencional de implementação da referência e (b) a utilização de uma fibra óptica monomodo para a frente de onda de referência. Em (c) uma forma de aplicar a técnica à *shearography*. 136
Fig. 3.23. Utilização de frentes de onda com curvaturas diferentes origina uma mudança súbita da fase. Repare-se como a fase inverte o seu sinal para ambos os lados da linha horizontal sensivelmente a meio da imagem (b). 137
Fig. 3.24. Duas soluções para o aumento do tamanho do *speckle*: com a abertura circular e com a abertura rectangular. 138
Fig. 3.25. Potência espectral da FFT de imagens com portadora espacial obtidas com as aberturas circular (a) e rectangular(b). 138
Fig. 3.26. Aspecto típico de franjas primárias com uma portadora de sinal. 139
Fig. 3.27. Montagem de ICS para introdução de uma portadora nas franjas secundárias. 140
Fig. 3.28. Um padrão de franjas circulares (a) e a sua potência espectral (b). A introdução duma portadora naquele padrão de franjas (c) permite separar no domínio espectral as duas soluções possíveis (fase crescente e decrescente) (d). 141
Fig. 3.29. Principais limitações resultantes da introdução de uma portadora nas franjas secundárias de ICS. 142
Fig. 3.30. Uma imagem com uma portadora de baixa modulação espacial (a) tem um sinal que no domínio das frequências (potência espectral) anda muito próximo da frequência zero (b). 142
Fig. 3.31. Montagem para a gravação de hologramas digitais. 143
Fig. 3.32. Formação das franjas de interferência quando duas frentes de onda planas se cruzam no espaço (analogia com a formação de franjas *moiré*). 143
Fig. 3.33. Geometria da gravação dum holograma digital onde a frequência máxima corresponde à extremidade exterior do objecto. 144
Fig. 3.34. Os limites da frequência resolúvel pela câmara utilizada para registar hologramas digitais: (a) na direcção horizontal e (b) na direcção vertical. 144
Fig. 3.35. Quando se ultrapassa a frequência de Nyquist horizontal ocorre um fenómeno de subamostragem (*aliasing*), que pode criar frequências fantasma. 145

Fig. 3.36. Montagem com recurso a uma lente para ampliar o padrão de interferência de modo a poder ser resolvido pelo digitalizador (a). Reconstrução de um holograma com ampliação de 1:2 do padrão de interferência (b). Note-se o aparecimento das duas imagens no mesmo plano. 146
Fig. 3.37. Montagem alternativa para obtenção de hologramas de campo integral (a). O objecto "314" ocupando agora toda a área de reconstrução (b). A mesma reconstrução com subtracção para eliminar o termo de ordem zero (c). 147
Fig. 3.38. Uma bomba de engrenagens (a) e hologramas deste objecto gravados com diferentes comprimentos de onda: LASER de Argon λ=515 nm (b), LASER de Hélio-Neon λ=633 nm (c) e díodo LASER λ=784 nm (d). 148
Fig. 3.39. Vários processos de evidenciar a informação obtida numa transformada de Fourier através da aplicação de operadores e *masking*. 148
Fig. 3.40. Vários tipos de processamento da amplitude de hologramas digitais. Em (a) a amplitude tal como resulta da transformada de Fresnel. Considerando apenas a informação contida numa janela à volta do objecto (*masking*) (b). Aplicação do operador raiz quadrada sem (c) e com janela de *masking* (d). Aplicação do espectro logarítmico sem (e) e com *masking* (f). 149
Fig. 4.1. Mecanismo da filtragem espacial e forma usual de implementar o varrimento de uma área da imagem. 153
Fig. 4.2. Imagem com franjas secundárias de *speckle* (a) e filtragem passa-baixo usando a filtragem espacial por convolução (b). 155
Fig. 4.3. Holograma digital (a) e sua reconstrução numérica (b). Aplicação da filtragem passa-alto ao holograma digital (c) e o efeito obtido na sua reconstrução (d). 156
Fig. 4.4. Aplicação da filtragem passa-alto a franjas secundárias de *speckle*. Um caso de franjas estáticas antes (a) e após filtragem (b). E o caso dum fenómeno dinâmico (d) com uma modulação muito baixa (c). 157
Fig. 4.5. Imagem de um padrão de *speckle* (a) que aumenta significativamente de contraste quando lhe é aplicado um filtro passa-alto (b). O *threshold* permite eliminar a fase dos *speckles* (c). 158
Fig. 4.6. Mapa de fase módulo 2π (a) e aplicação do operador Laplaciano a esse mapa permitindo evidenciar as transições 2π da fase (b). 159
Fig. 4.7. Mapa de fase módulo 2π com ruído de *speckle* (a) e o resultado da aplicação de um filtro de mediana (b). 161
Fig. 4.8. Filtragem de uma imagem com franjas secundárias (a) usando o filtro recursivo apresentado (b). Compare-se com a filtragem da Fig. 4.2(b). 162
Fig. 4.9. Filtragem do *speckle* por média de 50 imagens (Løkberg, 1993). 164
Fig. 4.10. Mudança de escala no domínio espacial e suas consequências na transformada de Fourier. 166
Fig. 4.11. Deslocamento no domínio espacial e suas consequências na transformada de Fourier. 167
Fig. 4.12. O teorema da modulação que corresponde à introdução de um sinal portador modulado em amplitude pela função $f(x)$. 168
Fig. 4.13. As diferenças e semelhanças entre a convolução e a correlação. 168
Fig. 4.14. Amostragem duma função $f(x)$ e a sua transformada de Fourier, que é a repetição da transformada de $f(x)$ em intervalos de $1/\Delta$. 169
Fig. 4.15. Transformada de Fourier de uma função real. Centragem da transformada efectuada multiplicando a função por $(-1)^x$. O espectro logarítmico permite evidenciar a parte mais fraca do sinal. Partes real e imaginária da transformada de Fourier. 171
Fig. 4.16. A separabilidade permite obter a transformada bidimensional através de duas operações que envolvem apenas transformadas unidimensionais. 172
Fig. 4.17. Imagem com um pequeno rectângulo (a) e amplitude da sua transformada de Fourier (b). A centragem da transformada de Fourier ao colocar as frequências (0,0) no centro da imagem, torna a sua interpretação muito mais fácil (c). 174

Fig. 4.18. O espectro logarítmico da imagem da Fig. 4.17(a), a forma habitual de representação de uma transformada bidimensional. Em (b) mostra-se a sua representação pseudo 3D. 175
Fig. 4.19. Rotação do pequeno rectângulo da imagem Fig. 4.17(a) dá lugar a uma transformada da mesma forma da Fig. 4.18 rodada de um ângulo igual ao da rotação da imagem em torno da origem das frequências (b). 176
Fig. 4.20. Imagem com uma pequena elipse (a), a transformada de Fourier radial (b) e a transformada de Fourier tangencial (c). 178
Fig. 4.21. Transformada de Fourier bidimensional da imagem da Fig. 4.20(a) em coordenadas polares (a) e a mesma transformada com centragem na coordenada radial (b). 179
Fig. 4.22. Transformada de Fourier em coordenadas polares. Franjas circulares sem ruído (a) (b) e franjas circulares com ruído *speckle* (c) (d). 180
Fig. 4.23. Esquematização da filtragem de imagem através da aplicação de uma função de transferência no domínio espectral. 180
Fig. 4.24. Aplicação do filtro passa-baixo a um sinal com ruído do tipo *speckle*. 181
Fig. 4.25. Filtragem duma imagem de subtracção com *speckle* (a). À FFT (b) é aplicada a máscara ou função de transferência (c) onde a zona branca representa o sinal passante. A FFT inversa (d) permite obter a imagem com muito menos ruído de alta frequência. 182
Fig. 4.26. Características de resposta em frequência das janelas de atenuação mais conhecidas. 183
Fig. 4.27. Filtragem passa-baixo no domínio espectral sem e com atenuação da janela de filtragem. 184
Fig. 4.28. Comparação entre a filtragem usando a janela rectangular (a) e usando uma janela de Hamming para atenuação das frequências mais elevadas. 185
Fig. 4.29. Reconstrução de um holograma digital sem qualquer processamento especial (a). A atenuação do próprio holograma digital permite melhorar a visibilidade da reconstrução (b). A redução da abertura (amostra de 128×128) conduz ao aumento do tamanho do *speckle* (c). 186
Fig. 4.30. A filtragem passa-alto implementada com a FFT. Em (a) a imagem original que tem o espectro mostrado em (b). A aplicação da função de transferência (c) permite acentuar o padrão de interferência da imagem (d). 187
Fig. 4.31. Comparação entre a filtragem passa-alto por convolução espacial (a) e por filtragem espectral (b).188
Fig. 4.32. Modelo de aplicação do filtro logarítmico ou homomórfico. 189
Fig. 4.33. A imagem da Fig. 4.2 após a aplicação da função logaritmo (a) permite dispersar mais o ruído no domínio espectral (b). A filtragem usando a função de transferência de um filtro passa-baixo (c) permite, após FFT inversa e exponenciação, obter a imagem filtrada (d). 189
Fig. 4.34. Franjas de subtracção (a). Filtragem por normalização da modulação (b). Filtragem por normalização da modulação com pré-filtragem passa-baixo das imagens (c). Normalização da modulação por cálculo explícito da fase (d). 191
Fig. 4.35. Normalização das franjas com pré-filtragem das imagens antes do cálculo da fase (a) e adicionando a pós-filtragem da fase (b). Estes resultados foram obtidos com a fase calculada a partir de franjas secundárias. 192
Fig. 4.36. Franjas obtidas em *time average*: por subtracção de duas imagens com um desfasamento de π (a), usando a técnica de *max-min scan* (b) e usando o *max-min scan* normalizado (c). 194
Fig. 5.1. Aspecto da fase quando calculada a partir das funções arco tangente e arco co-seno. À esquerda a fase contínua (desembrulhada), à direita o resultado obtida com o cálculo usando as funções trigonométricas inversas. 198
Fig. 5.2. Franjas de adição (a) e de subtracção (b), e a determinação da fase usando a função arco co-seno(c) (as imagens foram filtradas antes do cálculo de fase para tornar o resultado mais claro). Em (d) é mostrada a fase que resulta do habitual cálculo com a função arco tangente. 199
Fig. 5.3. Significado de degrau de fase (α) e tempo de integração (δ) usados no *phase-shift*. 201
Fig. 5.4. Imagens de franjas obtidas por correlação *speckle* com degraus de fase relativos de $\pi/2$. (a) 0, (b) $\pi/2$ ou 90°, (c) π ou 180° e (d) $3\pi/2$ ou 270°. 204

Fig. 5.5. Sequência de processamento no cálculo de fase usando um único passo de fase. FFT do primeiro interferograma da Fig. 5.4 (a), máscara aplicada à FFT (b), imagem filtrada (c) e fase obtida a partir dos dois primeiros interferogramas (d). 205
Fig. 5.6. Fase obtida usando o mesmo método da Fig. 5.5 mas agora com uma deformação maior (mais franjas). 206
Fig. 5.7. A aplicação do *phase stepping* a um sinal unidimensional. Uma sequência de três sinais com diferente fase de referência é suficiente para resolver o problema da determinação da fase. 207
Fig. 5.8. Fase obtida com o método de três imagens (a), usando a expressão (5.22), e a respectiva filtragem usando um filtro de fase 11×11 (b). 207
Fig. 5.9. Fase obtida com o método de quatro imagens (a), e a respectiva filtragem usando um filtro de fase 11×11 (b). 208
Fig. 5.10. No caso da desmodulação de sinais de *speckle* uma opção pode ser usar um filtro passa-baixo para processar os sinais antes do cálculo da fase. 209
Fig. 5.11. O método Carré apresenta um erro característico quando o valor do *phase-shift* se aproxima de $\pi/2$, aumentando para valores mais elevados. 210
Fig. 5.12. Sequência de imagens quando se varia o *phase-shift* de 0 até 2π, isto é, uma franja completa. 213
Fig. 5.13. Histograma mostrando a dispersão típica do valor do *phase-shift* para os pontos de um interferograma. 214
Fig. 5.14. Sequência da determinação da fase usando franjas secundárias. Obtido um mínimo de três imagens a fase é calculada directamente das franjas secundárias correspondentes ao estado deformado do objecto. 214
Fig. 5.15. Três interferogramas com desfasamentos relativos de $\pi/2$ (a)(b)(c) obtidos com holografia interferométrica em tempo real e a fase calculada sem qualquer filtragem (d). 215
Fig. 5.16. Sequência da determinação da fase usando franjas primárias. Um mínimo de três imagens para cada estado do objecto permite calcular a fase das franjas primárias. A subtracção módulo 2π das fases primárias permite eliminar a fase aleatória do *speckle* e obter a fase das franjas secundárias. 216
Fig. 5.17. No cálculo da fase com imagens de *speckle* apesar do aspecto caótico das fases de cada um dos padrões a sua diferença módulo 2π resulta numa fase limpa. Isto deve-se à eliminação da fase aleatória do *speckle*. 216
Fig. 5.18. Obtenção da fase das franjas secundárias usando franjas primárias. Um interferograma primário (a). Fase das franjas primárias, onde o termo aleatório é dominante devido à fase aleatória do *speckle* (b). A subtracção módulo 2π da fase referência e deformada permite obter a fase das franjas secundárias (c). Filtragem da fase usando um filtro de fase 11×11 (d). 217
Fig. 5.19. Fase calculada usando apenas quatro interferogramas primários (a) e a respectiva filtragem usando um filtro de fase 11×11 (b). 219
Fig. 5.20. Esquema de obtenção da fase das franjas isoclínicas e isocromáticas. 220
Fig. 5.21. Três imagens obtidas no polariscópio plano com três orientações diferentes 0, 22.5 e 45° e a fase das franjas isoclínicas. 221
Fig. 5.22. Três imagens obtidas no polariscópio circular com três orientação diferentes do analisador 0, 45 e 90° e a fase das franjas isocromáticas. 222
Fig. 5.23. Comparação das funções co-seno e Bessel de ordem zero. Existe uma quasi-periodicidade na função de Bessel a partir do primeiro zero. 223
Fig. 5.24. Modulação da fase das franjas de *time average* (a)(b)(c)(d) e a determinação da fase usando um algoritmo idêntico ao usado nas franjas de correlação *speckle* (e). O resultado obtido por Nakadate (1986) para este modo de vibração (f). 224
Fig. 5.25. Esquematização da desmodulação espectral recorrendo à FFT. 226
Fig. 5.26. Aplicação da desmodulação espectral a um caso de projecção de redes. A imagem registada (a) é transformada através da FFT (b). Isolando a banda lateral de um dos harmónicos, transladando-a para

a origem (c) e efectuando a FFT inversa obtém-se a fase correspondente à forma do objecto. No caso de não se fazer a translação de origem (e) a fase obtida conterá também a fase da portadora (f). 227
Fig. 5.27. A aplicação da desmodulação espectral ao processamento de sinais de correlação *speckle* secundários é problemático devido à dificuldade de distinguir o sinal do ruído. 228
Fig. 5.28. Interferograma de correlação *speckle* com portadora nas franjas secundárias (a). Mapa espectral de Fourier com a máscara usada (b) e a fase calculada a partir da transformada inversa (c). 229
Fig. 5.29. Deformação de uma barra encastrada na extremidade esquerda e solicitada por um deslocamento imposto na outra (a). Mapa espectral de Fourier (b) e fase calculada a partir da imagem complexa obtida pela transformada inversa (c). 230
Fig. 5.30. Aplicação da determinação da fase a franjas monótonas em coordenadas polares (a). Mapa espectral e a janela de transferência utilizada (b). A transformada inversa permite calcular a fase mostrada em (c). Aplicação do mesmo método às franjas da imagem (a) da Fig. 5.4 (d). 231
Fig. 5.31. Esquematização da desmodulação espectral de interferogramas primários recorrendo à FFT. 231
Fig. 5.32. Processamento de um sinal usando a desmodulação espectral de padrões primários. 232
Fig. 5.33. Mapa espectral duma imagem com um padrão de *speckle* primário onde foi introduzida uma portadora (a), a fase obtida pela transformada inversa da janela assinalada (b) e a mesma fase com centragem da janela antes da transformada inversa (c). A diferença módulo 2π de dois mapas de fase permite obter a fase das franjas secundárias (d). O mesmo resultado obtido com o *phase stepping* (e). 234
Fig. 5.34. À esquerda um padrão de *speckle* gerado por uma fonte luz coerente, à direita um padrão de *speckle* obtido por pintura duma superfície. 235
Fig. 5.35. Dois casos de adição de padrões de *speckle* dando origem a *specklegramas* nos quais é possível ver o deslocamento sofrido pela superfície do objecto. 235
Fig. 5.36. Métodos de análise de resultados na fotografia *speckle*. À esquerda formação das franjas de Young (análise pontual), e à direita a filtragem espacial para obter as franjas de campo integral. 236
Fig. 5.37. Obtenção das franjas de Young, no caso duma translação, usando o processamento de imagem (a) e a função autocorrelação da janela anterior (b), que permite identificar o deslocamento médio sofrido pelos pontos da janela através da detecção do ponto assinalado. 237
Fig. 5.38. Franjas obtidas com fotografia *speckle* de luz branca no caso da deformação de um objecto (a) e no levantamento da sua forma (b), Burch e Forno (1982). 238
Fig. 5.39. Aplicação do método digital de fotografia *speckle* ao caso dum sinal unidimensional. 239
Fig. 5.40. Imagens do mesmo padrão de pontos quando no seu estado de referência (a) e após sofrer uma determinada deformação (b). 240
Fig. 5.41. Aplicação da fotografia *speckle* digital: (a) adição dos dois padrões da Fig. 5.40, (b) potência espectral da imagem anterior, (c) franjas obtidas por cálculo da amplitude do sinal do harmónico seleccionado e (d) fase do padrão de franjas. 241
Fig. 5.42. Franjas obtidas com diversos harmónicos permitindo alterar a direcção e a sensibilidade de medida. 242
Fig. 5.43. Fase das franjas obtidas com os diversos harmónicos. 243
Fig. 5.44. Desmodulação dum harmónico usando a rede regular (a) e usando um padrão de *speckle* (b). Com uma resolução de 512×512 pontos não é ainda possível usar padrões de *speckle*, no entanto é perceptível que um aumento na resolução permitirá usar este método. 245
Fig. 5.45. Processamento de uma área através do método de correlação espacial de *speckle* para obter o deslocamento médio dos pontos aí contidos. 247
Fig. 5.46. Correlação espacial dum sinal deslocado efectuada no domínio espectral. 248
Fig. 5.47. Processamento dos mesmos padrões da Fig. 5.37 usando a correlação espacial por FFT. A potência espectral de um dos padrões (a) e a transformada do produto de duas potências espectrais de padrões com deslocamento relativo: a correlação (b). Do lado direito, a evolução da correlação com α=0, 0.5 e 1 numa situação com mais ruído. 249

Fig. 5.48. Um padrão de *speckle* antes (a) e após deslocamento (b). A aplicação dum filtro passa-alto permite obter um padrão de maior contraste (c). 250
Fig. 5.49. Resultado da correlação usando uma segmentação de sub-imagens de 32×32 (a). Campo de deslocamentos no plano representados por pequenos vectores proporcionais ao valor do deslocamento (b). Mapa de deslocamentos na direcção horizontal (c) e vertical (d). 251
Fig. 5.50. Aumento da resolução por diminuição do passo e comparação com o método da fotografia *speckle* digital. Deslocamento horizontal (a) e (b), e deslocamento vertical (c) e (d). 252
Fig. 5.51. O campo de deslocamentos refinado correspondente à solução apresentada na Fig. 5.50(a) e (c). 253
Fig. 5.52. A desmodulação sinusoidal com um sinal unidimensional. Processamento de um sinal sinusoidal e de outro quase rectangular onde se pode ver o efeito de *rippling* na fase obtida. 255
Fig. 5.53. A desmodulação sinusoidal aplicada a um caso de projecção de redes (a). Como as franjas são de perfil rectangular a fase obtida tem muito efeito de *rippling* (b) que pode ser eliminado usando uma filtragem de fase (c). 256
Fig. 5.54. Três possibilidades de implementar a desmodulação sinusoidal modificada ou *phase stepping* espacial. 257
Fig. 5.55. Aplicação da desmodulação sinusoidal modificada (5 *pixel*) ao caso da Fig. 5.53. O resultado é mesmo superior ao da fase filtrada no caso anterior. 258
Fig. 5.56. A desmodulação sinusoidal modificada aplicada a um interferograma de correlação *speckle*: (a) franjas e (b) fase. Compare-se com a Fig. 5.28, notando que naquele método já existe uma filtragem implícita. 259
Fig. 5.57. Aplicação da desmodulação sinusoidal (a) e da desmodulação sinusoidal modificada (b) ao cálculo de fase diferencial. 259
Fig. 5.58. Aplicação da desmodulação sinusoidal à interferometria *speckle*. A desmodulação das franjas primárias (a) permite obter a fase correspondente a uma determinada posição do objecto (b). A subtracção módulo 2π das fases correspondentes a duas posições diferentes permite obter a fase (d) das franjas secundárias (c). 260
Fig. 5.59. Fase das franjas primárias obtida com a desmodulação sinusoidal modificada de 3 *pixel* (a) e a fase diferencial, a fase das franjas secundárias (b). 261
Fig. 5.60. Comparação dos diversos métodos para determinação da fase com franjas primárias de interferometria *speckle*: a desmodulação espectral usando a FFT (a), a desmodulação sinusoidal com 3 *pixel* (b), a desmodulação sinusoidal modificada usando 5 *pixel* (c) e o método de *phase stepping* (d). 262
Fig. 5.61. Diagrama de blocos de um *phase locked loop* (PLL) básico. 263
Fig. 5.62. O algoritmo PLL aplicado a um sinal (deformada) que modula em fase uma portadora. Na desmodulação directa e inversa pode ver-se uma certa ondulação (*rippling*) característica do funcionamento do PLL. 266
Fig. 5.63. Desmodulação de um sinal contido num interferograma com um sinal portador (a) usando o algoritmo PLL, que permite obter a fase já desembrulhada (b). Um dos métodos baseados na função arco-tangente resultaria numa fase módulo 2π (c). 267
Fig. 5.64. Representação esquemática do cálculo da fase na holografia digital. 267
Fig. 5.65. Reconstrução do holograma (a), onde se pode ver o objecto utilizado, e da sua fase (b). Fase obtida por subtracção, modulo 2π, de duas distribuições de fase correspondentes a posições distintas do objecto (d), que corresponde à fase das franjas secundárias (c). Filtragem da fase usando um filtro de fase 11×11 (e). 268
Fig. 5.66. Reconstrução de um holograma de Fourier (a). Reconstrução de um interferograma obtido com o mesmo objecto (b). Fase das franjas de interferência (c). Filtragem da imagem de fase usando um filtro de fase 5×5 (d). 269
Fig. 6.1. Varrimento de uma área de imagem à qual é aplicada uma filtragem. 272
Fig. 6.2. Uma imagem de *speckle* convencional (a) e a fase obtida sem qualquer processamento adicional (b). A filtragem das imagens de *speckle* (c) permite obter uma fase praticamente isenta de ruído (d). 273

Fig. 6.3. Termos proporcionais ao seno (a) e co-seno da fase (b) obtidos usando as expressões (6.1). Filtrando aqueles termos pode obter-se uma fase com muito menos ruído (c). 274
Fig. 6.4. A fase obtida das franjas secundárias (a) e a sua filtragem usando um filtro passa-baixo 5×5 com 5 passagens (b). É visível a destruição da informação nas zonas de transição 2π. O desfasamento de π da imagem (a) seguida da mesma filtragem permite obter uma outra imagem de fase (c) que após reposição na sua fase inicial apresenta as zonas de transição intactas (d). 276
Fig. 6.5. Imagens equivalentes às da Fig. 6.4 (b) e (d) usando agora um filtro de mediana com uma matriz 5×5. 277
Fig. 6.6. Distribuição típica dos pontos de uma matriz $N\times N$ quando se usam como coordenadas o numerador e denominador da expressão geral de cálculo de fase. 278
Fig. 6.7. Efeito do filtro de fase por média pesada num sinal unidimensional. 279
Fig. 6.8. Filtragem usando a média pesada pela modulação do sinal com matrizes 5×5 (a), 11×11 (b), 25×25 (c) e 33×33 (d). 280
Fig. 6.9. Imagem de fase em que são mostrados apenas os pontos com modulação superior a 0.8 (a). Substituição dos pontos com baixa modulação pelo valor do vizinho mais próximo (b). 281
Fig. 6.10. Potência espectral da imagem $I_t\text{sen}\phi$ (a). Após aplicação da máscara espectral e da FFT inversa obtém-se uma imagem com menos ruído (b). O mesmo procedimento aplicado à imagem $I_t\cos\phi$ (c). Em (d) a fase calculada usando as imagens (b) e (c). 282
Fig. 6.11. A filtragem da fase por modulação com portadora e filtragem espectral. A fase a filtrar (a) é usada para obter um padrão de franjas modulado por uma portadora (b). A FFT daquele padrão (c) permite filtrar o ruído de alta frequência e obter assim uma fase mais "limpa" (d). 283
Fig. 6.12. Fase inicial e padrões gerados a partir dela (a). Terceira iteração usando a filtragem espacial com novo cálculo da fase (b). 285
Fig. 6.13. Franjas geradas a partir da fase inicial com uma filtragem passa-baixo 5×5: (a) 0, (b) $\pi/2$ e (c) π. Fase recalculada com essas franjas (d). 286
Fig. 6.14. Franjas geradas numericamente após 40 iterações: (a) 0, (b) $\pi/2$ e (c) π. Fase calculada com as novas franjas (d). 287
Fig. 6.15. Evolução do aspecto da fase calculada iterativamente com filtragem espacial, para: 5 iterações (a), 10 iterações (b), 20 iterações (c) e 40 iterações (d). 288
Fig. 6.16. Método iterativo de filtragem da fase usando a filtragem espectral das franjas. Sinal inicial e respectiva FFT (a). Franjas à terceira iteração e novo cálculo da fase (b). 288
Fig. 6.17. Método iterativo com filtragem espectral. Potência espectral dos interferogramas (a). Franjas após 3 iterações, (b) 0 e (c) $\pi/2$. Fase obtida após as mesmas 3 iterações (d). 289
Fig. 6.18. Fase inicial, sinal com portadora e sua FFT (a). Fase obtida à terceira iteração usando a filtragem espectral com portadora e novo sinal com portadora para a iteração seguinte (b). 290
Fig. 6.19. Padrão de franjas gerada a partir da fase (a). Após 3 iterações o aspecto daquelas franjas é o da imagem (b) que apresenta uma potência espectral (c) muito mais "limpa" (compare-se com a Fig. 6.11(c)). Fase obtida à terceira iteração (d). 290
Fig. 7.1. O conceito do desembrulhar da fase. À esquerda a fase embrulhada com descontinuidades de 2π. À direita a fase desembrulhada. 292
Fig. 7.2. O desembrulhar da fase no caso bidimensional. A fase embrulhada pelas descontinidades de 2π(a). A fase desembrulhada (b). 292
Fig. 7.3. Varrimento duma área para desembrulhar da fase. Ao longo da linha o ponto de referência é o anterior. Ao começar uma nova linha a fase deve ser ajustada de acordo com o valor no ponto imediatamente acima. 294
Fig. 7.4. A fase calculada a partir de franjas secundárias (a). Filtragem e desembrulhar da imagem anterior (b). A mesma fase calculada a partir de franjas primárias (c) e a respectiva filtragem e desembrulhar (d). 296
Fig. 7.5. Diferenças usadas em quatro pontos vizinhos para detecção de inconsistências da fase. 297

Fig. 7.6. A evolução do *cellular automata* com (a) 3 iterações locais, (b) 1ª global e 99 locais, (c) 2ª global e 157 locais, (d) 3ª global e 237 locais, (e) 10ª global e 1212 locais, e (f) 11ª global e 1430 locais. 299
Fig. 7.7. Aplicação do algoritmo *minimum spanning tree* em três situações: à fase obtida das franjas secundárias (a)(b), à fase obtida das franjas secundárias com filtragem (c)(d) e à fase obtida a partir das franjas primárias (e)(f). 301
Fig. 7.8. Sistema de duas congruências (m_1=4, m_2=5) e a sua solução (m=20). No rectângulo temos b_1=3 e b_2=2 donde X=47(mod20)=7. 305
Fig. 7.9. Relação entre franjas obtidas para uma mesma função deslocamento usando dois períodos diferentes. 305
Fig. 7.10. Desembrulhar da fase duma placa circular sujeita a um momento central de direcção vertical tangente ao plano da superfície. (a) Franjas de correlação, (b) fase para a primeira deformada, (c) fase da segunda deformada e (d) diferença entre as duas imagens de fase anteriores. 307
Fig. 7.11. Prato circular fixo a uma estrutura rectangular por dois parafusos aplicados na parte superior e sujeito a um deslocamento na parte inferior (a). Fase obtida para esse deslocamento usando λ=488nm (b). A mesma fase mas obtida para λ=515nm (c). Fase desembrulhada usando o comprimento de onda sintético λ_{syn} (d). 308
Fig. 7.12. A fase dos casos da Fig. 7.10 e da Fig. 7.11 desembrulhada pelo método da árvore das menores diferenças. 309
Fig. 7.13. Exemplo das ordens de franja num caso simples, com λ_1=5 e λ_2=9 311
Fig. 7.14. Desmodulação bicolor com λ=488nm e λ=515nm. Situação normal (a) e efeito da introdução de um ligeiro erro num dos comprimentos de onda, que origina o colapso do algoritmo (b). 312
Fig. 7.15. Primeira sugestão para um interferómetro bicolor com modulação da fase por introdução de portadora. 313
Fig. 7.16. Segunda sugestão para um interferómetro bicolor com modulação da fase por introdução de portadora. 314
Fig. 7.17. Introdução de duas frentes de onda com portadoras ortogonais. As portadoras são introduzidas à custa das fibras ópticas colocadas à volta da abertura do sistema óptico formador de imagem. 315
Fig. 8.1. Obtenção experimental do mapa de direcções principais de tensão (fase das franjas isoclínicas) de um disco em compressão diametral na direcção vertical (a). Resultado teórico do mesmo problema (b).320
Fig. 8.2. Mapa de direcções principais de tensão de um anel em compressão diametral na direcção vertical com discretização das direcções na metade direita (a). Resultado teórico do mesmo problema (b), segundo Dally e Riley (1978). 321
Fig. 8.3. Imagem do polariscópio plano duma fatia cortada de um modelo tridimensional do fémur humano (a). Fase das franjas isoclínicas (b). Mapa vectorial das direcções principais de tensão (c). Mapa das direcções principais em curvas de nível (d) e trajectórias das tensões principais ou linhas isostáticas (e).322
Fig. 8.4. Fase das franjas isoclínicas de um modelo fotoelástico do dente duma engrenagem (a). Fase das isocromáticas com a anomalia de inversão de sinal assinalada pelas linhas brancas (b). 323
Fig. 8.5. Desfasamento angular ou fase das franjas isocromáticas de um disco em compressão diametral (a). Solução teórica do mesmo problema (b). 324
Fig. 8.6. Placa rectangular com entalhe lateral traccionada na direcção vertical. Mapa das direcções principais de tensão, de 0° a 90° (a). Desfasamento angular embrulhado (b) e desembrulhado (c). Gráfico da variação do desfasamento angular na direcção do entalhe (linha branca na imagem anterior) (d). 325
Fig. 8.7. Desfasamento angular da placa da Fig. 8.6 escalado em 16 níveis (a) e representação tridimensional da área rectangular assinalada pela linha branca na imagem da esquerda (b). 326
Fig. 8.8. Franjas isocromáticas do modelo do fémur humano, (a) em campo escuro e (b) em campo iluminado. (c) Fase das franjas isocromáticas. (d) Fase desembrulhada mostrando as zonas de máxima tensão de corte. 327

Fig. 8.9. Separação das tensões duma linha horizontal do disco em compressão diametral (a), obtida a partir da fase da Fig. 8.5. Resultado teórico (linhas a cheio) segundo Tsuji *et al.* (1990) para y/a=0.4 (b). 329
Fig. 8.10. Relação geométrica entre a distância h (distância de um ponto A do objecto ao plano de referência) e a distância CD. 331
Fig. 8.11. Levantamento da forma de uma peça obtida por estampagem. (a) Rede projectada na superfície da peça. (b) Potência espectral da FFT. (c) Fase da rede depois de retirada a portadora de sinal. (d) Fase desembrulhada e (e) perspectiva da imagem de fase que mostra a forma do objecto. 332
Fig. 8.12. Levantamento da forma da porta de um veículo automóvel: (a) a rede projectada na porta, (b) a potência espectral da FFT, (c) a fase embrulhada, (d) a máscara usada para isolar o objecto, (e) a fase mascarada e (f) a forma da porta (fase desembrulhada) codificada em níveis de cinzento. 333
Fig. 8.13. Duas vistas tridimensionais do levantamento da forma da porta de automóvel da Fig. 8.12. 334
Fig. 8.14. Levantamento da forma de uma prótese da anca. (a) A rede projectada na prótese, (b) a fase embrulhada, (c) a forma da prótese (fase desembrulhada) codificada em níveis de cinzento, (d) a forma em curvas de nível e (e) uma perspectiva da forma do objecto. 335
Fig. 8.15. Sistema de levantamento de forma com mesa rotativa para o varrimento a 360° dos objectos. 336
Fig. 8.16. Objecto iluminado com radiação coerente (a). *Specklegrama* obtido por adição de duas imagens do objecto com uma rotação relativa (b). FFTs locais para determinação do pico de correlação (c). Mapa de deslocamentos no plano (d). 337
Fig. 8.17. Porção de uma barra de borracha (área rectangular indicada no esquema) (a). Mapa dos deslocamentos no plano (b). Deslocamentos na direcção x (c), e deslocamentos na direcção y (d). Em (c) e (d) a transição de intensidade representa uma variação de um *pixel* no valor do deslocamento. 338
Fig. 8.18. Interferómetro de correlação *speckle* para medição de deslocamentos no plano. 339
Fig. 8.19. Fase do deslocamento no plano e na direcção perpendicular à fenda numa placa rectangular de material compósito (a). Filtragem da fase (b) e eliminação da translação de corpo rígido (c). Fase desembrulhada mostrando a descontinuidade de deslocamentos na zona da fenda (d). 341
Fig. 8.20. Imagem do implante introduzido num osso bovino (a). Área analisada (b), como indicado na imagem da esquerda. 342
Fig. 8.21. Deslocamentos na direcção da interface (direcção x na Fig. 8.20): (a) implante simplesmente ajustado, (b) implante colado e (c) resultado do FEM para o implante colado. Deslocamentos na direcção perpendicular à interface (direcção y na Fig. 8.20): (d) implante simplesmente ajustado, (e) implante colado e (f) resultado do FEM para o implante colado. 343
Fig. 8.22. Sistema de carregamento da estrutura *spidernet* e disposição do interferómetro (a). Membrana usada na estrutura, iluminada pela radiação coerente (b). Fase para uma carga imposta (c) e a mesma fase desembrulhada mostrando a deformação sofrida pela membrana (d). 345
Fig. 8.23. Estrutura *spidernet* em alumínio sujeita a um carregamento (a). Aumento do carregamento (b) e isolamento da informação relevante (c). 345
Fig. 8.24. Interferómetro de correlação *speckle* para medição de deslocamentos fora do plano. 346
Fig. 8.25. Fase do deslocamento perpendicular ao plano da placa rectangular de material compósito (a). Filtragem da fase (b) e mapa de deslocamentos (c). Vista tridimensional do mapa de deslocamentos (d).348
Fig. 8.26. Suporte utilizado para ensaiar as placas 10×20cm mostrando também o sistema de carregamento em flexão (a). Fase duma solicitação em flexão (b) e desembrulhar da fase de uma das placas (c). Gráfico de deslocamento ao longo da linha traçada na imagem anterior (d). 349
Fig. 8.27. Franjas, fase das franjas e deslocamento (na direcção de F) para: (a) solicitação de tracção num acessório colocado na extremidade do tubo, (b) solicitação de flexão num acessório colocado na extremidade do tubo, (c) solicitação de tracção num acessório colocado a meio do tubo, e (d) solicitação de flexão num acessório colocado a meio do tubo. 351
Fig. 8.28. Amostras de material com revestimento (a). Fase da deformação sofrida após aquecimento da amostra (b). Fase desembrulhada (c). 352

Fig. 8.29. Maxilar inferior dotado de esquelética carregada no seu penúltimo molar. Franjas de deformação (a), e a fase das mesmas (b). 352
Fig. 8.30. Interferómetro de correlação *speckle* para medição do gradiente dos deslocamentos fora do plano: a *shearography*. 353
Fig. 8.31. Imagem da célula de *shearography* LOME1 (a), e pormenor do seu interior (b). 354
Fig. 8.32. Esquema do sistema de *shearography* portátil do LOME. 354
Fig. 8.33. Sequência típica de processamento de interferogramas de *shearography*: (a) franjas de correlação, (b) fase das franjas, (c) filtragem da fase, (d) desembrulhar da fase e (e) perspectiva tridimensional da fase desembrulhada. 355
Fig. 8.34. Detecção de defeitos num painel da fuselagem traseira dum Super Puma. (a) franjas, (b) fase, (c) fase desembrulhada, e (d) vista 3D da fase desembrulhada. (e) Aspecto do componente quando foi fixado à mesa óptica. 356
Fig. 8.35. Vários exemplos de detecção de defeitos em materiais compósitos usados em veículos aerospaciais. 357
Fig. 8.36. Aplicação do teorema da derivação como sugerem Sciammarella e Bhat (1991) (a) e como sugerido neste trabalho (b). 360
Fig. 8.37. Exemplo simples da derivação usando a DCM. 361
Fig. 8.38. Imagem de fase (a) derivada de várias formas: (b) na direcção horizontal, (c) na direcção vertical e (d) na direcção diagonal. 362
Fig. 8.39. Derivação numérica da fase. (a) Padrão de franjas e (b) fase desse padrão. (c) Filtragem da fase embrulhada, e (d) derivação numérica na direcção horizontal permitindo eliminar as franjas de deslocamento global. 363
Fig. 8.40. A *shearography* aplicada ao mesmo objecto da Fig. 8.39 mostrando-se: (a) a fase do *shearograma* e (b) a fase filtrada. 364
Fig. 8.41. (a) Franjas geradas a partir da fase (d) da Fig. 8.39. (b) Derivada da fase (c) da Fig. 8.39 na direcção vertical e (c) franjas geradas a partir desta fase. 364
Fig. 8.42. Componente com um defeito múltiplo: (a) a fase, (b) a fase filtrada e desembrulhada e (c) a derivada na direcção vertical. 364
Fig. 8.43. (a) Sinais modulados pela função J_0 com argumento variando linearmente e com vários fasores igualmente espaçados. (b) Fase obtida usando as expressões do método *phase stepping*. 366
Fig. 8.44. Placa rectangular de fibra de carbono a vibrar no quarto modo a cerca de 655 Hz (a). Pseudo-fase das franjas J_0 (b) e forma própria de vibração (c). Franjas J_0 geradas a partir da pseudo-fase (d). 367
Fig. 8.45. Modos próprios de vibração de uma placa circular encastrada ao longo do bordo. Para cada modo, da esquerda para a direita: franjas J_0, fase e forma própria de vibração. 369
Fig. 8.46. Sequência de imagens obtida para a animação de um dos modos próprios de vibração (1978 Hz) da placa circular. 370
Fig. 8.47. Diagrama de tempos para a interferometria pulsada usando um câmara de transferência interlinha (Spooren, 1991). 371
Fig. 8.48. Placa após o impacto de uma esfera: (a) franjas de correlação e (b) respectiva fase. 372
Fig. 8.49. Registo sequencial dum fenómeno transitório para tempos após impacto de: 20, 100, 140, 200, 320 e 510ms. 373
Fig. 8.50. Interferómetro para holografia digital. 374
Fig. 8.51. Fase das franjas resultantes da solicitação na extremidade livre (direita) de uma placa encastrada na extremidade oposta (a). Vista tridimensional da deformada (b). Deformada mostrando o perfil de uma linha vertical e doutra horizontal (c). 375
Fig. 8.52. Franjas numa lâmina de corte duma guilhotina hidráulica (a). Fase das franjas determinada usando a desmodulação espectral sem centragem (b). Deslocamentos perpendiculares ao plano da lâmina (c). 376
Fig. 8.53. Membrana circular solicitada por carga magnética central: (a) fase, (b) fase desembrulhada e (c) levantamento da deformada. 377

Fig. 8.54. Hologramas digitais: (a) etiqueta "314" usando um LASER He-Ne, (b) bateria de 9 Volts, (c) bomba de engrenagens e (d) membrana deformada usando o díodo LASER, (e)(f) modos próprios de vibração da membrana usando o LASER de Argon. 377

Lista de Abreviaturas

A/D	Analógico/Digital
ALU	*Arithmetic Logic Unit*
Appl.	*Applied*
CCD	*Charge Coupled Device*
CCIR	*Comité Consultatif de la Radiodiffusion*
CERN	*European Laboratory for Particle Physics*
CID	*Charge-Injection Device*
D/A	Digital/Analógico
DCM	*Differential Cross Multiplier*
DCT	*Discrete Cosine Transform*
DEMEGI	Departamento de Engenharia Mecânica e Gestão Industrial da FEUP
DSP	*Digital Signal Processor*
DSPI	*Digital Speckle Pattern Interferometry*
ed.	*Editor*; *edition*
Eng.	*Engineering*
ESPI	*Electronic Speckle Pattern Interferometry*
EUCLID	*EUropean Co-operation for the Long term In Defense*

Exp.	*Experimental*
FDM	*Finite Differences Method*
FEM	*Finite Element Method*
FEUP	Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto
FFT	*Fast Fourier Transform*
FRT	*Fresnel Transform*
ICEM	*International Conference on Experimental Mechanics*
ICS	Interferometria por Correlação de *Speckle*
IH	Interferometria Holográfica
IHD	Interferometria Holográfica Digital
IHDE	Interferometria Holográfica de Dupla Exposição
IHS	Interferometria Holográfica *Sandwich*
IHTA	Interferometria Holográfica em *Time Average*
IHTR	Interferometria Holográfica em Tempo Real
ILUT	*Input Look-up Table*
IMF	Interferometria de Medição de Fase
INEGI	Instituto de Engenharia Mecânica e Gestão Industrial
J.	*Journal*
JPEG	*Joint Photographic Experts Group*
LASER	*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*
Lett.	*Letters*
LHC	*Large Hadron Collider project*
LOME	Laboratório de Óptica e Mecânica Experimental
LUT	*Look-Up Table*
LZW	Lempel, Ziv e Welch (algoritmo de compressão)
MCP	*Microchannel Plate*
Mech.	*Mechanics*

MID	Metrologia Interferométrica Digital
MOS	(Condensador) Metal Óxido-Silício
MPEG	*Motion Pictures Experts Group*
NDT	*Non Destructive Testing*
Opt.	*Optics*; *optical*
OSA	*Optical Society of America*
PC	*Personal Computer*
Phys.	*Physics*
PLL	*Phase Locked Loop*
Proc.	*Proceedings*
PROCIM	*Software* de PROCessamento de IMagem do LOME
PZT	*Piezo-electric Transducer*
RAM	*Random Access Memory*
SAR	*Synthetic Aperture Radar*
Sci.	*Scientific*
SEM	*Society for Experimental Mechanics*
SPIE	*International Society for Optical Engineering*
Syst.	*System(s)*
Tech.	*Technology*; *techniques*
VCO	*Voltage Controlled Oscillator*
YAG	*Yttrium Aluminum Garnet*

Lista de Símbolos

a, A	constante; amplitude; matriz de coeficientes
b, B	constante; distância; matriz de coeficientes; desvio de fase (*bias*)
c	matriz imagem; constante fotoelástica
C	variável auxiliar
D	diâmetro; distância
d	distância; dimensão; deslocamento; (... relativo a) deformada
E	valor esperado (estimativa)
f	distância focal; frequência; matriz imagem
F	F *number* (relação distância focal/abertura); transformada de f; função
g	matriz imagem
G	transformada de g; operador gradiente
h	função de transferência (máscara); matriz imagem; espessura; medida de desnível
H	transformada de h
i	$\sqrt{-1}$; matriz imagem
I	intensidade; matriz imagem
J_0	função de Bessel de ordem zero do primeiro tipo
K	constante; matriz de constantes

k	sequência de inteiros
k,l	coordenadas espaciais discretas (plano do holograma/CCD)
l, L	distância
M	(... relativo a) média; ampliação
m	inteiro
N, M	dimensões da matriz imagem
n, N	variável inteira; número (ordem) de franja; índice de refracção
O	frente de onda objecto
p	passo de uma rede de projecção; espaçamento das franjas
R	transformada de r; frente de onda de referência
r	vector posição (x,y,z); (... relativo a) referência; distância; ruído
r,θ	coordenadas polares
r,s	coordenadas espaciais discretas (plano da imagem)
s	matriz imagem
S	transformada de s
t	transmitância de amplitude; espessura
U	frente de onda objecto
u,v,w	deslocamentos na direcção das coordenadas espaciais x,y,z; coordenadas no espaço de Fourier
V	contraste de imagem
X	solução
x,y,z	coordenadas espaciais
z	matriz imagem
Z	transformada de z
σ	desvio padrão; tensão normal
τ	tensão de corte; factor de ganho

ρ,ϕ	coordenadas polares no plano de Fourier
Γ	amplitude complexa
Φ	operador "embrulhar"
γ	ângulo
α	ângulo entre a referência e uma das direcções principais; incremento de fase (*phase shift*); constante
ω	frequência
δ	intervalo de integração
θ	ângulo; ângulo entre feixes ou frentes de onda
β	ângulo entre o eixo do polarizador e uma das direcções principais
Δ	atraso de fase entre os vectores rápido e lento; variação (diferença)
λ	comprimento de onda
ϕ	fase das franjas (secundárias)
ψ	fase do *speckle* (franjas primárias)
ν	frequência espacial
ξ	frequência espacial
ξ,η	coordenadas espaciais (plano de imagem); coordenadas no plano de Fourier
η	ruído *speckle*; direcção arbitrária no plano de imagem
ε	ruído electrónico

1

Introdução

Grande número trabalhos experimentais e processos industriais fornecem informação sob a forma de imagens. A maioria destas imagens não são simples fotografias, mas antes registos que contêm informação da distribuição de um qualquer parâmetro físico, ou seja o que podemos chamar de imagens funcionais. Por exemplo uma imagem de fotoelasticidade conterá informação sobre as tensões principais e suas direcções ou eventualmente sobre a deformação sofrida, uma imagem de interferometria holográfica conterá informação de deslocamentos ou suas derivadas, uma imagem de *moiré* ou de projecção de redes conterá informação da forma de um objecto ou mesmo do seu deslocamento entre duas posições. Frequentemente estas imagens são analisadas apenas qualitativamente, uma vez que a sua análise quantitativa é complexa, isto quando se utilizam as ferramentas normalmente disponíveis.

Nas duas últimas décadas o processamento digital de imagens evoluiu de forma acentuada de modo a tornar-se uma disciplina bastante desenvolvida e com enormes potencialidades, tendo sido aplicada em diversos campos com bastante sucesso. Contudo, o processamento digital de imagens normalmente divulgado na literatura é relativo sobretudo ao reconhecimento de padrões e problemas afins, Gonzalez e Wintz (1977), Jain (1989), Pratt (1978), Rosenfeld e Kak (1976), Schalkoff (1989), Jähne (1997), Awcock e Thomas (1995). Aí são sobretudo efectuadas operações como a restauração e melhoria das imagens, a extracção e classificação de formas, enquanto os aspectos metrológicos, como a estimativa e determinação de parâmetros, raramente são considerados. Assim, a maioria das operações efectuadas com o processamento de imagem é dedicado à análise qualitativa.

A metrologia de imagem funcional, definida como a arte e ciência de medir quantidades físicas a partir de imagens funcionais, ainda não evoluiu para uma disciplina uniforme e coerente de conhecimento geral. Por questões de facilidade computacional e potencial automatização, o processamento digital de imagens deve ser integrado na metrologia de imagem funcional. Esta necessidade é explicada pela utilização de técnicas de processamento de imagem na obtenção de quantidades físicas, *e.g.* máximos/mínimos, zeros de quantidades em análise, determinação da

fase, etc. As questões relativas a ruído presente nas imagens, precisão de cálculo, erros de discretização e obtenção de parâmetros físicos no âmbito do processamento digital de imagem devem também ser estudadas.

1.1 Objectivos, Motivações e Enquadramento

O âmbito da metrologia funcional de imagem e o processamento digital de imagens é demasiado vasto para ser aqui discutido. Por isso, vamos apenas referir-nos ao desenvolvimento e aplicação de técnicas de processamento de imagem na análise de padrões de interferência obtidos por métodos ópticos. O nosso objectivo é extrair a informação metrológica contida naqueles padrões de interferência, que assim sendo se poderá designar por Metrologia Interferométrica Digital (MID).

O trabalho agora apresentado representa a continuação e expansão do anteriormente desenvolvido, Chousal (1991), que teve como objectivo fundamental aplicar o processamento de imagem às imagens obtidas em fotoelasticidade. Na publicação citada foram desenvolvidas duas abordagens distintas no processamento de imagens obtidas na análise experimental de tensões por fotoelasticidade. A primeira abordagem consistiu em desenvolver métodos que permitissem isolar e detectar as franjas. Esta forma de processamento exige o conhecimento à *priori* da ordem das franjas e além disso desperdiça informação contida nas imagens funcionais que depois terá de ser interpolada com base nas franjas antes isoladas. É contudo um método muito geral permitindo, sem a necessidade de qualquer modificação, processar qualquer tipo de franjas. Apesar das limitações deste tipo de abordagem, este método de processamento continua a ser bastante utilizado hoje em dia devido ao facto de ser de simples implementação. A segunda abordagem foi feita com base nos métodos de determinação da fase das franjas de interferência. Este tipo de processamento utiliza toda a informação contida na imagem funcional, não havendo, por isso, necessidade de efectuar interpolações dos parâmetros a determinar. Por outro lado, a ordem das franjas é perfeitamente conhecida, sendo apenas necessário localizar a franja de ordem zero para que todas as outras fiquem definidas de forma absoluta. Em Chousal (1991) os métodos de fase foram aplicados exclusivamente a franjas obtidas por análise fotoelástica.

No LOME (Laboratório de Óptica e Mecânica Experimental), onde o autor desenvolveu o trabalho aqui apresentado, desde há alguns anos que se vêm realizando trabalhos na área da interferometria holográfica e *speckle*, Pimentel (1987), Vaz (1987), Teixeira (1995), Vaz (1995), Santos (1996) e Martins (1996), isto sem incluir os muitos artigos publicados. Refira-se também o trabalho do grupo de Óptica Quântica da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, com o qual o LOME manteve uma estreita ligação, Lage (1987) e Gomes (1988). Na evolução natural dos trabalhos antes desenvolvidos no LOME, julgou-se oportuno aplicar os métodos de determinação de fase à interferometria holográfica e *speckle*. A aplicação do processamento digital de imagem traz muitas vantagens aos métodos ópticos de interferência. Assim podemos destacar os mais importantes: (i) à análise qualitativa é adicionada a análise quantitativa, (ii) possibilidade de distinguir automaticamente a ordem das franjas e sobretudo (iii) uma melhoria significativa da qualidade das imagens e resultados, especialmente nos casos que envolvam a formação de *speckle*. Basta referir que actualmente qualquer trabalho desenvolvido no LOME é apresentado desta forma, pois a melhoria na qualidade dos resultados é assinalável. Algumas das aplicações deste trabalho no processamento de imagens funcionais puderam já ser vistos em Vaz (1995) e Santos (1996).

A fotoelasticidade foi durante muito tempo um dos métodos por excelência para a análise experimental de tensões, possibilitando o estudo de peças e estruturas de geometria complexas sujeitas a solicitações diversas. Os objectos a estudar devem ser representados por modelos fotoelásticos ou então revestidos com películas em material fotoelástico. A fotoelasticidade baseia-se na propriedade que determinados materiais transparentes amorfos, isotrópicos quando livres de tensões, têm de se tornarem anisotrópicos quando sujeitos a um estado de tensão não nulo. Nestas circunstâncias apresentam características semelhantes às dos materiais cristalinos. A anisotropia é temporária pois só se mantém enquanto o estado de tensão não nulo se mantiver, sendo ainda proporcional ao campo de tensões instalado. Este comportamento também conhecido por birrefringência temporária foi descoberto por Sir David Brewster em 1816.

No princípio dos anos 60, com o aparecimento do LASER e da holografia, abriu-se a possibilidade a uma nova técnica de análise experimental de tensões: a interferometria holográfica. Historicamente, a interferometria óptica é um dos métodos metrológicos mais precisos. A holografia tornou possível o registo duma qualquer frente de onda com a qual o objecto original poderia ser reconstruído. A percepção de profundidade permitiu o estudo de objectos de geometria complexa, antes difícil ou mesmo impossível. Horman (1965) foi o primeiro a sugerir a aplicação da holografia à interferometria. Powel e Stetson (1965) foram os primeiros a publicar trabalhos sobre a análise da vibração de objectos com reflexão difusa e, logo de seguida, surgiram outros trabalhos sobre a interferometria holográfica de dupla exposição e em tempo real: Burch (1965), Collier *et al.* (1965) e Haines e Hildebrand (1966). Na interferometria holográfica, dois campos ópticos, correspondendo a estados distintos dum mesmo objecto, são levados a interferir. O padrão de interferência registado, que se encontra sobreposto ao objecto, contém informação que é directamente relacionável com as alterações verificadas no estado do objecto.

A aplicação de técnicas digitais à holografia veio criar um novo campo de trabalho, Yaroslavskii e Merzlyakov (1980). Contudo muito deste trabalho é dedicado à computação óptica e hologramas gerados por computador. A avaliação digital de interferogramas holográficos foi também objecto de razoável interesse e alguns resultados impressionantes foram obtidos por Bellani (1974), Biedermann (1977) e Dandlinker (1980). A análise quantitativa de hologramas obtidos deste modo pode ser muito facilitada e automatizada de forma notória se forem utilizadas técnicas de processamento digital de imagem, Takeda *et al.* (1982). Mais tarde esta vertente da holografia viria a utilizar o registo sob a forma digital e a reconstrução numérica de hologramas, Schnars e Jüptner (1994). Apesar da baixa resolução dos meios de registo vídeo, quando comparados com os filmes habitualmente usados, os resultados são extraordinários, como teremos oportunidade de mostrar ao longo deste trabalho.

Os avanços na física do estado sólido e nas tecnologias de processamento de materiais, nos fins dos anos 70, trouxeram uma grande evolução aos sensores de vídeo. Contudo os filmes fotográficos continuaram a ser o meio mais utilizado para o registo de hologramas. Várias tentativas de substituição foram feitas, como por exemplo o uso dos filmes termoplásticos, com um processo de revelação muito mais cómodo e fácil. Mas se o que se pretende é o processamento digital de imagem, a câmara vídeo é favorecida tendo em conta a sua compatibilidade imediata com o processamento electrónico de dados. Várias foram as tentativas neste sentido, com resultados diversos nos vários níveis de aplicação. Uma destas integrações foi a que resultou no que se conhece como *Electronic Speckle Pattern Interferometry* (ESPI) baseado em técnicas de gravação e subtracção do sinal de vídeo, Butters *et al.* (1978). Outras técnicas incluíam a utilização dos chamados sensores inteligentes para a análise de imagens. Sendo a holografia muito mais exigente em termos de resolução, seria necessário ter cerca de

10000 *pixel* por linha, enquanto que as câmaras normalmente utilizadas raramente chegam aos 1000 *pixel* por linha. No entanto, fechando consideravelmente o ângulo entre os feixes que interferem, é possível gravar hologramas em registo vídeo, Schnars e Jüptner (1994).

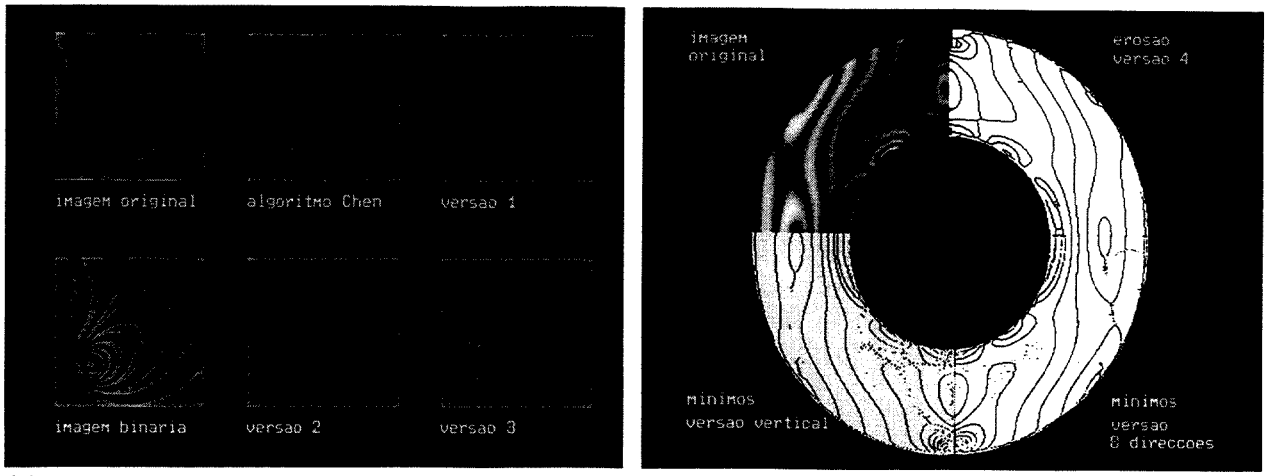
A evolução da MID deve-se sobretudo ao desenvolvimento da electrónica, mais concretamente das câmaras digitais, placas dedicadas à aquisição e processamento de imagem e dos computadores de baixa gama (computadores pessoais e estações de trabalho). Estes tornaram possível obter grandes capacidades de cálculo e de armazenamento de dados com um preço relativamente baixo, generalizando a utilização destes meios de processamento. A disponibilidade destes meios de processamento permitiu uma evolução significativa da metrologia de imagem funcional e consequentemente da MID. Estamos convictos de sermos pioneiros, no nosso país, na utilização da MID para quantificar deslocamentos, formas ou tensões em objectos. Deste facto resultou uma motivação suplementar para a concretização deste trabalho, que, esperamos, seja uma contribuição válida para a evolução da MID.

1.2 Desenvolvimento e Evolução do Trabalho

A evolução cronológica do trabalho não tem correspondência na sequência dos capítulos desta tese, por razões de organização de assuntos e de coerência do trabalho. Por isso se julgou conveniente fazer uma breve referência à sequência e evolução do trabalho, o que permitirá também compreender melhor todo o enquadramento e motivações que envolveram o seu desenvolvimento e concepção.

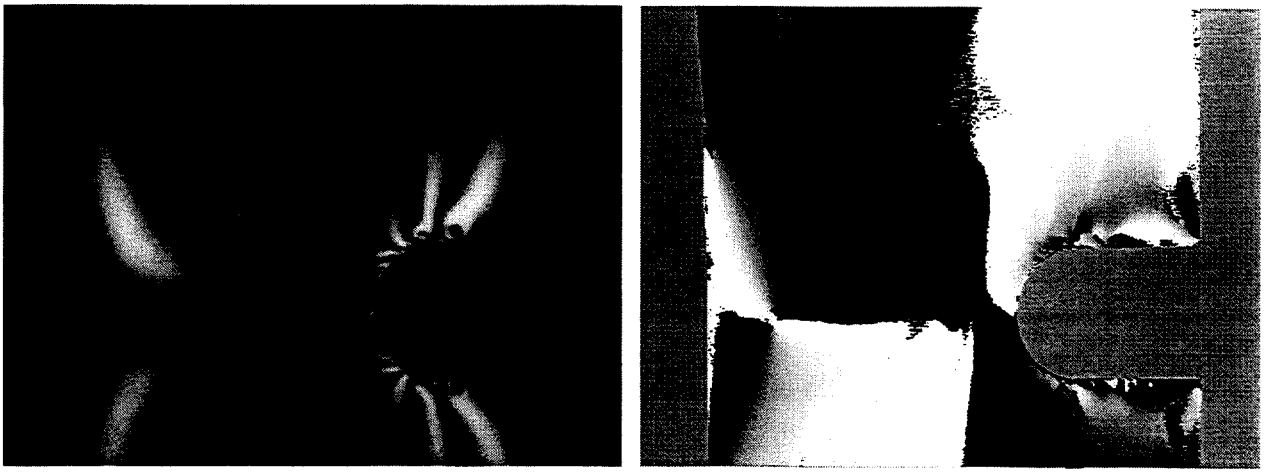
No trabalho desenvolvido nos últimos anos pelo autor, a utilização do processamento de imagem começou por se fazer na fotoelasticidade, Chousal (1991). Como já foi referido, a primeira abordagem foi a da determinação do centro das franjas, quer por redução a dois níveis de intensidade (*threshold*) seguida de erosão das franjas, quer por detecção de mínimos nas imagens funcionais. Estes métodos não fazem, normalmente, aproveitamento de toda a informação presente nas imagens funcionais. Por exemplo, no método de erosão a imagem é sujeita primeiramente a uma operação de binarização, ficando reduzida a dois níveis: branco e preto. Nesta operação é perdida quase toda a informação de intensidade. A detecção de mínimos apesar de utilizar a intensidade para a localização daqueles, rejeita depois toda esta informação retendo, tal como no método anterior, apenas os esqueletos das franjas. A Fig. 1.1 mostra exemplos de aplicação dos métodos acima descritos, que não são, no entanto, incluídos neste trabalho (para mais detalhes ver Chousal, 1991).

Antes do processamento digital de sinal, a contagem das franjas era o processo disponível para analisar as imagens de fotoelasticidade. Para a determinação das direcções principais, o processo era ainda mais complicado, pois era necessário fazer um carregamento muito reduzido de modo não aparecerem muitas franjas isocromáticas. Estas, no caso do polariscópio plano, aparecem misturadas com as isoclínicas. Este cuidado destinava-se a perturbar o menos possível a determinação da posição das franjas isoclínicas. Além disso, para estabelecer o mapa das direcções principais (discretizado neste caso, *e.g.* 10°, 20°, 30°, etc.) era necessário fotografar cada uma das posições do polariscópio e depois fazer a determinação das franjas e a sua sobreposição para construir finalmente o referido mapa, Dally e Riley (1978). Com a determinação da fase das franjas isoclínicas (capítulo 5), a partir de um mínimo de 3 imagens funcionais é possível obter aquele mapa, com a vantagem de ser contínuo, isto é apresenta todas as inclinações possíveis para as direcções principais de tensão. Na Fig. 1.2 é feita a comparação duma imagem do polariscópio plano, com franjas isocromáticas e as isoclínicas de 0 e 90°, e a



(a) (b)

Fig. 1.1. Detecção dos centros das franjas, os primórdios do processamento de imagem na MID.



(a) (b)

Fig. 1.2. Imagem das franjas isoclínicas de 0 e 90° juntamente com as franjas isocromáticas (a), e a fase das franjas isoclínicas codificada em níveis de cinzento (0 a 90°) (b).

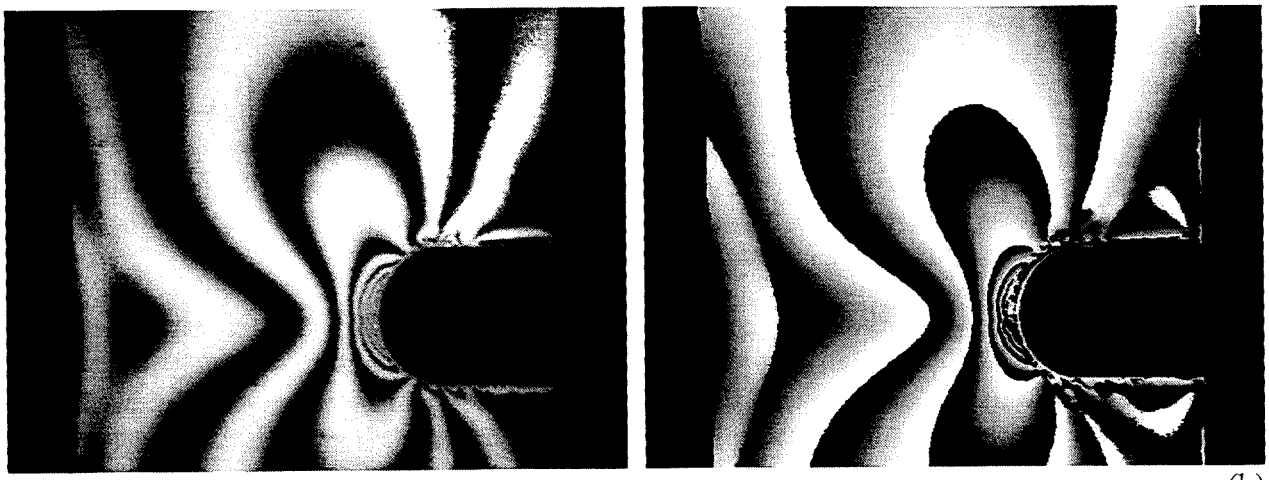
duma imagem do polariscópio plano, com franjas isocromáticas e as isoclínicas de 0 e 90°, e a fase das franjas isoclínicas codificada em níveis de cinzento, 0 (preto) representa 0° e 255 (branco) representa 90°. Refira-se que nenhum processamento especial é feito para eliminar as franjas isocromáticas, enquanto que com os métodos tradicionais esta mesma separação é um processo complicado e requer alguma experiência.

Ainda na fotoelasticidade, o mesmo processo pode ser aplicado às franjas isocromáticas (capítulo 5). O polariscópio circular permite obter as franjas isocromáticas que representam o lugar dos pontos com o mesmo valor de tensão de corte máxima no plano de observação. No caso das configurações em campo iluminado e campo escuro as franjas isoclínicas não aparecem sobrepostas às isocromáticas. Mas tal já não se pode dizer para outras posições para as quais o efeito das franjas isoclínicas se faz sentir criando alguns problemas de difícil resolução, como teremos oportunidade de ver com a apresentação do trabalho. O processo habitual de determinação de ordens fraccionárias é pontual e moroso, como nos caso dos métodos de

compensação de Babinet-Soleil e Tardy, exigindo o conhecimento das direcções principais de tensão para o ponto em estudo, Dally e Riley (1978). Outro dos problemas da análise tradicional é que as franjas são bandas relativamente espessas quando obtidas por processos fotográficos (teoricamente deveriam ser linhas) isto apesar dos métodos desenvolvidos para eliminar este efeito, nomeadamente a sobre exposição. Este problema é resolvido quando se determina a fase das franjas. Na Fig. 1.3 mostra-se o aspecto das franjas isocromáticas, agora sem a presença das isoclínicas (compare-se com a Fig. 1.2(a)), e a respectiva fase. O significado da codificação em níveis de cinzento é que os 256 níveis de cinzento são usados para representar o intervalo de 0 a 2π, sendo o 0 representado pelo nível 0 (preto) e o 2π pelo nível 256 (branco). Este tipo de representação será usada doravante, como aliás é feito pela generalidade da comunidade científica que se dedica a esta área de investigação.

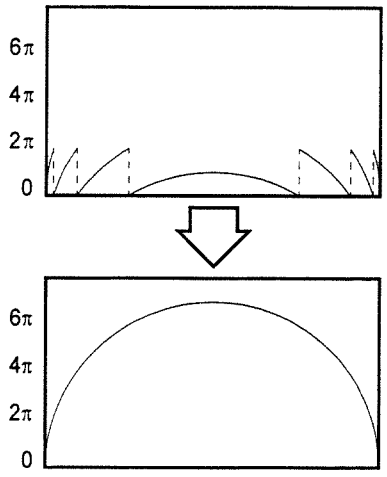
Como se poderá facilmente verificar, desde que se conheça a ordem da franja num ponto todos os outros ficam definidos, isto após a eliminação dos saltos de 2π que são devidos ao facto do cálculo resultar de uma função arco-tangente. A eliminação dos saltos de 2π levou à implementação dos primeiros algoritmos para desembrulhar (do inglês *unwrapping*) a fase (capítulo 7). Estes algoritmos percorrem toda a imagem e verificam se existem diferenças de fase superiores a π e, neste caso, adicionam ou subtraem múltiplos de 2π, Fig. 1.4(a). Esta é uma área em que muita investigação está actualmente a ser feita, havendo ainda muito caminho a percorrer para se conseguir desembrulhar mapas de fase com ruído. A inteligência artificial e as redes neuronais são alguns dos caminhos com mais possibilidades de progressão. A Fig. 1.4(b) mostra a aplicação do algoritmo de desembrulhar a fase à imagem (b) da Fig. 1.3.

De uma certa curiosidade pelo tratamento de sinal no domínio espectral, ou seja a aplicação das transformadas, surgiu um novo caminho no desenvolvimento deste trabalho (capítulo 4). Falamos da transformada de Fourier, ou mais concretamente, na sua implementação numérica: a FFT (*Fast Fourier Transform*). A aplicação então dada foi a do levantamento de forma, através da projecção de um padrão de franjas paralelas (rede). Observando essas franjas de um azimute diferente é possível codificar a forma de um objecto. A FFT permite depois isolar o sinal correspondente à modulação fornecida pelo objecto e eliminar a portadora resultante das franjas paralelas. Este método revela-se muito mais simples que o *moiré*, normalmente utilizado para o

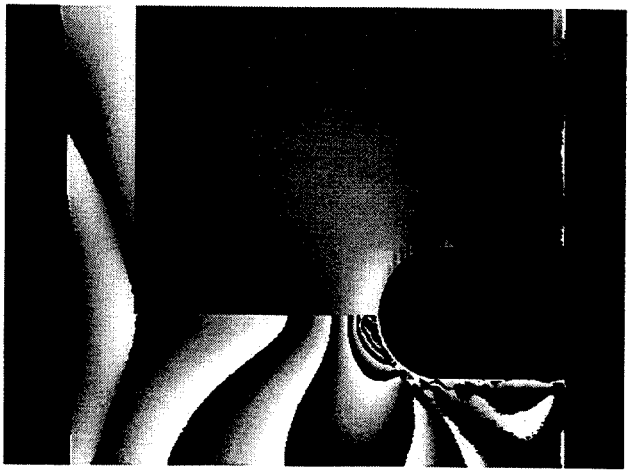


(a) (b)

Fig. 1.3. Franjas isocromáticas obtidas no polariscópio circular (a), e a sua fase codificada em níveis de cinzento (0 a 2π) (b).



(a)



(b)

Fig. 1.4. O princípio do desembrulhar da fase e sua aplicação à imagem da Fig. 1.3(b).

mesmo fim. Assim, neste caso, só há necessidade de utilizar uma rede de projecção, enquanto no *moiré* é necessário uma outra rede de referência. A Fig. 1.5 mostra um objecto codificado por projecção de uma rede (a) e o padrão *moiré* (b) que seria obtido se fosse usada uma rede idêntica em frente da câmara de vídeo. Nesta figura mostra-se também a fase (c) e a forma do objecto codificado (d).

Outro tipo de problemas que pode ser abordado desta forma é o da determinação da fase em franjas de correlação *speckle* secundárias com portadora de sinal (capítulo 3). As franjas secundárias resultam da correlação de dois padrões de *speckle*, correspondentes a dois estados do mesmo objecto, e a introdução da portadora consegue-se modificando uma das frente de onda entre os dois estados. Este método impõe contudo limitações associadas à frequência máxima da portadora que pode ser introduzida devido a tratar-se de *speckle*, ou seja um sinal com muito ruído. Por outro lado, se a frequência for muito baixa o sinal não pode ser isolado do termo contínuo, e a determinação da fase torna-se impossível (capítulo 5). É por estes motivos um método muito sensível e de aplicação muito relativa. Contudo, se os deslocamentos não forem muito elevados, o que permitirá usar uma portadora de menor frequência, este método pode ser aplicado com sucesso. A Fig. 1.6 mostra um exemplo em que o compromisso entre o deslocamento e a frequência da portadora se encontra na proporção ideal para o método ser aplicado com sucesso. O aumento do deslocamento traria problemas na zona em que as franjas são mais espessas e afastadas. O aumento da frequência da portadora originaria problemas na zona de franjas mais próximas. Em holografia, dado o *speckle* ser muito mais fino, este método pode ser aplicado com menores restrições e, por isso, com maiores garantias de sucesso. Uma técnica particularmente adaptada a este tipo de análise é a chamada holografia *sandwich*.

Um método semelhante, isto é fazendo uso da FFT, foi também utilizado para determinar a fase de interferogramas com franjas abertas (capítulo 5). O método de cálculo é em tudo idêntico, com a única diferença de que agora a translação de origem não é efectuada, uma vez que não há introdução de qualquer portadora para codificar o sinal. Este método permitiu resolver vários casos de interferometria holográfica e *speckle*. A Fig. 1.7 representa um desses casos: uma barra encastrada na extremidade esquerda, que é deformada por um parafuso aplicado no lado direito, sofrendo um deslocamento perpendicular ao plano da imagem.

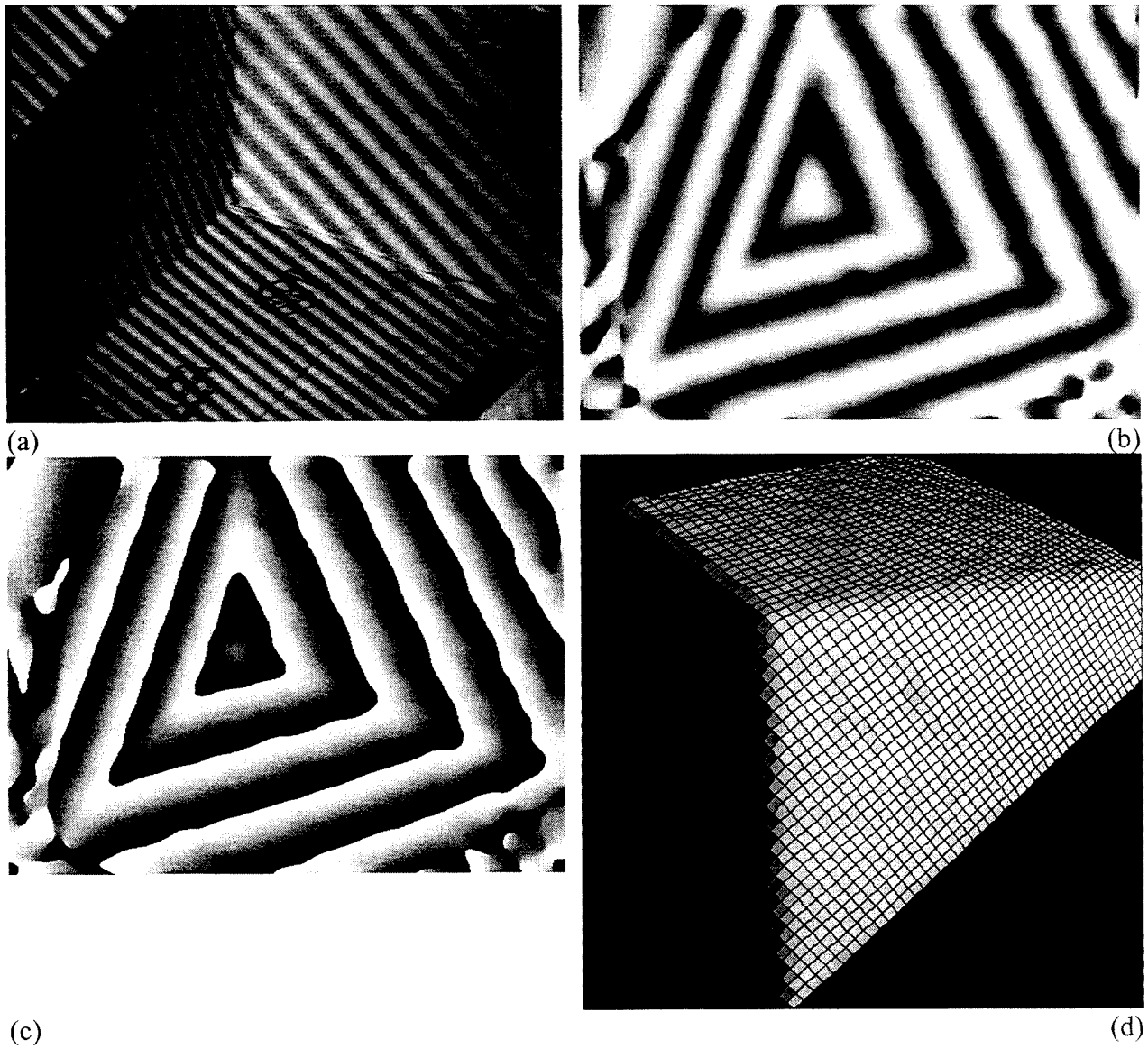
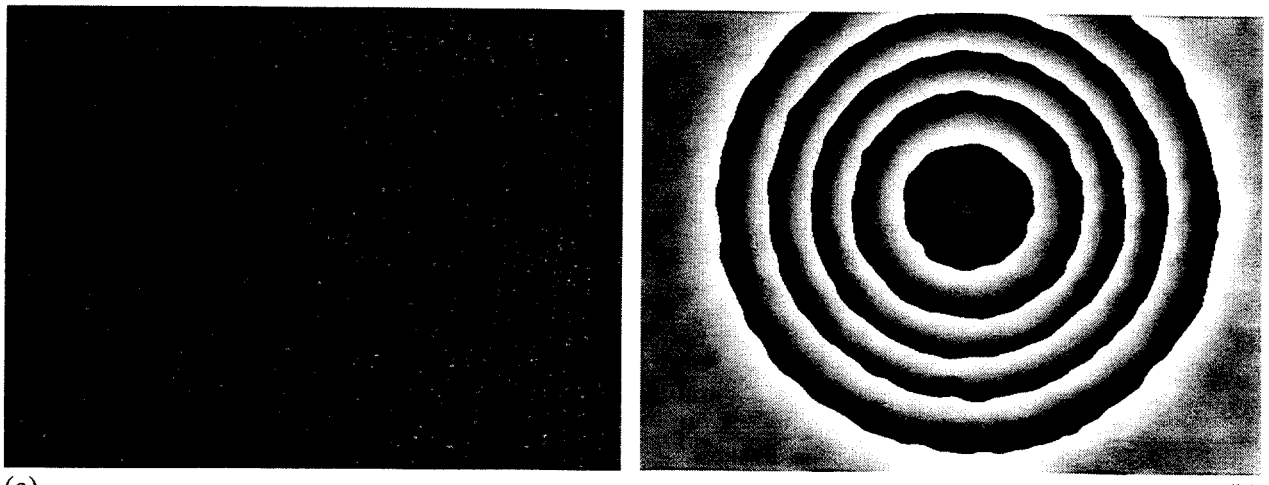


Fig. 1.5. Codificação da forma de um objecto por projecção de um padrão de franjas paralelas (a), *moiré* correspondente à mesma situação (b), fase obtida a partir da imagem (a) com translação de origem (c) e levantamento da forma do objecto (rodado de 45° no sentido retrogrado relativamente a (a)) (d).

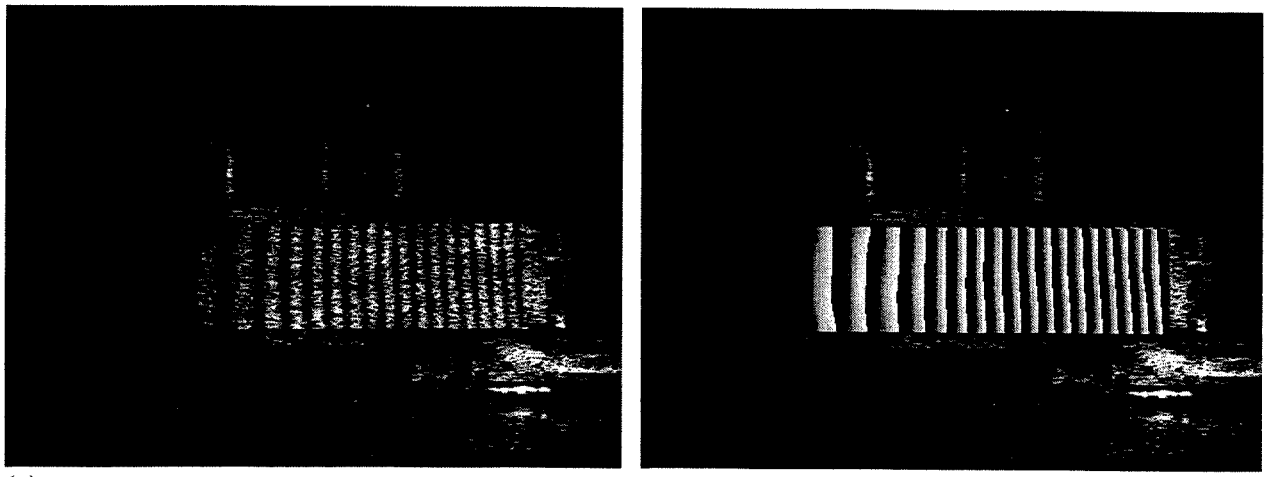
A tentativa de resolver os problemas de franjas fechadas usando a determinação de fase no domínio espectral levou ao estudo da FFT em coordenadas polares (capítulo 4). Embora não tendo sido obtidos resultados significativos, far-se-á referência a esta variante da FFT, por ser interessante e poder, eventualmente, ter aplicação em determinados casos específicos de processamento de imagens.

A questão das franjas fechadas não deixou outra hipótese que não fosse a aplicação do *phase stepping* (capítulo 3). As primeiras experiências foram realizadas controlando o modulador de fase (um cristal piezoeléctrico) manualmente através da sua fonte de tensão. Sendo os métodos de *speckle* muito sensíveis, permitindo medir deslocamentos da ordem das dezenas do nanometro, é evidente que os resultados nem sempre podiam ser garantidos pois uma simples corrente de ar é suficiente para provocar a alteração das franjas. Nesta altura o *phase stepping* era



(a) (b)

Fig. 1.6. Portadora introduzida nas franjas secundárias de correlação *speckle* por subtracção (a) e determinação da fase eliminando a portadora (b).



(a) (b)

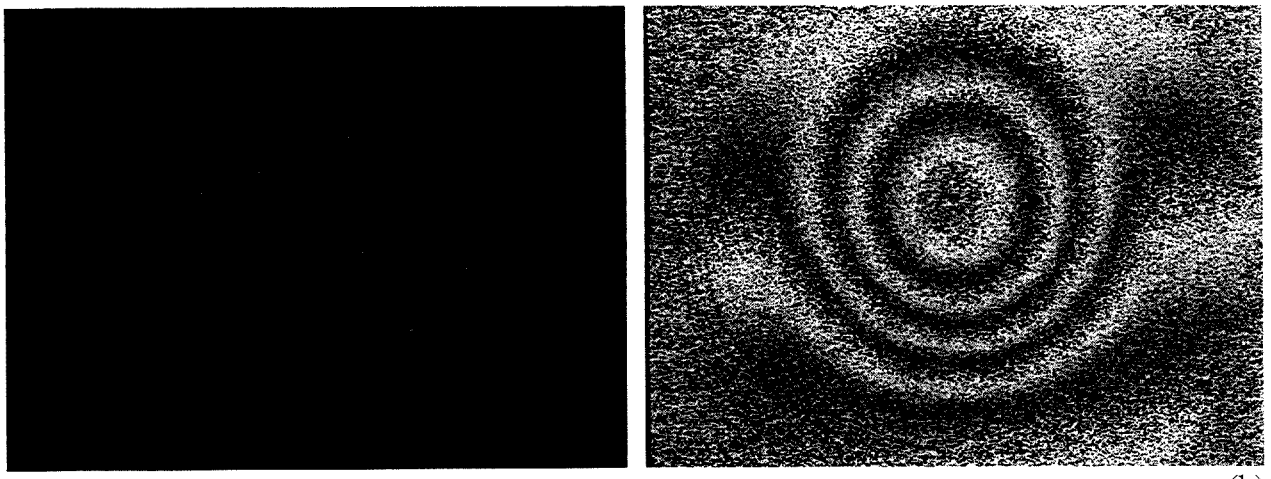
Fig. 1.7. Imagem dum holograma que representa a solicitação de uma barra em consola (a) e a fase das franjas geradas por deformação daquela (b).

usado para determinar a fase recorrendo apenas a imagens com franjas secundárias. A primeira solução para automatizar o processo de modulação da fase foi a utilização de microposicionadores que podiam ser controlados através do computador, ou seja, o mesmo programa que efectuava as operações de processamento de imagem dava ordens de comando ao microposicionador. Este servia para transladar o espelho colocado num dos braços do interferómetro, permitindo assim alterar a fase relativa dos dois braços do interferómetro. A gravação de um mínimo de três imagens com um desfasamento igual entre elas permite determinar as incógnitas presentes na equação da intensidade, sendo uma dessas incógnitas a fase das franjas. A Fig. 1.8 mostra um exemplo de franjas secundárias e a sua fase determinada da forma descrita.

A necessidade de obter o campo de deslocamentos obrigou a desenvolver esforços no sentido de obter um mapa de fase que pudesse ser desembrulhado com os algoritmos disponíveis. Como foi

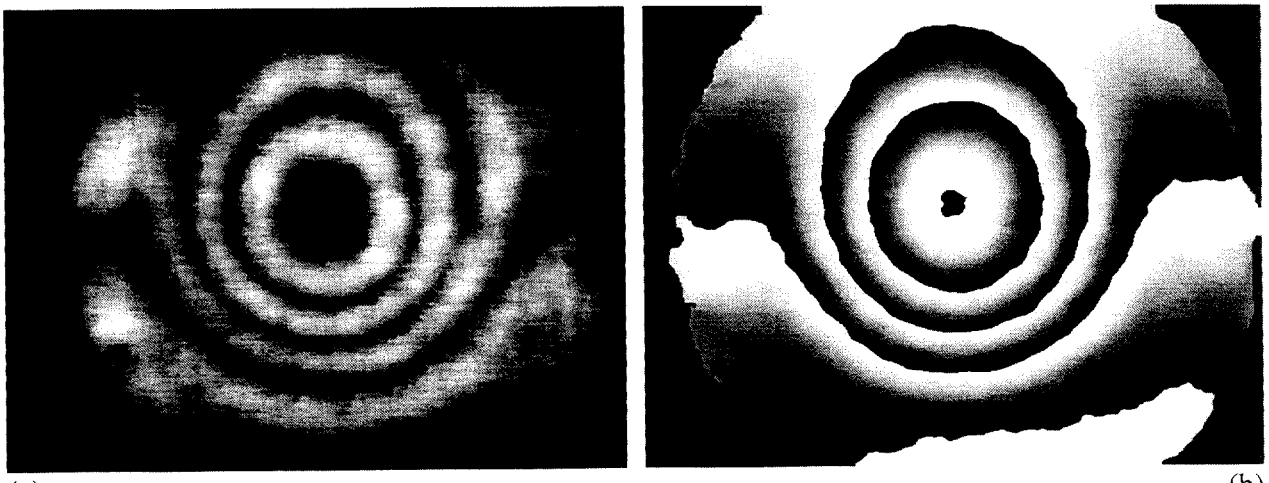
já referido, os algoritmos comuns de desembrulhar a fase não conseguem ser bem sucedidos em mapas de fase do tipo apresentado na Fig. 1.8(b). A solução, nesta fase do trabalho, foi aplicar filtros aos padrões de franjas secundárias de modo a eliminar grande parte do ruído (capítulo 4). Dos filtros utilizados podemos referir a convolução no domínio espacial, a filtragem no domínio espectral usando a FFT e ainda filtros especiais do tipo recursivo. A Fig. 1.9 mostra a aplicação do último caso às franjas da Fig. 1.8(a) e a fase obtida com as franjas filtradas, sendo visível a diminuição do nível de ruído que permite assim desembrulhar a fase com sucesso. Os filtros podem ainda ser utilizados para melhorar a informação visual e uma simples convolução, que pode ser feita em tempo real, pode melhorar de forma significativa o aspecto das franjas. Compare-se na Fig. 1.10 as imagens (a) e (b). Um efeito idêntico pode também ser conseguido alterando o declive da tabela de cinzas (mais conhecida por ILUT de *input look-up table*) de entrada da placa de aquisição de imagem.

Entretanto a aquisição de uma nova câmara CCD com a possibilidade de fazer integração de



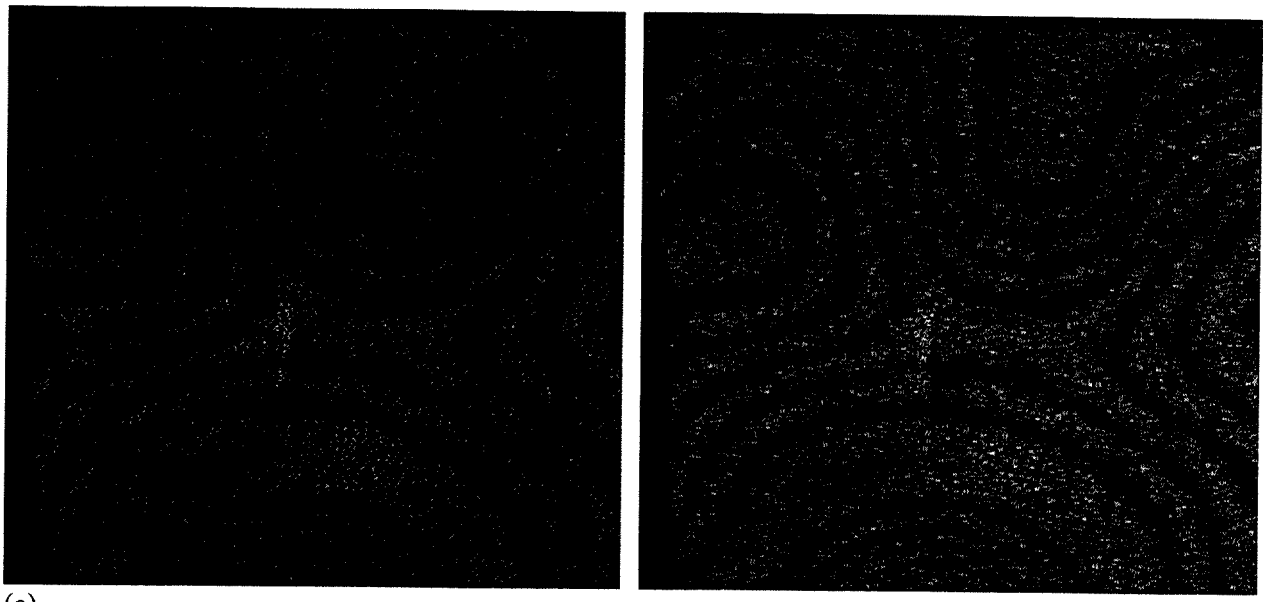
(a) (b)

Fig. 1.8. Franjas secundárias obtidas por correlação *speckle* em subtracção (a) e a respectiva fase obtida por *phase stepping* (b).



(a) (b)

Fig. 1.9. Filtragem da imagem da Fig. 1.8(a) e a fase obtida com os interferogramas filtrados.



(a) (b)

Fig. 1.10. Filtragem por convolução do tipo passa-alto de franjas secundárias.

imagem possibilitou uma série de experiências interessantes em fenómenos dinâmicos. O sistema era constituído por um PC com uma placa de processamento de imagem e uma placa de aquisição de dados, e um micro-computador do tipo *board*. O PC controlava o sistema de processamento de imagem e ao mesmo tempo o micro-computador, que permitia simular um gerador de sinal. O sinal enviado ao micro-computador permitia disparar a câmara CCD num momento bem definido e ao mesmo tempo controlar um *shutter* que se encontrava em frente da fonte de iluminação. Nessa altura era dada ordem à câmara para começar a integração que se tornava necessária, pois o curto intervalo de iluminação não permitia iluminar convenientemente o objecto. Deste modo é possível obter franjas moduladas por uma função co-seno em vez das habituais moduladas pela função de Bessel de ordem zero, obtidas em *time-average*.

O passo seguinte foi a tentativa de adaptação da técnica da fotografia *speckle* com filtragem de Fourier ao processamento de imagem (capítulo 5). Como é sabido, existem duas abordagens possíveis: a das franjas de Young e a da filtragem no domínio espectral ou de Fourier. A primeira pode ser abordada com o processamento de imagem, mas a segunda já não, pois exige uma grande resolução que só pode ser conseguida com os filmes fotográficos. A baixa resolução das câmaras CCD não permitiu abordar com sucesso esta técnica tão interessante, que até permitiria a utilização de luz ordinária para efectuar as medições. Mas desta tentativa menos bem sucedida surgiu a ideia de uma técnica que fornece resultados semelhantes: a correlação espacial de *speckle* computada no domínio espectral (capítulo 5). Esta técnica consiste em obter a FFT de duas imagens correspondentes a estados distintos do objecto em estudo, fazendo depois a correlação das duas FFT no domínio espectral. A FFT do produto das duas anteriores dá como resultado um pico no ponto correspondente ao deslocamento relativo que as duas imagens têm uma em relação à outra. Este método permite medir os deslocamentos no plano em duas direcções ortogonais de uma só vez; no entanto não tem a precisão da interferometria holográfica. Pode ser usada com uma radiação coerente ou luz branca. A radiação coerente permite variar a sensibilidade de medida, enquanto que com luz branca a variação de sensibilidade é mínima. A diversidade na iluminação deve-se ao método em si, que se serve apenas da aleatoriedade do padrão *speckle* que, com luz branca, deve ser simulado por pintura

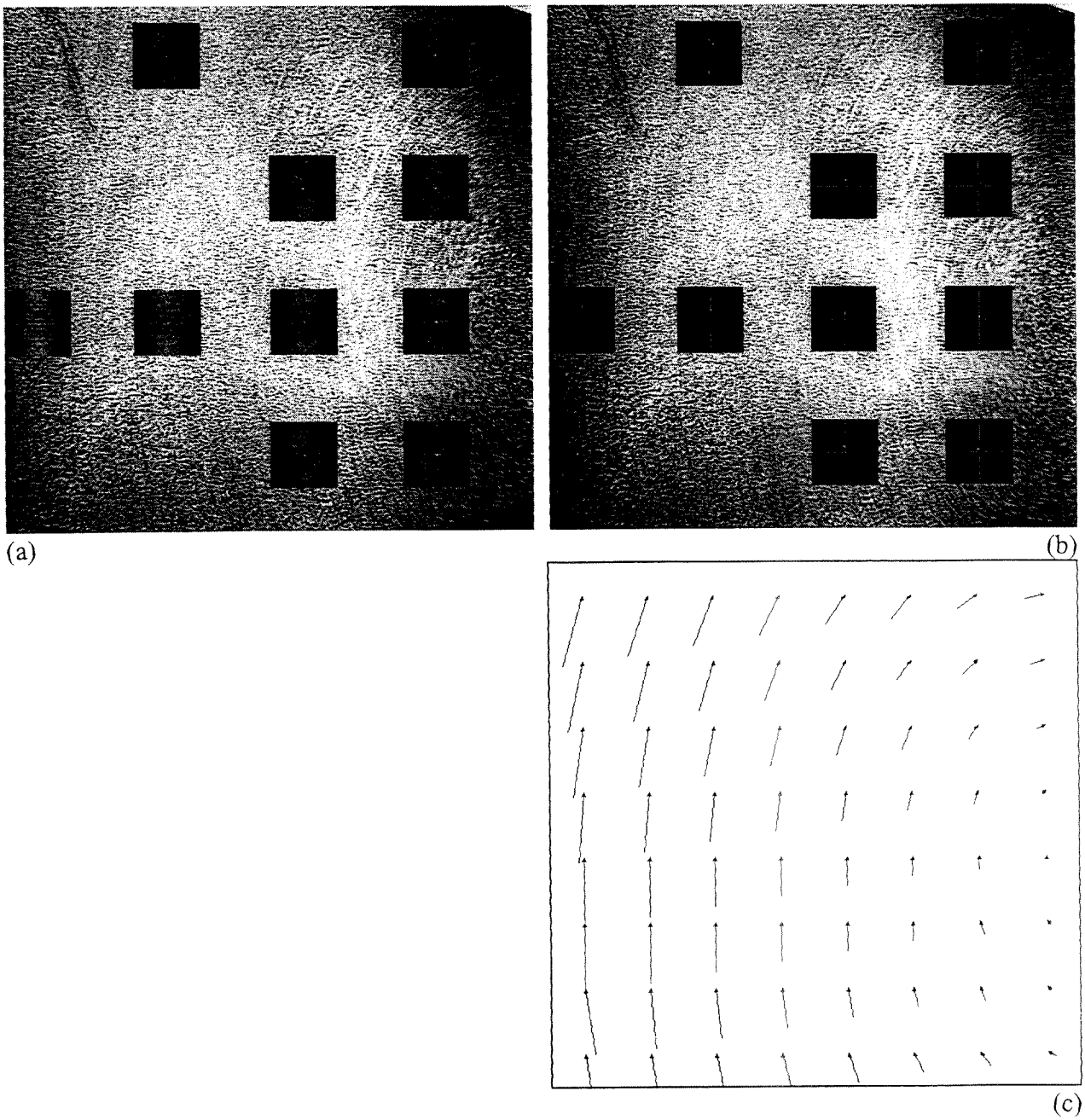


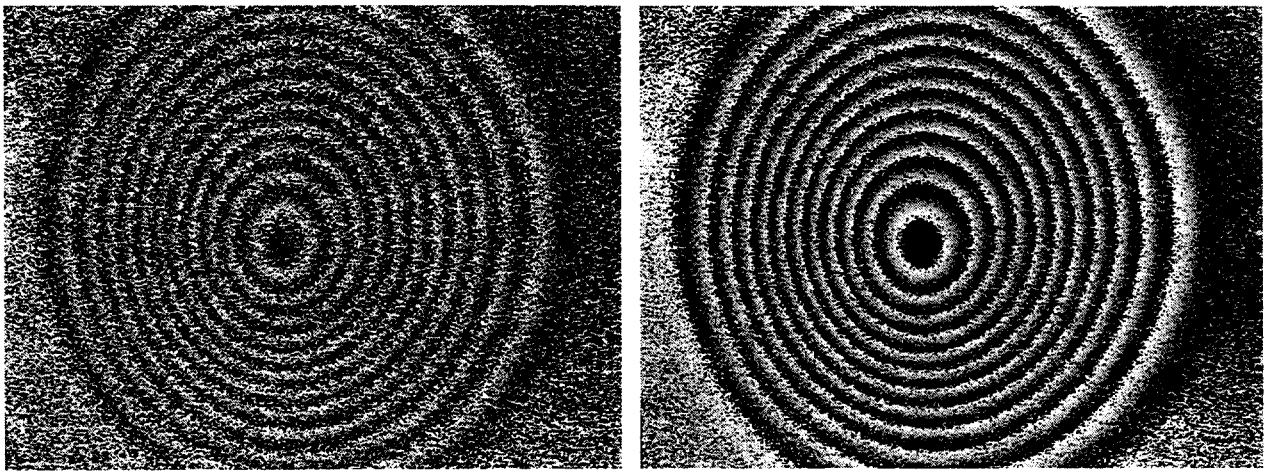
Fig. 1.11. Franjas de Young para uma rotação em torno de um eixo perpendicular ao plano da imagem (a). O mesmo exemplo usando a correlação espacial (b) e o respectivo campo de deslocamentos (c).

sob a forma de granitado da superfície a estudar. Na Fig. 1.11 mostram-se as franjas de Young (a) para um caso de rotação em torno de um eixo perpendicular ao plano do objecto, em que o deslocamento é perpendicular (na direcção do plano) às franjas e o seu valor é inversamente proporcional ao espaçamento destas. Ao lado mostra-se o resultado da aplicação da correlação *speckle* ao mesmo caso (b), podendo ver-se os picos cuja posição relativa aos eixos representa o deslocamento médio sofrido pelos pontos de cada um dos rectângulos. A imagem (c) apresenta o campo de deslocamentos representado por vectores.

O sistema de modulação de fase com base na utilização de microposicionadores não se revelava satisfatório para fenómenos com pouca estabilidade, por isso tornava-se necessário implementar um sistema com um tempo de resposta bastante menor. A solução foi usar uma placa de aquisição de dados com saídas analógicas para comandar cristais piezoeléctricos que, por sua vez, movimentavam espelhos a eles colados (capítulo 3). O mesmo programa permite controlar simultaneamente as placas de aquisição de dados e de processamento de imagem, tornando o sistema muito mais eficiente. A implementação deste sistema de modulação de fase constituiu uma das partes mais importantes deste trabalho. Os progressos conseguidos com este sistema em precisão de medida e fiabilidade da modulação de fase são assinaláveis, pois o processo de calibração do *phase-shift* pôde passar a ser feito com muito maior rigor. Outro motivo para esta parte ser talvez a mais importante deste trabalho é o facto de ter sido nesta altura que se começou a utilizar as franjas primárias (capítulo 2) para a medição de fase. Com esta nova técnica de medição de fase (capítulo 5), a melhoria na qualidade dos resultados foi enorme, como se pode ver na Fig. 1.12. Esta melhoria pode ser explicada porque nas franjas primárias o *speckle* é o portador da informação enquanto nas franjas secundárias representa apenas ruído.

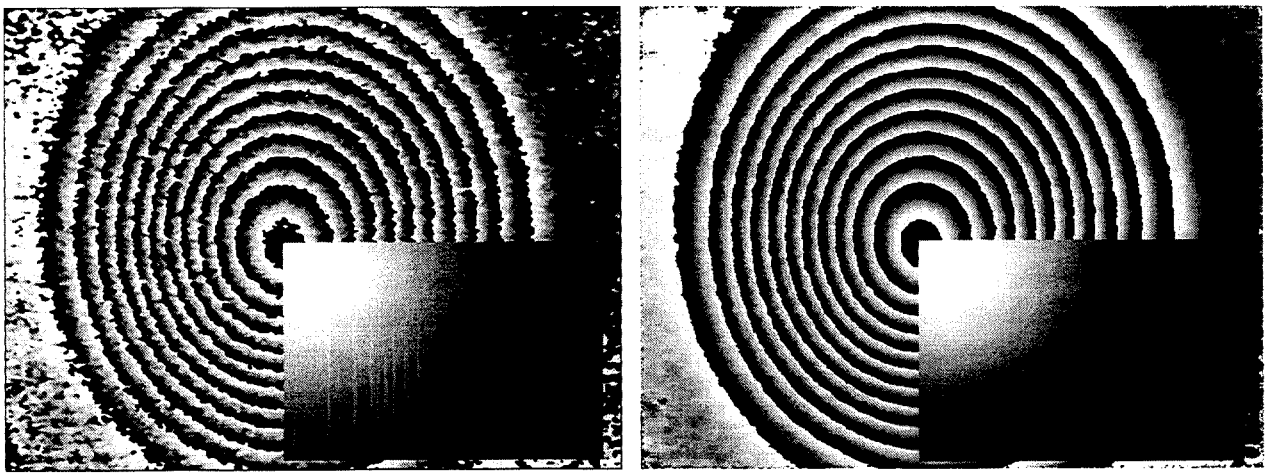
A qualidade conseguida com o cálculo de fase usando as franjas primárias permitiu pensar na filtragem doutro modo, podendo agora fazer-se após o cálculo daquela (capítulo 6). Aliás, quando se pensa em cálculo de fase com franjas primárias, nem faz sentido filtrar previamente as imagens; se assim fosse, a informação era totalmente perdida pois essas franjas são também moduladas pelo próprio *speckle*. Vários métodos de filtragem foram implementados para permitir desembrulhar a fase com algoritmos convencionais. Os algoritmos de desembrulhar a fase imunes a ruído são muito demorados e nunca são totalmente imunes a erros. Por isso não representam, em nossa opinião, uma solução para esta questão que tantos investigadores tem interessado. Pensamos que é mais fiável investir em bons filtros de fase que permitam eliminar as inconsistências e depois usar algoritmos com algumas características de imunidade, mas que não sejam demasiado pesados em termos de cálculo. Na Fig. 1.13 compara-se a filtragem e o desembrulhar de fase que pode ser obtido quando são usadas as franjas primarias e secundárias no cálculo de fase. As franjas secundárias foram previamente filtradas e o melhor que foi conseguido é o que se mostra na imagem (a), onde se pode ver a propagação de erros no desembrulhar da fase devido à existência de inconsistências no mapa de fase. Uma melhoria ligeira poderia ser conseguida com uma filtragem da fase, mas há que evitar criar mais inconsistências que são já visíveis na imagem. Com as franjas primárias a filtragem é muito mais eficiente devido à qualidade da fase de partida, permitindo excelentes resultados mesmo com o elevado número de franjas do exemplo apresentado.

Mas a preocupação em obter formas consistentes de desembrulhar a fase não se ficaria pela optimização da filtragem da fase. Um método alternativo foi proposto neste trabalho, que é baseado na utilização de dois comprimentos de onda distintos (capítulo 7). Este método apresenta grandes vantagens relativamente aos métodos usuais, como sejam a possibilidade de desembrulhar mapas de fase com descontinuidades, possibilidade de desembrulhar mapas de fase com uma densidade de franjas muito elevada, inexistência de propagação de erros e uma maior velocidade de processamento. Estas vantagens são explicadas pelo facto de este método ser pontual e não baseado em *scanning* como os métodos habituais. A maior complicação reside no facto de ser necessária uma fonte de iluminação capaz de fornecer mais que um comprimento de onda. Hoje em dia já existem fontes LASER capazes de comutar rapidamente o comprimento de onda, permitindo portanto implementar um sistema deste tipo. A Fig. 1.14 mostra um exemplo de aplicação em que, apesar da densidade de franjas ser elevadíssima na zona central, o algoritmo resolve sem qualquer problema o desembrulhar da fase. Não existe nenhum método



(a) (b)

Fig. 1.12. Cálculo da fase com as franjas secundárias (a) e com as franjas primárias (b).



(a) (b)

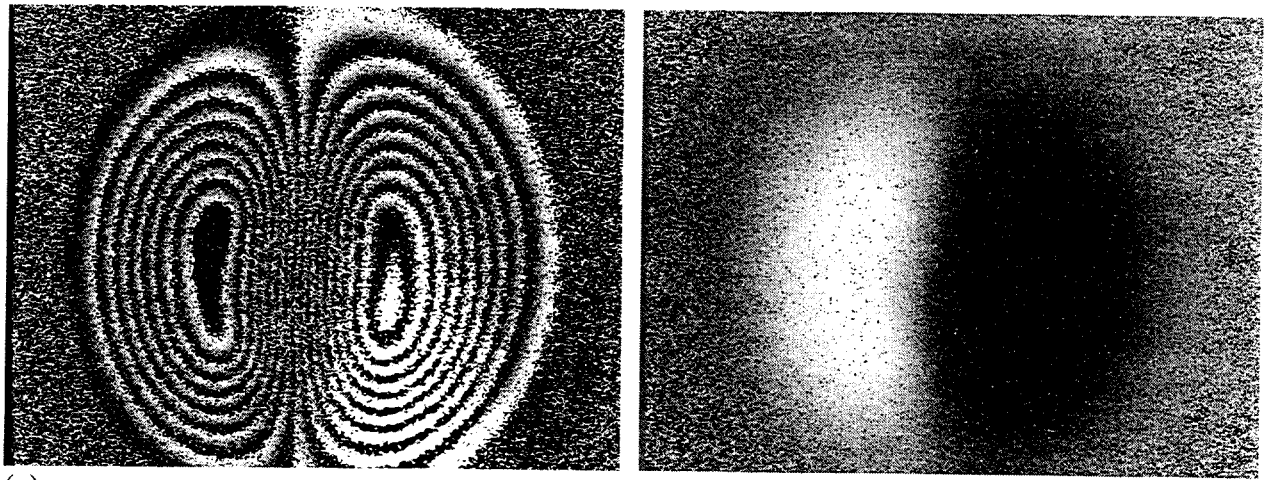
Fig. 1.13. Desembrulhar da fase obtida a partir das franjas secundárias (a) e das franjas primárias (b). Em ambos os casos a fase recebeu uma filtragem prévia.

convencional de desembrulhar a fase que consiga resolver as franjas da zona central, por mais imune a ruído que seja.

A parceria num projecto Europeu abriu novo caminho na utilização das técnicas desenvolvidas até então. E a aplicação à *shearography* tornou-se praticamente imediata. A *shearography* é uma variante da correlação *speckle* que em vez de medir deslocamentos mede o gradiente desses mesmos deslocamentos (capítulo 2). Uma imagem do objecto é levada a interferir com a mesma imagem ligeiramente deslocada. Neste caso temos portanto duas frentes de onda de *speckle* enquanto na correlação *speckle*, antes referida, uma das frentes de onda é especular; logo é de esperar muito menor qualidade nos resultados obtidos por *shearography*. Este método é particularmente útil no controlo não destrutivo de estruturas, pois sendo sensível aos gradientes das deformações permite evidenciar melhor os defeitos. Por outro lado, sendo comum o caminho percorrido pelos dois feixes que interferem, é muito menos sensível a perturbações ambientais podendo por isso ser utilizad em ambiente industrial. A má qualidade das franjas secundárias

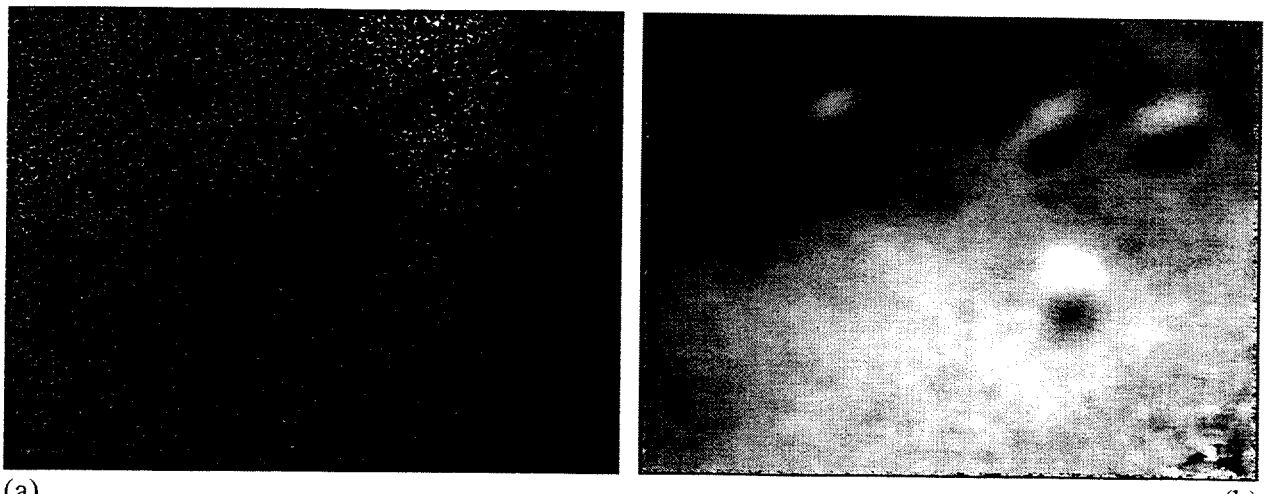
pode ser vista na Fig. 1.15, exigindo por isso muito mais do sistema óptico para se conseguir melhorar o contraste das imagens. No entanto, a aplicação dos métodos de determinação de fase permite chegar aos resultados que são ilustrados na Fig. 1.15(b), que permitem identificar claramente quatro defeitos existentes numa estrutura compósita do tipo *sandwich*. A par com este desenvolvimento de *software* foi também melhorado o *hardware*, com a implementação de um sistema portátil de *shearography* que permite, agora, a utilização do sistema em ambiente industrial (capítulo 8).

Outro método que correlaciona duas frentes de onda *speckle* é a montagem para medição de deformações no plano (capítulo 2). O mesmo tipo de qualidade é esperado nesta situação, pelo que o que foi dito a propósito da *shearography* também se aplica a este método. Exemplos e aplicações desta vertente são também apresentadas neste trabalho (capítulo 8).



(a) (b)

Fig. 1.14. Método de desembrulhar a fase usando dois comprimentos de onda: (a) a fase das franjas e (b) a fase desembrulhada.



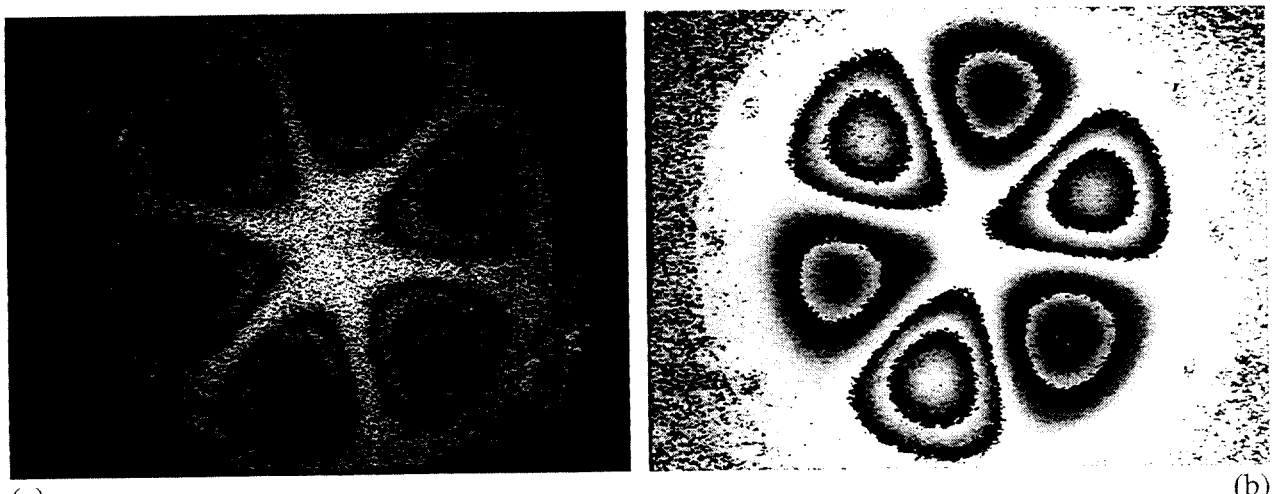
(a) (b)

Fig. 1.15. Franjas secundárias obtidas por *shearography* (a) e a sua fase filtrada e desembrulhada (b).

A análise de fenómenos dinâmicos, para a determinação de frequências e modos próprios de vibração de estruturas e componentes, também foi abordada. Esta técnica, conhecida vulgarmente pela designação de *time average*, permite obter um tipo de franjas com uma modulação diferente da correlação *speckle* e que por isso requer um tratamento especial (capítulo 2). A determinação da fase das franjas, que são moduladas por uma função de Bessel de ordem zero, exige uma abordagem diferente e mais complexa (capítulo 5). Aquelas franjas representam pontos com igual amplitude de vibração e, por isso, para alterar a sua fase é necessário usar uma técnica conhecida como modulação sinusoidal da referência (capítulo 3). Esta técnica consiste em por a vibrar um dos feixes que interferem, normalmente o feixe de referência, com a mesma frequência que o objecto, permitindo a variação da amplitude de vibração deslocar as franjas. A Fig. 1.16 mostra as franjas J_0 características do *time average*, com a franja de ordem zero mais intensa, diminuindo a intensidade à medida que a ordem vai aumentando, sendo a fase determinada com o método atrás referido.

O estudo de fenómenos transitórios não pode ser efectuado com este tipo de técnica, requerendo o uso técnicas pulsadas. Para esse efeito foram desenvolvidas duas técnicas que permitem determinar a fase usando um só interferograma:

A primeira é a holografia digital (capítulos 2 e 3), que consiste na gravação dos hologramas em suporte digital, isto é na memória do computador, através da aquisição com uma câmara digital e posteriormente na sua reconstrução, efectuada numericamente. O processo de gravação é em tudo idêntico ao da holografia convencional, em que a placa holográfica é substituída por uma câmara CCD, o que introduz obvias limitações devido à resolução da primeira ser da ordem das 5000 linhas/mm e a da segunda raramente ultrapassar as 100 linhas/mm. Essas limitações traduzem-se em termos de frequência máxima que pode ser resolvida pela câmara digital, que tem como implicações as dimensões máximas do objecto e o ângulo entre as duas frentes de onda que interferem, que deve ser muito pequeno. A reconstrução é feita numericamente, simulando a formação da frente de onda através do integral de Fresnel-Kirchhoff. Com esta técnica um só interferograma, ou seja dois hologramas, permite determinar a informação de fase correspondente à deformação do objecto, não sendo por isso necessário o sistema de modulação de um dos feixes para fazer variar a fase entre imagens. Por outro lado, toda a parte óptica

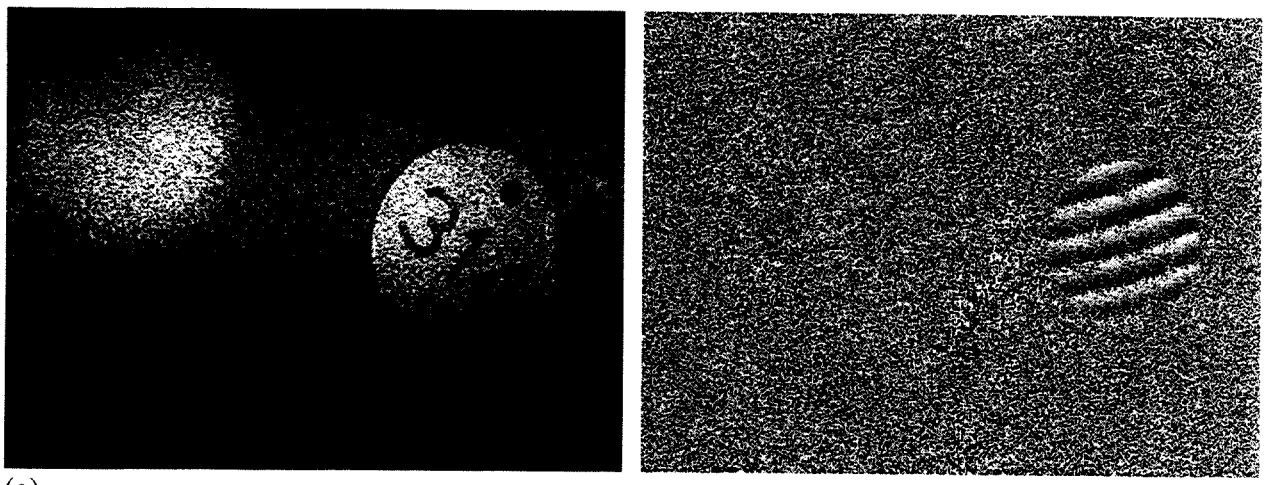


(a) (b)

Fig. 1.16. Franjas J_0 de um placa circular vibrando num dos seus modos próprios (a) e fase das franjas J_0 (b).

correspondente ao sistema formador de imagem usado na correlação *speckle* (holografia de imagem) não é aqui necessário, tornando todo o sistema menos sensível a desalinhamentos e muito mais simples. A Fig. 1.17 mostra a reconstrução de um objecto recorrendo à holografia digital e a fase do mesmo objecto quando este sofre uma pequena rotação.

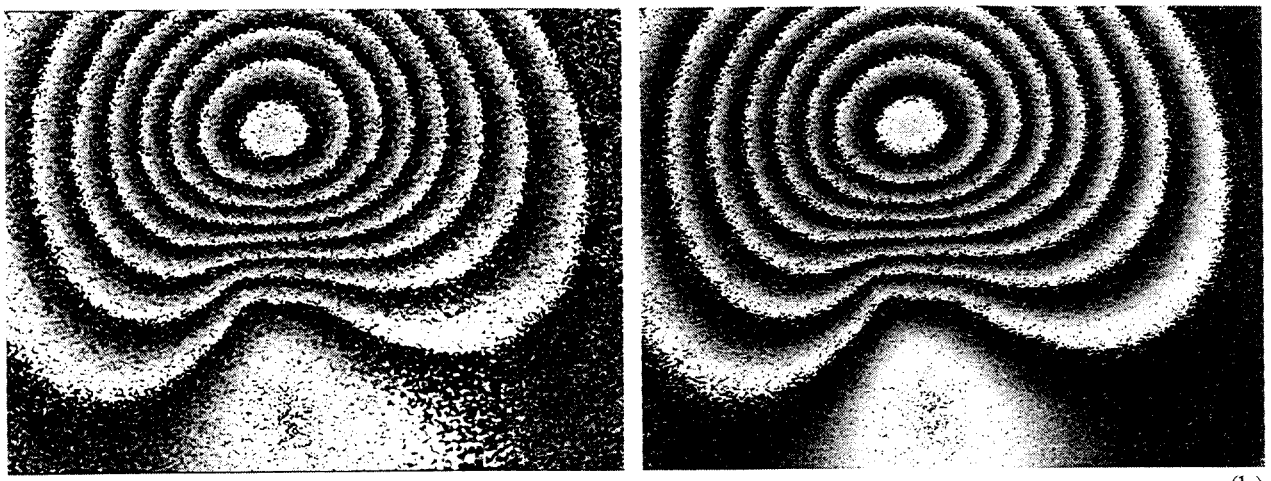
A segunda técnica pode ser designada por *phase-shift* espacial, ou introdução de portadora nas franjas primárias (capítulo 3). Como a segunda designação indica, a técnica consiste em introduzir uma frequência portadora nas franjas primárias de modo a poder ser obtida a fase com uma só imagem, recorrendo a uma técnica semelhante à referida no caso do levantamento de forma por projecção de uma rede, ou seja utilizando a FFT. Outra forma de calcular a fase é usar a desmodulação sinusoidal (*sinusoidal fitting*), método que se revela muito mais rápido e eficiente (capítulo 5). Nesta altura começou também a usar-se este processo de cálculo para a projecção de redes e franjas secundárias com portadora. Quanto ao método de introdução da portadora nas franjas primárias, ele exige que o tamanho do *speckle* seja de pelo menos três *pixel* na direcção em que se introduz a portadora, de modo a que nessa área todos os *pixel* tenham a mesma fase aleatória. A introdução da portadora consegue-se desalinhando ligeiramente os feixes de referência e objecto, de modo a criar uma variação de fase de $\pi/2$ entre *pixels* consecutivos dentro do mesmo *speckle*. A grande vantagem do método é que com um só interferograma (duas imagens funcionais) se pode obter a fase. Isto permite a aplicação a fenómenos transitórios, o que não é possível com a técnica de *phase stepping* uma vez que o tempo de aquisição é suficientemente demorado para que ao variar a fase, as imagens não se refiram todas ao mesmo instante. Mais uma vez não é necessário nenhum sistema modulador de fase, o que torna todo o processo muito mais simples e isento de erros introduzidos pelo *phase-shifting*. Outra vantagem é o espaço de armazenamento em *hardware* que é muito menor; neste caso são armazenadas duas imagens, contra as seis do *phase stepping* (mínimo necessário), ou seja uma ocupação três vezes menor. Mas nem tudo são vantagens, sendo a qualidade inferior à do *phase stepping*. Esta diferença deve-se, sobretudo, à forma de cálculo e à quantidade de informação usada nos dois métodos. O método da portadora espacial tem como resultado uma fase mais ruidosa, Fig. 1.18, que é contudo mais que suficiente para obter bons resultados.



(a) (b)

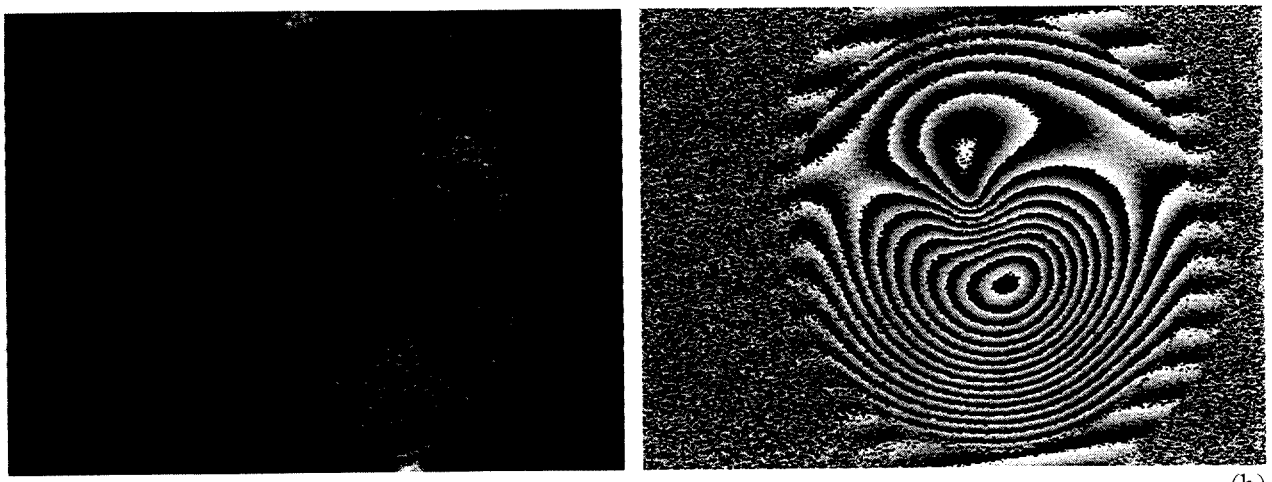
Fig. 1.17. Reconstrução numérica de um holograma digital (a) e fase do interferograma quando o objecto roda ligeiramente (b).

Como é evidente, a holografia não podia ser esquecida nesta abordagem do processamento digital de imagens (capítulo 2). Neste caso as franjas primárias são de frequência tão elevada (sobretudo para grandes ângulos entre as duas frentes de onda) que um detector vídeo não consegue resolvê-las. Mas a qualidade das franjas secundárias é tão boa que não há necessidade de usar as primárias, Fig. 1.19(a). Como se pode verificar, o *speckle* é muito mais fino, podendo, neste caso, ser controlado através da abertura do sistema óptico. O registo do holograma pode ser feito usando uma placa holográfica ou uma câmara holográfica, permitindo esta tempos de revelação muito menores e maior comodidade no processo, pois não há necessidade de reposicionar o holograma. O sistema de modulação de fase é o mesmo usado na interferometria por correlação *speckle*, servindo agora para modular as franjas secundárias, por alteração do percurso de um dos feixes usados para obter o holograma correspondente à situação de carga. Para esta experiência usou-se a interferometria em tempo real, que se inicia com a gravação de um holograma correspondente à posição de referência seguida de revelação. Sobre o mesmo



(a) (b)

Fig. 1.18. Comparação da fase obtida com a técnica de introdução de uma portadora nas franjas primárias (a) e o *phase stepping* (b).



(a) (b)

Fig. 1.19. Franjas secundárias obtidas com interferometria holográfica em tempo real (a) e a respectiva fase (b).

holograma é então criado um outro holograma (em tempo real) correspondente a uma situação de carregamento diferente, donde resultam franjas como as que se mostram na Fig. 1.19(a). Este método permite analisar várias situações de carregamento com uma só revelação, em oposição à interferometria de dupla exposição na qual é necessário um interferograma e respectiva revelação por cada situação de carregamento. No caso de se pretender usar a modulação de fase, a dupla exposição exige o uso de dois feixes de referência, o que torna a montagem um pouco mais complexa. A Fig. 1.19 mostra que a qualidade da fase obtida com holografia é muito superior à da correlação *speckle*, tornando praticamente desnecessária a filtragem para desembrulhar a fase.

Na eventualidade de se pretender determinar a fase com um só interferograma deve usar-se a introdução da portadora nas franjas secundárias, tal como foi descrito quando se falou da correlação *speckle*. Neste caso os resultados não são críticos, pois o fenómeno de formação de *speckle* não é tão intenso, sendo um método consistente quando se pretende analisar fenómenos dinâmicos.

Um outro projecto europeu em que o LOME participa actualmente conduziu a mais uma técnica de processamento para NDT: o *shear* numérico (capítulo 8). O fundamento desta técnica está em que a qualidade do ESPI é bastante superior ao da *shearography*. Assim sendo, a fase é calculada recorrendo à montagem ESPI, procedendo-se depois à derivação daquela para pôr em evidência os defeitos, obtendo-se um resultado idêntico ao da *shearography*. A Fig. 1.20 permite estabelecer uma comparação entre as duas técnicas referidas: mostra-se primeiro a aplicação da *shearography* com a fase (a) e a respectiva filtragem (b); em baixo pode ver-se a fase obtida usando o ESPI (c) e a fase filtrada e derivada correspondente à mesma situação.

1.3 Estrutura e Organização do Trabalho

A estrutura da tese é condicionada pelo objectivo fundamental que é a quantificação das grandezas codificadas nas imagens funcionais. Essa quantificação passa pela determinação da fase das franjas presentes naquelas imagens, e é a sequência deste cálculo de fase que é posto em evidência nos diferentes capítulos deste trabalho. Ao longo dos capítulos são expostos todos os métodos implementados, bem como aqueles não implementados mas com possibilidade prática no LOME e ainda alguns para os quais não existe ainda *know how* para serem implementados mas que podem ser técnicas potenciais e que deverão ter seguimento no futuro. As técnicas que foram utilizadas são sempre acompanhadas de exemplos. Nos casos em que não existem exemplos as técnicas são citadas por uma questão de referência à sua possibilidade prática.

A formação e interpretação das franjas de interferometria é um assunto importante quando se pretende quantificar as grandezas que elas codificam. O **capítulo 2** apresenta as equações fundamentais das imagens funcionais para os métodos de análise experimental de tensões usados. Estas equações são essenciais para uma compreensão da aplicação dos métodos de determinação da fase. São também mostradas de forma esquemática as montagens necessárias à obtenção das imagens funcionais nos diversos métodos.

As equações antes obtidas podem ser moduladas quer em amplitude quer em fase, isto é pode modificar-se o aspecto das franjas com fins determinados. No **capítulo 3** mostra-se como tal é possível recorrendo aos métodos tratados neste trabalho. Neste capítulo complementam-se as montagens de modo a puderem ser usadas as técnicas de modulação.

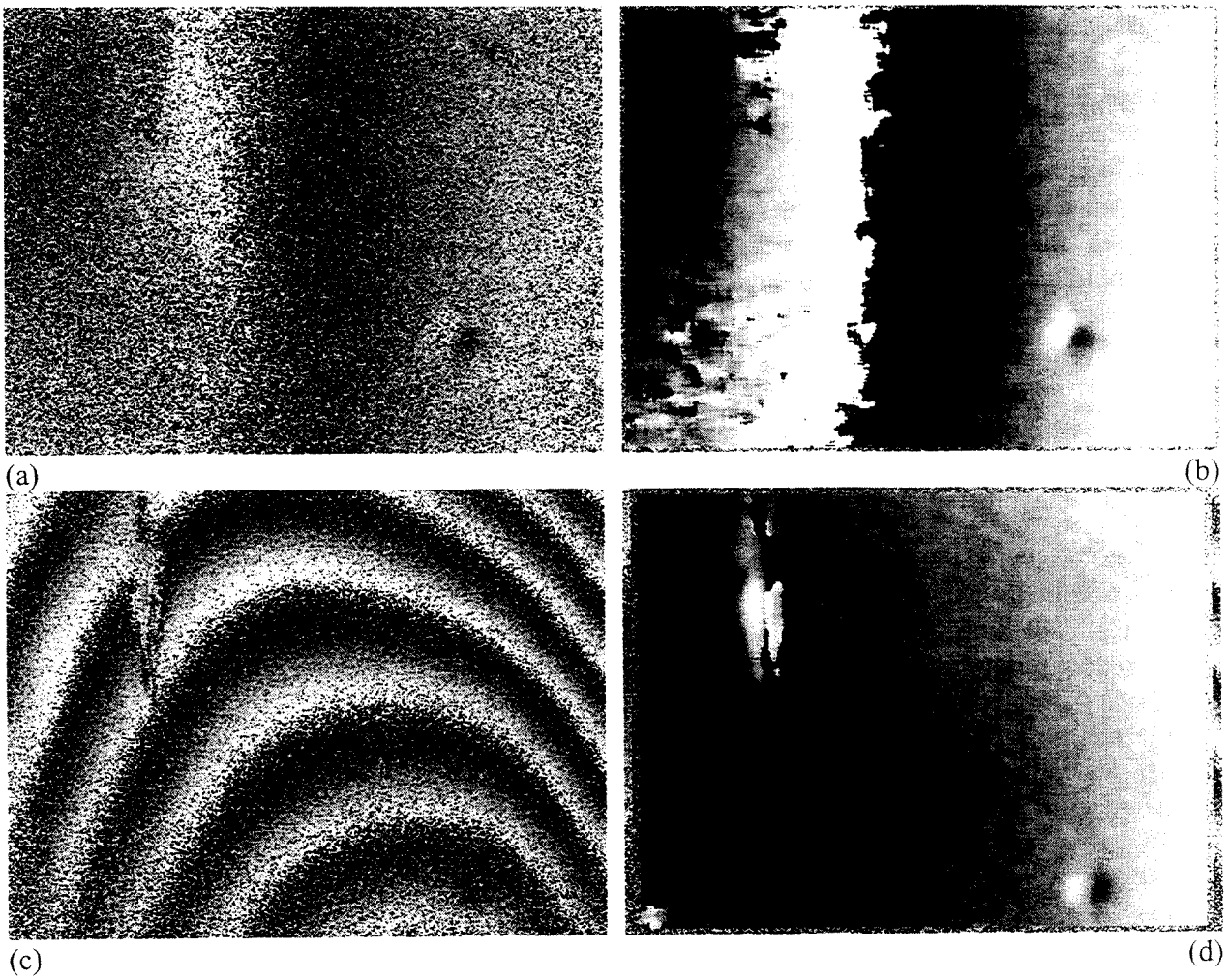


Fig. 1.20. Comparação da *shearography*, (a) fase e (b) fase filtrada, e a derivação numérica (d) da fase obtida por ESPI (c).

O **capítulo 4** refere técnicas de filtragem que podem ser aplicadas antes da obtenção da fase. Tal aplica-se, por exemplo, quando se usam franjas secundárias com muito ruído. São apresentados os filtros de convolução mais conhecidos, alguns tipos específicos de filtros e os filtros de domínio espectral. Neste último caso aproveita-se a oportunidade para uma breve introdução à FFT, ferramenta importante em muitos dos métodos utilizados neste trabalho.

O **capítulo 5** trata da determinação da fase nas diversas situações impostas pelos métodos usados. São referidas as técnicas de modulação temporal, como o *phase stepping* e o método *max-min*, e as técnicas de modulação espacial que recorrem ao uso de portadoras de sinal. Estas podem ser resolvidas recorrendo ao tratamento espectral (FFT) ou à desmodulação sinusoidal. É ainda feita referência à técnica de *phase locked loop* e à determinação da fase no caso especial da holografia digital.

No **capítulo 6** são tratados os filtros de fase essenciais ao processo de desembrulhar a fase. São referidos três tipos base de filtros de fase: os filtros espaciais, os filtros espectrais e os filtros iterativos. A filtragem da fase é também uma operação muito importante quando se pretende derivar os resultados obtidos, como acontece muitas vezes na análise experimental de tensões. Caso contrário, os pequenos erros existentes nas imagens de fase levam a erros consideráveis

quando se efectua a derivação. É, por isso, melhor investir num bom algoritmo de filtragem do que em programas complicados de desembrulhar a fase, já que estes por mais complexos que sejam nunca conseguem ser totalmente imunes ao ruído.

Se o que se pretende calcular são grandezas obtidas por derivação, então a fase é suficiente para conseguir tais resultados. Mas se são deslocamentos o que se pretende analisar então o desembrulhar da fase é necessário. No **capítulo 7** são referidos os algoritmos mais conhecidos de desembrulhar a fase e é proposta uma nova técnica que recorre ao uso de dois comprimentos de onda para proceder a esta operação tão complexa.

No **capítulo 8** faz-se a interpretação quantitativa dos diversos métodos utilizados, permitindo assim tornar mais consistente toda a metodologia apresentada nos capítulos anteriores.

Finalmente o **capítulo 9** apresenta as conclusões do trabalho realizado, e sugere caminhos de trabalho futuro e de evolução no sentido da automatização dos métodos usados em análise experimental de tensões.

1.4 A Essência do Processamento de Imagem

O processamento de imagem está cada vez mais presente no nosso dia a dia. As folhas de fax, os mapas da previsão meteorológica e as caras imaculadas que aparecem nas capas de revistas são alguns exemplos da aplicação do processamento de imagem. Frequentemente vemos esta tecnologia aplicada sem necessariamente a reconhecermos como tal.

Em termos simples, o processamento digital de imagem não é mais do que o processamento de dados realizado com o auxilio dum computador. A novidade reside no facto de que *pixels* vizinhos na memória do computador estarem relacionados entre si, por imposição do seu posicionamento espacial na própria imagem. Normalmente uma imagem é uma matriz rectangular de linhas e colunas de *pixels*. Existem contudo sistemas de disposição hexagonal em que cada *pixel* tem seis vizinhos equidistantes, em vez dos quatro mais próximos segundo a linha e coluna e os restantes quatro segundo as diagonais. Um outro ponto que distingue o processamento de imagem do processamento de dados é que o primeiro compreende a manipulação de enormes blocos de dados, ocupando grandes quantidades de memória.

Os Níveis de Cinzento

Mais de século e meio antes do conceito de *pixel*, o pintor impressionista Georges Seurat (1859-1891) desenvolveu o pontilhismo. A aplicação de pontos de cores puras num fundo branco permitia por combinação dar a ilusão de novas cores e variações de luminosidade. Seurat havia estudado óptica e tinha compreendido que, a uma distância razoável, a vista humana combina as cores puras e o fundo branco. Apesar de no pontilhismo os pontos terem uma disposição aleatória, existe uma certa semelhança com os *pixels*. Também estes, com o seu valor característico (nível de cinzento), contribuem para a formação de tonalidades mais globais numa dada imagem monocromática. Nas imagens coloridas a semelhança é ainda maior. Cada *pixel* tem uma só cor e a necessidade de combinação de cores básicas pode ser imposta pelas próprias limitações do sistema de vídeo ou de impressão, como acontece por exemplo na impressão de imagens em papel.

Mesmo os utilizadores habituais do processamento de imagem, esquecem frequentemente a distinção entre as duas funções fundamentais do processamento de imagem. A primeira é a de suprir as deficiências naturais do sistema de visão humana, tornando a imagem de mais fácil interpretação para o olho humano. A outra é a de, sem qualquer preocupação com a interpretação através da visão humana, tornar a imagem de mais fácil manipulação, interpretação, armazenamento e transmissão à distância.

Por exemplo, uma imagem que apresenta poucos níveis de cinzento muito próximos pode tornar-se pouco perceptível, pois a visão humana necessita de maior contraste para distinguir os detalhes. A equalização do histograma da imagem, que permite utilizar toda a gama de níveis de cinzento disponíveis, pode normalmente adicionar aquela falta de contraste. Contudo, basta existir a diferença de um nível na intensidade para o computador fazer a distinção de um pormenor. A equalização do histograma optimiza a gama de níveis de cinzento existente (normalmente 2^8=256) espalhando os níveis tão uniformemente quanto possível para satisfazer a necessidade de contraste da vista humana. O computador pode ler esta correspondência para cada um dos *pixels* de uma LUT (*look-up table*) em vez de repetir os cálculos inúmeras vezes.

O uso das LUT é uma das operações mais simples e rápidas em operações de processamento de imagem. Não há necessidade de mais nada que não seja o nível ou a cor do *pixel* a ser processado não envolvendo, portanto, cálculos que tenham em conta os *pixels* vizinhos. Por exemplo, *pixels* defeituosos na cara de uma capa de revista são substituídos através do uso de uma LUT pelo valor de *pixels* adjacentes. A apresentadora do boletim meteorológico é colocada sobre um fundo azul (vestida com uma cor diferente) e o sistema de processamento de imagem substitui o fundo azul pela mapa meteorológico gerado no computador.

É claro que por vezes a vista humana supera as performances dum sistema de processamento de imagem. Isto só apoia a ideia de que muito ainda pode ser feito nesta área. Nos primórdios da aplicação do processamento de imagem, uma das tarefas era detectar contaminações nas micro-estruturas metálicas. Num microscópio as inclusões não metálicas de sulfuretos e óxidos, existentes no aço, aparecem sob a forma de zonas cinzentas claras ou escuras num fundo polido. A vista consegue distinguir facilmente qual é cada uma delas, mesmo em condições menos favoráveis de iluminação que fazem variar ligeiramente os tons de cinza. Para o computador é complexo analisar sempre a mesma cena e produzir resultados semelhantes sob condições de iluminação diferentes. Uma simples binarização da imagem (*thresholding*) exige uma correcção das zonas mal iluminadas seguida, eventualmente, de uma correcção da iluminação média (efeito normalmente associado às lentes, que reduzem a intensidade conforme nos aproximamos da periferia da imagem).

Eliminação de Ruído

Apesar de uma forma de transmissão digital de imagem ter aparecido no princípio dos anos 20, utilizada para o envio de fotografias através dos cabos transatlânticos, o processamento de imagem moderno só surgiria em 1964 como meio de melhorar as imagens recebidas dos primeiros veículos a explorar a Lua. Um dos principais problemas era o ruído, constituído por *pixels* com valores marcadamente elevados ou baixos relativamente aos seus vizinhos. A maneira mais simples de eliminar este tipo de ruído é o de substituir o valor dos *pixels* defeituosos pela média do seu próprio valor e o dos seus oito vizinhos numa matriz ortogonal. Esta média pode ser considerada um tipo de filtro passa-baixo que elimina as altas frequências resultantes daquelas variações bruscas de intensidade. Algumas imagens, nomeadamente as de

infravermelhos e as de câmaras de fotomultiplicadores, são intrinsecamente ruidosas e por isso necessitam de uma filtragem por média, alargada a uma vizinhança maior.

Pode compensar transformar a imagem toda para o domínio das frequências, para efectuar estas operações de filtragem de ruído numa gama muito maior de frequências. Esta transformação é computacionalmente dispendiosa, mas uma vez no domínio espectral (domínio das frequências) frequências específicas são facilmente removidas e uma transformada inversa permite revelar de seguida a imagem processada.

Existem muitas formas de transformar uma imagem digital para o domínio das frequências. A mais divulgada, a mais completa, talvez a melhor e mais usada ao longo dos anos de evolução do processamento de imagem, é sem duvida a transformada de Fourier discreta. É normalmente conhecida por FFT, onde o primeiro "F" vem de *fast* e o "D" de discreta é silenciosamente ignorado. O "F" de *fast* pela redução do tempo de computação conseguida com o novo algoritmo. Outrora, o tempo necessário para calcular a transformada de Fourier de grandes matrizes bidimensionais de dados era grosseiramente proporcional ao quadrado do número de *pixels*. Quando meios de reduzir esta relação apareceram, o cálculo digital de transformadas de Fourier tornou-se exequível. As transformadas têm muito mais usos que a simples e trivial operação de redução do ruído.

Existem muitas outras transformadas de domínio espectral, como a transformada co-seno discreta (DCT) que é muito utilizada na compressão de imagens. Interessante é também o facto de se poder obter a transformada de Fourier instantânea através de uma simples montagem óptica. A imagem deve ser produzida através de uma fonte de luz coerente, o que não sendo ainda acessível a qualquer um, está em vias de o ser num futuro próximo.

Um modo alternativo de redução do ruído numa cena estática é a média temporal. A adição sucessiva de imagens duma mesma cena (acautelando o *overflow* de cada *pixel* à medida que as adições se sucedem), onde o ruído aparece em diferentes pontos nas sucessivas imagens adquiridas, permite ir sucessivamente eliminando os *pixels* com valores dispares. O ruído é reduzido assim de uma forma proporcional à raiz quadrada do número de adições. Esta abordagem é de grande valor para, por exemplo, a aquisição de imagens de espécimes delicados através do microscópio de varrimento electrónico. Estes são submetidos, digamos a 100 passagens com um feixe de baixa intensidade, gerando cada um deles uma imagem com muito ruído, onde um feixe com uma intensidade 100 vezes superior destruiria completamente o espécime.

Filtros

Infelizmente um filtro passa-baixo também elimina alguma informação de detalhe presente numa imagem funcional. Filtros mais selectivos, chamados de não lineares, actuam somente quando determinadas condições são satisfeitas. Por exemplo o filtro de mediana verifica se um determinado ponto tem um nível de intensidade semelhante aos seus vizinhos. No caso de o seu valor ser díspar, e somente nesse caso, o seu valor é substituído pelo valor mediano dentre os seus vizinhos.

Todos os sistemas de formação de imagem sofrem, em algum grau, de aberração, resultando numa imagem deformada do tipo "olho de peixe", Fig. 1.21. O processamento digital de imagem pode corrigir essa deformação, e em certas câmaras é já possível armazenar esses dados de

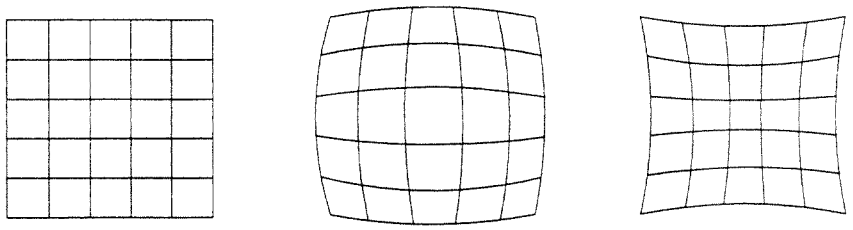


Fig. 1.21. Forma original e duas deformações típicas, por aberração, de um sistema formador de imagem.

correcção para serem usados automaticamente daí em diante. Por vezes a distorção é originada pela própria câmara, mas geralmente são as lentes as responsáveis por este tipo de deformação da imagem. Com uma lente principal de má qualidade, uma câmara apontada para um edifício alto produz uma imagem deformada, mostrando a parte superior menor do que devia ser na realidade. Por exemplo, num sistema de controlo de defeitos numa serração de madeiras, uma câmara para procurar defeitos na madeira pode ter conveniência em ser colocada descentrada da área de observação. Se a imagem obtida não for corrigida geometricamente os defeitos que aparecem mais próximos da câmara serão exagerados relativamente àqueles mais distantes. Numa escala maior, imagens obtidas por satélite ou câmaras instaladas em veículos aéreos observando a terra obliquamente, necessitarão de correcção antes de serem comparadas com os mapas e imagens já existentes.

As inúmeras implementações de métodos de transformação geométrica caem todos em duas classes: directo e inverso. No método directo a pergunta colocada pelo algoritmo em cada *pixel* da imagem será: "Onde deve ser colocado este valor na nova imagem?". O método inverso toma um novo *pixel* na nova imagem e pergunta: "De qual *pixel* da imagem original se deve retirar a informação, e em que proporção, para preencher este *pixel*?". O último método tem tempos de computação mais elevados, mas permite obter resultados com erros menores.

Segmentação da Imagem

A dada altura a meta do processamento de imagem pareceu ser o algoritmo perfeito de detecção de contornos (segmentação), que simplificaria a interpretação transformando uma imagem de níveis de cinzento complexa noutra mais simples, do tipo caricatura, sem a necessidade de intervenção humana. Os algoritmos identificam os contornos observando a taxa de variação do nível de cinzento em redor de um *pixel* ou recorrendo ao diferencial de segunda ordem: a variação da taxa de variação, Fig. 1.22. Infelizmente, imagens reais quase sempre produzem mais contornos que um caricaturista desenharia; assim a segmentação continua a ser simplesmente uma das ferramentas de interpretação automatizada de imagem.

O algoritmo de segmentação mais simples, o de Roberts Cross, raramente é utilizado nos dias de hoje, ao contrário do que acontece com o operador de Sobel ainda muito comum e relativamente fácil de implementar. O filtro Laplaciano, um detector diferencial de segunda ordem genérico, trabalha melhor com um "alisar" prévio efectuado por um filtro Gaussiano, chamando-se neste caso um filtro Laplaciano de Gauss (LoG) ou filtro diferencial de Gauss (DoG), com uma filtragem passa-baixo mais forte.

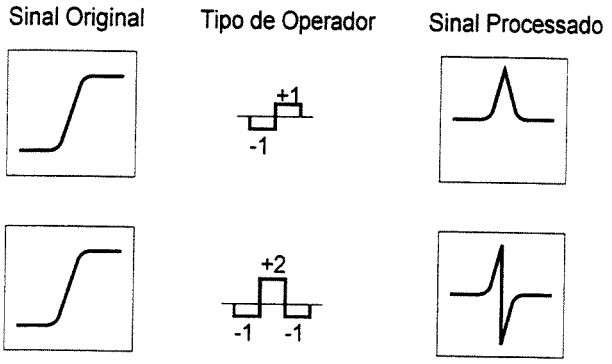


Fig. 1.22. Dois modos de detectar um contorno (variação brusca da intensidade) numa imagem digital. O modo mais simples é determinar como variam os níveis de cinza à volta de um *pixel* (em cima). O outro é medir a razão de mudança dos níveis à volta de um *pixel* (em baixo).

Outra área do processamento de imagem com um léxico surpreendente é a morfologia, apresentando a erosão, a dilatação e a esqueletonização como as operações mais comuns. Por exemplo, inclusões de sulfuretos em chapas de aço estiradas a quente têm a forma de salsicha, podendo juntar-se devido ao processo de estiramento. Erodindo os esboços dos objectos unidos, removendo um ou mais *pixels*, tende a quebrar as ligações aparecendo então os objectos separadamente. Alternativamente, dilatar os objectos na imagem, somando *pixels* em redor das extremidades, fará com que eles se toquem, fundindo as suas fronteiras nos pontos mais próximos (que é o modo como as inclusões afectam a resistência do metal na prática). A esqueletonização reduz um objecto a uma linha central com um *pixel* de espessura, independentemente da sua espessura original.

A compressão de imagem tem aumentado de importância à medida que as capacidades dos computadores pessoais e das telecomunicações melhora. Esta operação impõe sempre uma decisão básica: ou se perde um pouco de qualidade de imagem e se reduz o ficheiro para 10% ou menos do seu tamanho, ou se insiste em qualidade 100% na restauração da imagem, às custas de uma relação de compressão de, tipicamente, entre dois e três.

As iniciais que são encontrados frequentemente em compressão sem perda de informação são LZW, referindo-se a Lempel, Ziv e Welch que desenvolveram e patentearam métodos eficientes para comprimir dados em linha. O acrónimo universal para compressão com perda de informação é JPEG, abreviatura de *Joint Photographic Experts Group*. O formato JPEG é baseado na DCT que é ao mesmo tempo mais fácil de implementar e mais rápida que a FFT. A perda de informação é devida à eliminação de frequências não desejadas, ficando a imagem codificada apenas pelas frequências fundamentais.

O formato JPEG divide a imagem em blocos de 8×8 *pixel*. Às vezes podem ver-se estes blocos numa imagem fortemente comprimida. Em cada bloco são eliminadas as frequências mais altas e armazenadas as mais baixas, de modo a reduzir substancialmente o volume de dados com um efeito visual relativamente pequeno. Parte do processo de codificação anuncia o nível de compressão em cada imagem e, assim, na compressão inicial pode ser balanceado o conteúdo de dados e a qualidade de imagem. Não é contudo possível especificar uma relação de compressão exacta: uma imagem complexa comprimirá menos que uma com grandes áreas de cor uniforme.

A compressão JPEG com perda de informação (há um modo sem perda de informação que não é muito usado) é usada em imagens estáticas de cor ou monocromáticas. O formato MPEG, uma derivação do JPEG, permite normalmente uma compressão mais elevada para uma sequência de imagens com movimento associado, porque muita informação é a mesma em imagens consecutivas. *Motion*-JPEG é uma forma de compressão para imagens com movimento que permite obter a mesma qualidade que se vê nas imagens individuais, à custa de uma menor compressão. JBIG é um formato para imagens binárias, ao qual se juntam os padrões de compressão Grupo 3 e 4 usados, por exemplo, em máquinas de fax.

Um último ponto: o processamento de imagem envolve normalmente uma análise, na qual o *input* é uma imagem e o *output* é um resultado numérico, lógico, ou uma classificação. A falta de uma tecnologia adequada de compressão de palavras significa que muito ainda fica por dizer do processamento de imagem como ferramenta de análise nos dias actuais. O trabalho agora apresentado ir-se-à debruçar sobre uma aplicação bastante específica do processamento de imagem: a quantificação de imagens funcionais, ou mais concretamente de interferogramas.

1.5 Um Sistema de Processamento de Imagem

Como já referimos, o objectivo dum sistema de processamento de imagem é melhorar, analisar, segmentar ou mesmo reconhecer uma ou várias imagens usando um computador. Nos anos mais recentes, o aumento de capacidade de cálculo e armazenamento dos computadores permitiu a aplicação a diversos campos da ciência do processamento digital de imagem. A medicina tem usado as tecnologias de processamento de imagem tais como radiografia digital ou técnicas de ultra-sons para fazer o diagnóstico dos pacientes. A teleconferência e a transmissão de imagem a alta velocidade estão a mudar a forma como a investigação e os negócios são conduzidos. A inspecção automatizada está a transformar rapidamente o ambiente industrial.

As componentes básicas de um sistema de processamento digital de imagem são:

- meios de aquisição de imagens de várias proveniências,
- meios de conversão da imagem adquirida num formato que possa ser manipulado por um computador (digitalização),
- meios de processamento dos dados adquiridos, quer através do CPU quer de processadores periféricos (*e.g.* processadores DSP),
- *software* para instruir os processadores a executar as tarefas de processamento, e
- meios que permitam visualizar a imagem processada.

Existem sistemas integrados de processamento de imagem e placas de processamento de imagem que podem ser introduzidas num vulgar computador pessoal, sendo por isso soluções muito mais acessíveis e actualmente suficientemente potentes para aplicações usuais de processamento. As componentes fundamentais de um sistema de processamento de imagem encontram-se esquematizadas na Fig. 1.23. A imagem é adquirida através de uma câmara, normalmente uma câmara *vidicon* ou CCD (*charge coupled device*). O sinal analógico produzido pela câmara é transformado em digital através de uma operação chamada digitalização. A digitalização é feita por amostragem do sinal analógico em intervalos de tempos discretos, convertendo essa amostra

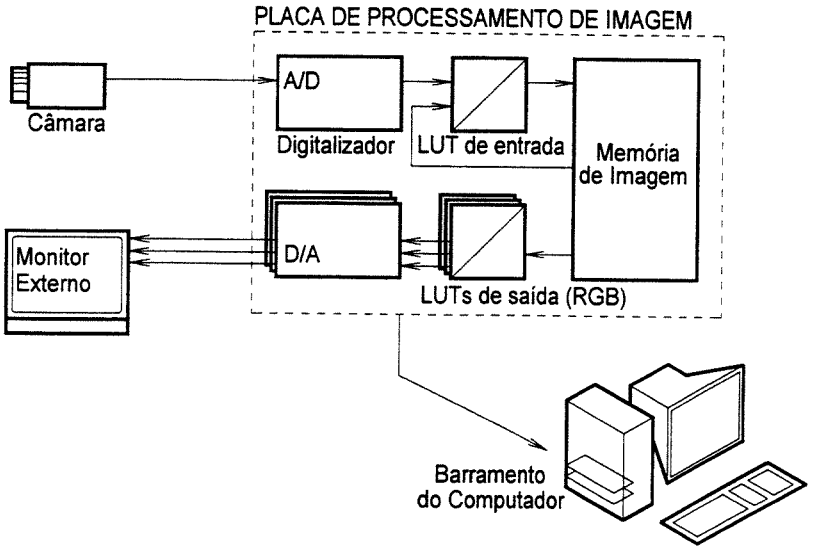


Fig. 1.23. Componentes básicas de um sistema de processamento digital de imagem.

(*pixel,* de *picture element*) num valor digital. A imagem na forma digital é então armazenada em memória RAM (nos chamados *frame buffers*), existente na placa de processamento de imagem ou no próprio computador. Esta memória armazena um *pixel* em cada uma das suas unidades de memória e pode ser acedida pelo computador do sistema. A imagem armazenada em memória pode ser visualizada num monitor externo. Um conversor digital/analógico transforma o valor do *pixel* armazenado em memória de novo em sinal analógico de modo a ser possível ver a imagem num monitor externo. O processamento pode ser feito na placa de processamento de imagem ou no próprio computador, dependendo das características daquela e da operação em causa. Entre os conversores A/D e D/A e a memória de imagem existem as tabelas de entrada e saída (LUT, de *look-up tables*) que permitem modificar os valores que são digitalizados ou os que são exibidos no monitor de vídeo externo. A tabela de entrada pode ser realimentada, o que permite executar operações fundamentais para a nossa área de investigação, como por exemplo a subtracção em tempo real.

As imagens recebidas pela câmara são digitalizadas a uma frequência de 25 imagens por segundo e, normalmente, com uma resolução de 512×512 pontos de 8 *bit* cada. Existem contudo outras resoluções de que é exemplo a câmara de 1024×1024×8 que o LOME adquiriu recentemente. Os 8 *bit* de cada ponto permitem representar 256 valores de intensidade. As tabelas de saída permitem utilizar 256 cores de 16777216 possíveis (24 *bit*).

As tabelas de entrada e saída são usadas para transformar o valor da intensidade que é gravada em memória ou mostrada no monitor externo. As placas de processamento de imagem possuem normalmente várias, de modo a ser possível executar várias tarefas sem ter de carregar constantemente aquelas tabelas. Quando a tabela é uma rampa de declive unitário definida pelos pontos (0,0) e (255,255) a imagem não sofre qualquer modificação, Fig. 1.24 (LUT de entrada).

Na Fig. 1.24 mostra-se com maior detalhe a placa de processamento de imagem para explicar o seu funcionamento no modo que nos interessa aqui referir. Relativamente à figura anterior, aparece uma unidade lógica aritmética (ALU) que permite fazer a subtracção em tempo real, essencial para a interferometria por correlação de *speckle*. Refira-se que esta é uma característica só de algumas placas de processamento de imagem, portanto não é uma característica universal.

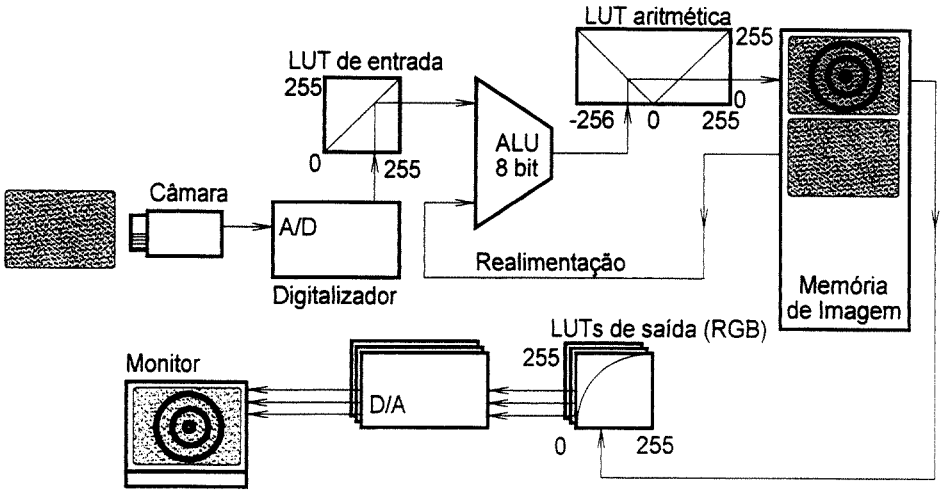


Fig. 1.24. Diagrama do sistema de processamento de imagem funcionando no modo de subtracção em tempo real.

A figura permite explicar o funcionamento básico das placas com estas características. Uma imagem está a ser adquirida através da câmara, é digitalizada e passa pela tabela de entrada sem sofrer modificação, sendo posteriormente encaminhada para a unidade lógica e aritmética. A ALU permite realizar 16 operações lógicas e 32 operações aritméticas. Simultaneamente uma imagem previamente gravada em memória é encaminhada para a ALU, onde é efectuada uma subtracção tomado em conta o *bit* de sinal (*carry*), ou seja esta operação conduz a 512 resultados possíveis (9 *bit*). O resultado é então fornecido à LUT aritmética, que neste caso está programada para fazer a rectificação do sinal, donde resulta uma imagem que apresenta as franjas secundárias de subtracção. As imagens subtraídas continham apenas franjas primárias que não são visíveis, pois contêm uma fase aleatória devida ao *speckle*. Outra operação de muita utilidade é a programação das LUT, que se pode ver na fase seguinte de processamento. A imagem obtida, antes de ser visualizada no monitor externo, passa pelas tabelas de saída onde, neste caso, é aumentado o seu contraste. No caso em que as tabelas das três cores base (RGB) são definidas da mesma forma, as imagens são exibidas em tons de cinzento; podem contudo definir-se as tabelas de forma diferente para o vermelho, verde e azul e, neste caso, obtém-se no monitor uma imagem com cores falsas (*pseudocolor*).

Relativamente ao processamento, podemos dizer que ele é a parte fundamental deste trabalho e é ele que permite obter todos aqueles resultados mostrados no parágrafo 1.2 a partir das imagens funcionais adquiridas. A imagem é representada por uma matriz bidimensional de pontos (*pixels*), tendo cada ponto um valor $g(x,y)$ no intervalo [0,255], que representa o seu valor de intensidade luminosa. As placas de processamento de imagem existentes nos circuitos comerciais têm dum modo geral uma dimensão de 512×512 pontos. Atendendo à forma como a imagem é adquirida, os eixos coordenados atribuídos à imagem são, normalmente, os indicados na Fig. 1.25.

As operações utilizadas no processamento digital de imagem podem ser divididas em três classes distintas, Gåsvik (1995):

- operações de ponto,

- operações de vizinhança, e
- operações geométricas.

As operações de ponto são aquelas em que o valor final desse ponto só depende do seu valor inicial, *e.g.* o cálculo de fase num determinado ponto. Uma operação de vizinhança envolve a transformação do valor de um ponto incluindo de alguma forma os valores dos pontos vizinhos, *e.g.* uma filtragem por convolução. As operações geométricas são aquelas que alteram a posição relativa dos pontos na matriz que constitui a imagem, *e.g.* correcção da perspectiva numa imagem.

1.6 A Tecnologia da Captura de Imagem

A câmara de vídeo é um dos componentes fundamentais num sistema de processamento de imagem, embora normalmente mereça pouca atenção por quem trabalha nesta área da ciência. Dispositivos de detecção electro-ópticos desde tubos até aos CCD convertem imagens ópticas em sinais electrónicos para transmissão e exibição.

De vez em quando, surge uma invenção que muda completamente o curso e o comportamento da humanidade. Por exemplo, imagine-se como era a vida antes do automóvel, da imprensa ou ainda da agricultura. Inovações como estas transformaram a sociedade. O impacto social das tecnologias de aquisição de imagem não foi menos significativo.

Desde o momento em que Joseph Nicéphore Niepce (1765-1833) expôs a primeira fotografia permanente em 1822, a ciência de imagem criou uma janela sempre aberta para o mundo e inundou a nossa consciência colectiva com registos das nossas vidas e dos tempos. Muitos de nós nunca esquecerão as sequências do assassinato de John F. Kennedv ou as impressionantes imagens obtidas pela Voyager dos planetas exteriores. Imagens como estas ficam permanentemente armazenadas nas nossas memórias, e todos os dias uma chuva de novas imagens chegam até nós, divulgadas através dos jornais, revistas, ecrãs de cinema e aparelhos de televisão. Todas estas imagens são capturados quer por fotografia quer por dispositivos

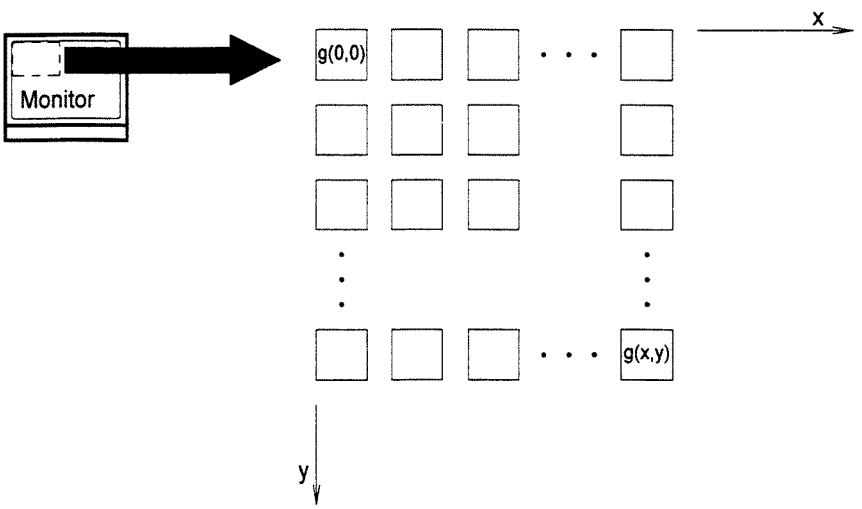


Fig. 1.25. Representação de uma imagem digital em termos de coordenadas espaciais.

electro-ópticos usando uma incrível variedade de técnicas. E com a invenção de dispositivos *charge-coupled devices* (CCD), a tendência para a gravação de imagem electro-óptica acelerou.

Os Tubos de Imagem Foto-emissivos

A televisão foi viabilizada por algumas inovações chave, das quais as três mais significativas foram o tubo de raios catódicos, a transmissão de ondas electromagnéticas no espaço e o tubo detector de imagem. Embora as primeiras duas invenções tivessem surgido no princípio deste século, só em 1937 é que o russo Vladimir Zworykin (1889-1982) construiu o primeiro tubo de imagem, chamado de iconoscópio.

A tarefa básica de um tubo de imagem é converter a luz e os padrões de uma imagem óptica em sinais electrónicos adequados para transmissão e exibição. Isto define, de facto, a função primária de qualquer dispositivo de aquisição de imagem electro-óptico. Embora o iconoscópio representasse um importante primeiro passo para uma televisão funcional, não tinha contudo tempo de resposta, resposta espectral, estabilidade ou mesmo gama dinâmica essenciais para condições de funcionamento mais diversas.

Os Tubos de Imagem Fotocondutivos

Os problemas antes referidos seriam ultrapassados pelo tubo *orthicon*. Os tubos *orthicon* têm menores tempos de resposta, da mesma forma que tubos de fotomultiplicadores, através de emissão de electrões secundários. O *orthicon* provou ser tão funcional que se tornou um padrão da indústria durante décadas e ainda pode ser encontrado em alguns estúdios de televisão nos dias de hoje. Mas as inovações na tecnologia dos semicondutores produziram desígnios novos que conduziram, em primeiro lugar, a uma melhoraria dos tubos de imagem e posteriormente ao aparecimento dos detectores de tecnologia do estado sólido (os semicondutores).

Um dos tubos de imagem mais bem sucedido, incorporando semicondutores, foi o *vidicon*. Um significativo aumento na resposta temporal e espacial dos *vidicons* foi conseguida através da utilização de uma matriz de fotodiodos como detector. O tubo de imagem com esta tecnologia, denominado por SIDAC, apresentava como principal limitação o facto de a resolução ser dependente do espaçamento entre os fotodíodos. A revolução do vídeo inspirou muitas outras variantes competidoras directas da tecnologia *vidicon*, como o *staticon*, *chalnicon*, *pasecon*, e *newicon*. *Vidicons* com sensores piro-eléctricos foram também desenvolvidos para aquisição de imagens térmicas (infravermelhos). Uma família de tubos intensificadores de imagem foi especialmente desenvolvida para condições de baixa luminosidade ou nocturnas.

Um dos intensificadores de imagem mais versátil, o *microchannel plate* (MCP), evita a necessidade de focar os campos de foto-electrões confinando-os fisicamente dentro de tubos de fotomultiplicadores estreitos que se encontram ligados a uma matriz de detectores. Porém, a resolução de imagem de um MCP é fixada pela separação entre os tubos individuais.

O Conceito de CCD

O compacto MCP representa o culminar do tubo de imagem e, sobretudo, a abertura do caminho para a tecnologia do estado sólido com matrizes de detectores. Impulsionada pela revolução das

técnicas de fabrico de semicondutores, os detectores de estado sólido como o CCD tomaram depressa a dianteira à desactualizada tecnologia dos tubos de imagem e começam actualmente a substituir o registo fotográfico em muitas aplicações, desde a astronomia até às próprias máquinas fotográficas.

Os CCD foram sobretudo o instrumento de passagem para a digitalização de imagem do estado sólido, pois oferecem uma solução engenhosa para o problema fundamental dos detectores de matriz: como fazer a leitura da imagem a partir da matriz de detectores. Enquanto o SIDAC usa uma feixe de electrões para ler a imagem de uma matriz de fotodíodos, os CCD transferem as imagens registadas através do próprio detector. Esta nova abordagem da aquisição de imagem foi proposta pela primeira vez em 1970 num artigo publicado por investigadores dos laboratórios Bell (Boyle e Smith, 1970). A técnica é baseada nas propriedades opto-electrónicas de uma arquitectura de semicondutor bem conhecida: o condensador metal óxido-silício (MOS).

Um condensador MOS consiste num substrato de silício extrínseco (do tipo p) no qual é criado numa das suas faces uma camada isoladora de dióxido de silício (SiO_2). Para completar a estrutura, uma camada fina de metal (chamada de porta) é depositada sobre o SiO_2. Os contactos eléctricos são ligados à porta e ao substrato de silício como se mostra na Fig. 1.26.

Quando uma voltagem é aplicada nesta estrutura MOS, os portadores de carga maioritários (vazios) são afastados da interface silício-SiO_2, imediatamente abaixo da porta, abandonado a região de carga e disponibilizando energia potencial suficiente para que os portadores de carga minoritários (electrões) se possam deslocar. Quanto maior for a carga aplicada maior será a energia potencial criada. Se agora o dispositivo for irradiado por luz, enquanto se aplica a mesma carga, os electrões gerados no silício por absorção serão recolhidos na região onde foi criada a energia potencial, imediatamente debaixo da porta. Quanto mais luz for absorvida pelo silício, mais electrões serão capturados na interface silício-SiO_2, até que se atinja a saturação ou a tensão seja retirada.

Matrizes lineares ou bidimensionais de condensadores MOS podem assim armazenar imagens na forma de cargas capturadas sob as portas dos detectores. O truque está na movimentação das cargas acumuladas para fora do detector. A solução encontrada para este problema é trocar consecutivamente a carga em cada porta de modo a transferir o potencial de uma dada porta para a imediatamente a seguir, como se faz passar os baldes de água numa brigada (fila) de pessoas para apagar um incêndio. Um dos esquemas mais usado para transferir as cargas é o chamado *three-phase clocking* (Fig. 1.27). Numa típica matriz bidimensional MOS com transporte por ciclo de três fases, as portas de uma coluna encontram-se ligadas a diferentes linhas de voltagem (L_1, L_2, L_3) em grupos de três consecutivas (G_1, G_2, G_3). Esta disposição permite controlar em

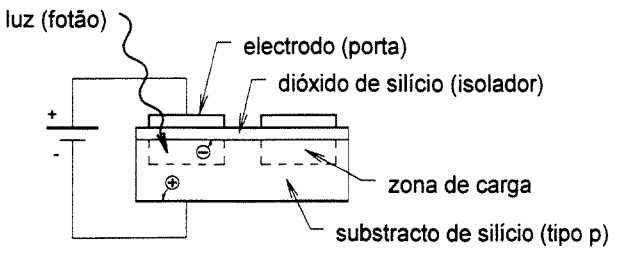


Fig. 1.26. A luz absorvida pelo substracto de um condensador MOS do tipo p gera electrões móveis que são capturados na zona de carga.

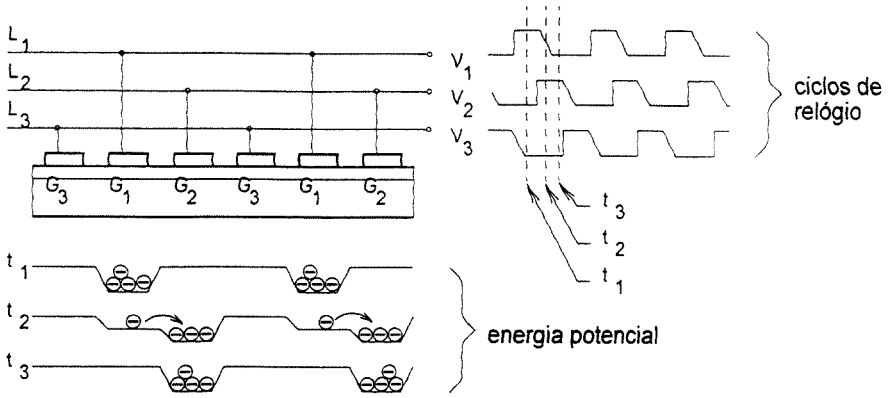


Fig. 1.27. O *three-phase clocking* usa uma sequência muita precisa de relógio em três portas sucessivas para mover os electrões acumulados através de uma matriz de condensadores MOS. Note-se a variação da energia potencial e as voltagens para três instantes t_1, t_2 e t_3. As portas G_1, G_2 e G_3 representam um único *pixel*.

separado a voltagem aplicada a cada porta , o que se torna essencial para o conceito da brigada de incêndio.

Para tornar esta matriz MOS sensível à luz, a tensão V_1 é aplicada em L_1 por um período conhecido como o tempo de integração. Durante este intervalo, electrões móveis gerados pela luz absorvida são recolhidos por todas as portas G_1. Depois da integração, os electrões acumulados são enviados para a célula seguinte aplicando primeiro uma voltagem V_2 a L_2, seguida de uma redução da voltagem V_1 até zero. Quando V_1 é inferior a V_2, as portas G_2 terão menor energia potencial imediatamente abaixo do eléctrodo, o que leva à fuga dos electrões de G_1, que serão capturados por G_2. A repetição desta sequência para as linhas L_2 e L_3 originará o deslocamento dos electrões para a zona de carga da porta G_3. Repetindo a sequência completa (V_1, V_2, V_3) conduzirá metodicamente os electrões para fora do detector, onde serão lidos como um sinal série por uma matriz linear MOS chamada registo de saída ou de leitura.

Opções de Transferência das Cargas

Porque todas as portas em cada linha do CCD estão ligadas em série, a transferência das cargas acumuladas na direcção das colunas dá origem a que à saída se tenha a leitura de uma linha de cada vez (veja Fig. 1.28). Este método de transferência das cargas é chamado transferência de linha. Um problema com a transferência de linha é que se a luz continua a iluminar o detector enquanto se efectua a transferência das cargas, novas cargas podem ser acumuladas debaixo das portas, seja qual for a voltagem a elas aplicada. Isto provoca um efeito de arrastamento na imagem que tem o aspecto semelhante ao de uma imagem desfocada.

A solução mais directa para evitar o efeito de arrastamento na imagem é mover as cargas depressa para fora da matriz, conseguindo-se assim a afectação de um mínimo de *pixels*, o que constitui uma tarefa utópica em matrizes de grandes dimensões. Outra solução é tapar mecanicamente a entrada da câmara entre os tempos de integração. Esta é uma solução razoável para longos tempos de integração, como na astronomia, mas que não se torna prática na aquisição de imagem em contínuo (vídeo). A solução mais eficiente é o CCD de transferência interlinha.

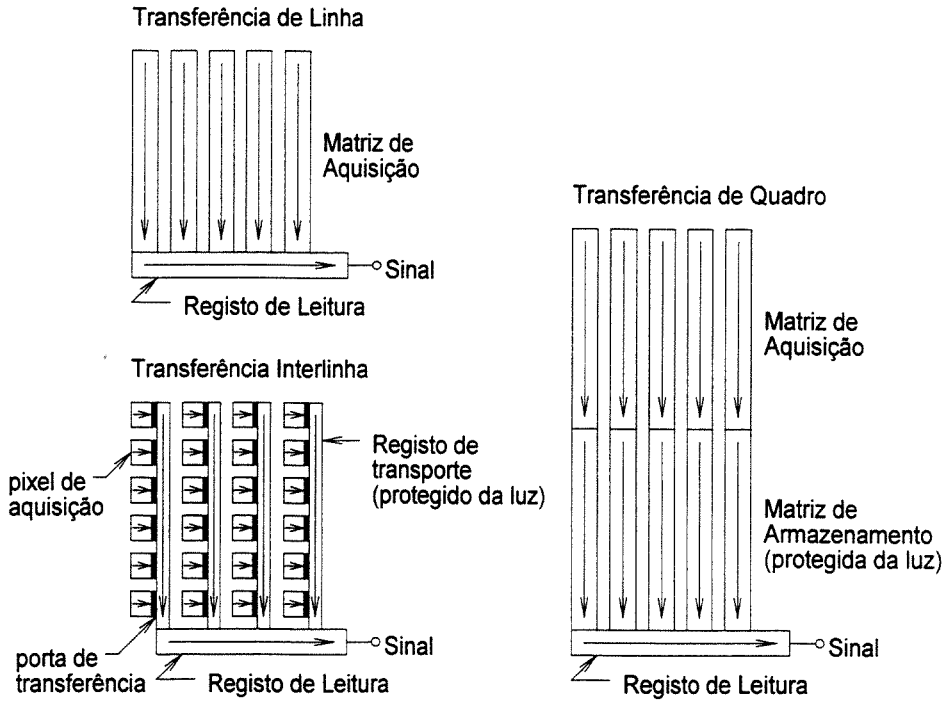


Fig. 1.28. Os três tipos básicos de tranferência de carga num CCD; a maioria dos CCD usa os tipos interlinha e quadro.

A transferência interlinha evita o efeito de arrastamento, transferindo as cargas adquiridas durante a integração para colunas de condensadores MOS protegidos da luz (os registos de transporte) que se encontram intercalados entre as colunas de *pixels* expostos à luz, ou seja os que recolhem a informação luminosa (Fig. 1.28). Destes registos de transporte, as cargas armazenadas podem ser levadas para fora do detector enquanto os *pixels* expostos integram uma nova imagem. A penalização para esta aproximação é deixar menos espaço disponível para os sensores responsáveis pelo registo da informação, limitando assim a resposta e resolução do dispositivo.

Idealmente toda a área do CCD deveria ser fotossensível, o que é definido como um factor de preenchimento de 100%, mas algum espaço à volta de cada *pixel* deve estar disponível quer para assegurar a separação, quer para realizar as próprias ligações electrónicas entre aqueles. Factores de preenchimento superiores são alcançados com um terceiro método de transferência de carga chamado transferência de quadro. A transferência de quadro move rapidamente todas as cargas acumuladas para uma matriz adjacente, protegida da luz, com a mesma dimensão da matriz de *pixels* fotossensíveis (Fig. 1.28). Enquanto os *pixels* integram a próxima imagem, a imagem armazenada é retirada pelo registo de leitura. Os CCD de transferência de quadro, assim como os de transferência de linha, são mais lentos que os CCD de transferência interlinha e sofrem do efeito de arrastamento.

O detector *charge-injection device* (CID) é outro importante dispositivo com transferência de carga. Opera diferentemente do CCD, pois a carga não é transferida para fora do detector. Os *pixels* de um CID consistem em dois condensadores MOS cujas portas se encontram ligadas separadamente a linhas de voltagem de coluna e de linha (Fig. 1.29). Normalmente, os condensadores de coluna são usados para integrar as cargas, enquanto os condensadores de linha protegem e guardam a carga depois da integração. O estágio de leitura do CID é feito

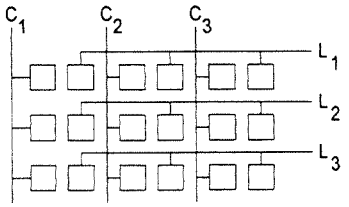


Fig. 1.29. Os sensores do tipo CID acumulam as cargas nas portas (C_1, C_2, C_3) que depois são transferidas para a coluna de portas (L_1, L_2, L_3), evitando assim os problemas de transferência das cargas ao longo de toda a matriz do detector e tornando o sensor endereçável.

sequencialmente, transferindo as cargas integradas dos condensadores de coluna para os condensador de linha, o que altera o potencial na linha proporcionalmente à quantidade de carga transferida. Depois desta leitura não destrutiva, as cargas podem ser devolvidas aos condensadores de coluna para mais integração, ou podem ser injectadas de novo (rejeitadas) no substrato de silício. Uma das grandes vantagens do CID é que cada *pixel* é endereçável em x e y, mas o preço para esta acessibilidade é mais linhas de comando e mais complexidade. Os CID também têm ruído mais elevado, mas menos fugas (troca de cargas entre *pixels*) que os CCD.

A Adaptabilidade dos CCD

Além do seu baixo ruído e boa fotossensibilidade, a maior vantagem do CCD é a sua extraordinária versatilidade. Além do esquema de *clocking* de três fases que foi descrito antes, há também o de duas fases, para uma leitura de imagem mais rápida, e o de quatro fases, que permite uma opção chamada de *double clocking*. O *double clocking* permite maior capacidade de manipulação da carga, que é crítica para aplicações com infravermelhos.

De facto, as técnicas de *clocking* contribuem para a elevada versatilidade do CCD porque podem ser usadas para obturação electrónica, controle da abertura e até mesmo funções de varrimento de imagem, como a obtenção dos quadros (ímpar e par) no vídeo interlaçado. Um método de *clocking* inteligente, chamado *time delay integration* (TDI), sincroniza a transferência de cargas com a aquisição por varrimento de uma imagem ao longo duma dada área, o que resulta num ganho acentuado para os casos de aplicações com fraca iluminação ou de alta velocidade.

Os CCD podem ser iluminados pela parte da frente ou por trás. Nos CCD iluminados pela frente, a luz entra pelo lado dos eléctrodos (portas) e assim sendo, estes devem ser feitos de um material transparente como o poli-silício. Os CCD iluminados pela parte de trás evitam os efeitos de interferência e absorção causados pelas portas, mas devem ser menos espessos para aquisição de imagem com luz visível e infravermelha. A eficiência é diferente nos dois casos, como se pode ver na Fig. 1.30. A ondulação na curva de iluminação frontal deve-se a múltiplas reflexões nas várias interfaces do detector, o que torna a eficiência dependente do comprimento de onda da luz. Os CCD mais avançados são retro-iluminados e têm, por isso, arquitecturas mais complexas.

Os CCD também podem ser integrados com outros fotodetectores, quer monoliticamente quer duma forma híbrida. Os monolíticos combinam os ditos fotodetectores e a estrutura CCD num mesmo integrado, enquanto nos híbridos os dois integrados são sobrepostos sem deixarem de constituir dois integrados separados. Os híbridos evitam alguns problemas de engenharia devido

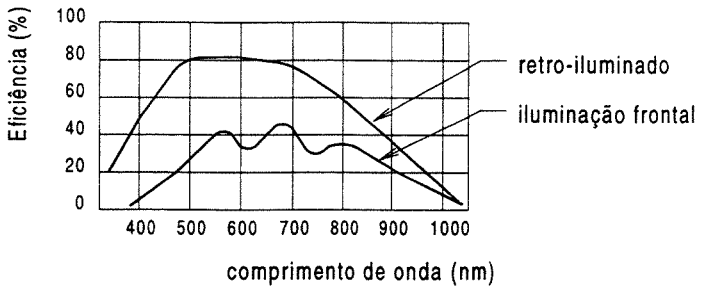


Fig. 1.30. Resposta típica em termos de eficiência do CCD com iluminação frontal e retro-iluminação.

à implantação de materiais diferentes num único integrado e representam uma boa forma de estabelecer a ponte entre tecnologias muito desenvolvidas, que doutra forma seriam incompatíveis.

Com os recentes avanços na produção de semicondutores e de matrizes de microlentes, tornou-se possível obter detectores do estado sólido com menor ruído, maior sensibilidade, maiores factores de preenchimento e maior complexidade. Hoje em dia conseguem-se fabricar detectores que alcançam os 64 milhões de *pixels*. Assim, seja em câmaras de TV, em detectores lineares para máquinas de fax, intensificadores de imagem para captação de cenas nocturnas, ou detectores de matriz para câmaras de vídeo portátil, a aquisição de imagem electro-óptica está influenciando a vida de todos nós. Mas o impacto final na sociedade ainda faz parte daquelas questões às quais gostaríamos de saber responder, mas às quais só podemos lançar suposições.

Para mais detalhes sobre este assunto consultar, por exemplo, Dereniak e Crowe (1984), Lewis (1985), Boyle e Smith (1970), Spooren (1994).

1.7 O Processamento Automático de Franjas

Dum modo geral, qualquer pessoa que trabalhe em processamento de imagem ambiciona automatizar todo a sequência de processamento de modo a torná-la utilizável por pessoas não especializadas na matéria. Mas este é ainda um dos maiores desafios para a análise experimental de tensões usando processamento de imagem. Basta referir que existem variados métodos que produzem franjas de aspecto idêntico, mas que no entanto têm uma interpretação física totalmente diferente. Por esse motivo só aplicações bem específicas pode ser automatizadas e, normalmente, de forma parcial.

Os mais preocupados com a automatização parecem ter sido, até agora, aqueles que lidam com a fotoelasticidade. E isso compreende-se pois é um método de análise experimental de tensões onde o processamento é muito idêntico, permitindo automatizar parte dos procedimentos. Exemplos dessa ambição, não necessariamente concretização, podem ser encontrados em Müller e Saackel (1979), Hecker e Morche (1986), Umezaki *et al.* (1989), Brown e Sullivan (1990), Kihara (1990), Tsuji *et al.* (1990), Patterson (1988) e Carazo-Alvarez *et al.* (1994) entre muitos outros. Apesar dos títulos apresentados nos seus artigos, nenhum deles faz completamente o processamento até à separação das tensões. Existe ainda algum trabalho no sentido da completa automatização deste tipo de processamento. Uma das características de alguns sistemas é a possibilidade de controlar a posição dos elementos do polariscópio usando motores, que por sua

vez são controlados pelo *software* e *hardware* do sistema. No caso do trabalho aqui apresentado, tal possibilidade não foi explorada até porque maior atenção foi dedicada a outros métodos ópticos de análise experimental de tensões.

Mas outras áreas também revelam a intenção de avançar em direcção à automatização. Robinson (1983) tentou automatizar a análise de franjas de Young e de franjas de interferometria usando a esqueletonização (redução das franjas a linhas) e processamento das linhas obtidas. Também Machida *et al.* (1994) se dedicaram ao processamento da franjas de Young. Contudo, o objectivo não foi automatizar completamente um dado procedimento, mas apenas facilitar a análise daquelas franjas. Muitas das publicações intituladas de automatizações foram sobre processamento de franjas, sua detecção, separação e avaliação usando a esqueletonização. E aqui compreende-se essa intenção pois sem o processamento adequado aquela informação de pouco serviria.

Com os métodos de fase, a evolução no sentido da automatização tem sido travada por outros factores. Um dos maiores problemas dos métodos de fase consiste em desembrulhar a fase (eliminação dos saltos de 2π) resultante do cálculo usando a função arco-tangente. Quando se pretende representar o campo de deslocamentos, tal operação torna-se imprescindível. Uma grande batalha está a ser travada para conseguir algoritmos consistentes que permitam desembrulhar a fase sem propagação de erros. O procedimento é baseado no varrimento da imagem e, por isso, existe influência entre pontos vizinhos que assim condicionam o resultado final por propagação dos erros. Mesmo nos casos em que somente as derivadas são pretendidas, alguns problemas podem surgir. A derivação propriamente dita não exige desembrulhar a fase. Por vezes, para a derivação ser consistente, é exigida uma filtragem bastante mais forte da fase. Filtragens fortes podem exigir o desembrulhar da fase, já que se torna muito mais eficiente usar filtros numa função contínua do que os chamados filtros de fase que permitem filtrar mapas de fase embrulhados. Este é um dos assuntos tratados neste trabalho e, por isso, iremos dando conta destes e doutros métodos ao longo dos diversos capítulos. Mas ainda relativamente à automatização, gostaríamos de salientar o esforço desenvolvido por Haasteren e Frankena (1994) no sentido de desenvolverem um sistema de cálculo de fase em tempo real. O sistema permite, através do uso de várias câmaras (começou com 4, passou a 3 e terminou em 2) e de um potente sistema informático, calcular a fase em tempo real, mesmo executando ao mesmo tempo a filtragem das imagens adquiridas. O grande problema do sistema é o seu alinhamento, que é complicadíssimo e talvez por isso não se tenham visto muitos resultados obtidos por este método. A ideia é contudo muito interessante, pois em vez de franjas em tempo real obtém-se a fase, com o natural aumento de qualidade visual.

Evidentemente que já existem muitas aplicações usadas industrialmente com processamento automático dedicado. São aplicações simples mas de grande importância e é natural que se queira ir mais longe. Começam a surgir as primeiras aplicações de cálculo de fase com algum nível de automatização (Bell, 1999) e é de esperar que, dentro em breve, façam parte de processos industriais de inspecção e teste. O que desejamos salientar neste ponto é que a importância da automatização é grande, mas que se justifica em utilizações de larga escala. A nível académico a maior preocupação é desenvolver novos e variados métodos que permitam maior flexibilidade quando se pretenda aplicar a MID a algum processo industrial. Foi isso que tentamos fazer neste trabalho.

2

Modelação das Franjas

A descoberta do fenómeno físico conhecido como interferência abriu novas perspectivas à utilização das técnicas ópticas para obter a deformação, o deslocamento ou até a forma de objectos. A interferometria manifesta-se com o aparecimento de franjas que cobrem a superfície dos objectos ou que aparecem num alvo após atravessarem um objecto transparente. Convém referir que o aparecimento de franjas nem sempre resulta de fenómenos de interferência, podendo estas serem criadas por outro processo (*e.g.*: projecção ou polarização), conforme a técnica aplicada e a sua finalidade.

As ondas electromagnéticas transportam energia, e a quantidade de energia que atravessa uma área unitária perpendicular à direcção de propagação, por unidade de tempo, é chamada intensidade da onda. É desta grandeza que a Metrologia de Interferométrica Digital se serve para obter a informação de que necessita. É por esse motivo uma palavra que será bastante frequente doravante.

Neste trabalho será abordado o processamento digital de franjas, impondo-se, por isso, uma descrição sumária do tipo de franjas processadas e da forma como elas surgem nos diversos métodos de análise experimental. É essa a função primordial deste capítulo. Outros esclarecimentos serão dados para pontos que se achem de interesse na compreensão dos métodos e teorias apresentados neste trabalho.

2.1 Fotoelasticidade

Alguns materiais amorfos e transparentes, opticamente isotrópicos quando livres de tensões, tornam-se anisotrópicos e apresentam características semelhantes aos materiais cristalinos quando solicitados mecanicamente. Estas características persistem enquanto o carregamento se mantém, desaparecendo quando o carregamento é eliminado, excepto quando é efectuado o congelamento intencional do estado de tensão (fotoelasticidade tridimensional). A

fotoelasticidade é um método óptico baseado nesta alteração de comportamento, que também é conhecida como birrefringência temporária. O responsável por esta descoberta foi Sir David Brewster em 1816.

O instrumento que permite analisar o efeito fotoelástico é designado por polariscópio, podendo este apresentar grande variedade de configurações. Dessas configurações possíveis vamos de seguida falar nas duas mais vulgarmente utilizadas: os polariscópios plano e circular de transmissão.

Com estas configurações do polariscópio de transmissão é possível obter dois tipos de franjas: as franjas isoclínicas e as franjas isocromáticas. As primeiras definem os pontos onde as direcções principais de tensão têm a mesma inclinação. As segundas são isocurvas para as quais a diferença entre as duas tensões principais no plano é constante, por outras palavras definem pontos com a mesma tensão de corte máxima no plano.

2.1.1 Franjas Isoclínicas

As franjas isoclínicas representam o conjunto de pontos que têm as direcções principais de tensão paralelas entre si (isoclínica significa igual inclinação). Contudo, essa inclinação tanto pode ser a da direcção principal 1 como da 2, quer isto dizer que são incluídos na mesma franja pontos com a direcção de tensão máxima com inclinações 0° e 90° (*e.g.*). Isto representa um dos principais problemas ao processamento automático das franjas obtidas em fotoelasticidade, como veremos no desenvolvimento deste trabalho.

A obtenção das franjas isoclínicas é possível usando a configuração de polariscópio plano. Como a sua designação indica, este polariscópio utiliza luz polarizada plana. A luz é plana até atingir o modelo fotoelástico, tornando-se elíptica após atravessar o modelo, devido à birrefringência do modelo fotoelástico. O polariscópio plano é constituído basicamente por dois polarizadores planos (o polarizador e o analisador) com os eixos de polarização cruzados, Fig. 2.1. Nesta configuração as franjas isoclínicas aparecem misturadas com as isocromáticas, Fig. 2.3(a), sendo no entanto possível a sua separação recorrendo ao processamento digital de imagem.

Quando o modelo fotoelástico é sujeito a um estado de tensão, o seu comportamento é idêntico ao de uma placa birrefringente. Isto significa que a luz é transmitida a velocidades diferentes segundo os eixos principais dessa placa, que neste caso coincidem com os eixos principais de tensão. Estas duas componentes atingem o analisador e somente a soma das componentes segundo o eixo do analisador é visível ao observador. A luz que é observada no analisador tem uma intensidade que é dada por (Dally e Riley, 1978; Chousal, 1991):

$$I(\vec{r}) = K(\vec{r}) \cdot \text{sen}^2(2\beta(\vec{r})) \cdot \text{sen}^2\left(\frac{\Delta(\vec{r})}{2}\right) \tag{2.1}$$

onde $\vec{r}$ é o vector de coordenadas (x,y), K é o dobro da intensidade de fundo, β ($\alpha+\gamma$, na Fig. 2.1) é o ângulo entre o eixo do polarizador e uma das direcções principais de tensão, e Δ é o desfasamento introduzido pela birrefringência do modelo fotoelástico.

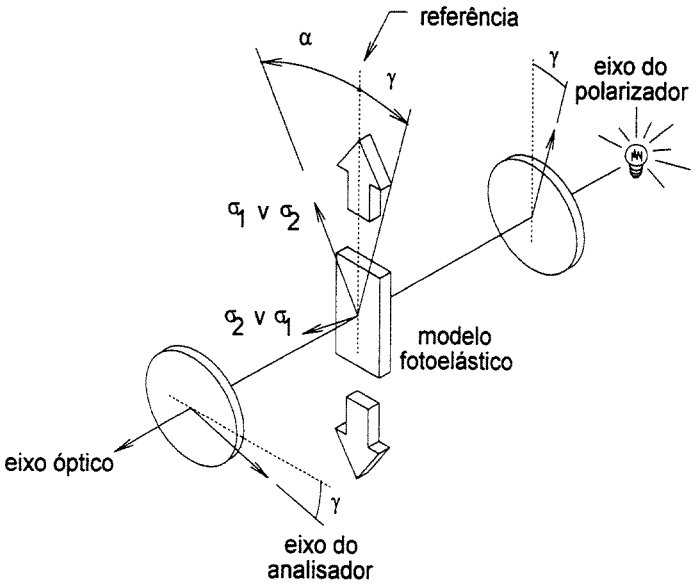


Fig. 2.1. O polariscópio plano. Caracterização dos parâmetros usados na equação da intensidade para o polariscópio plano. Repare-se que o mesmo ângulo é usado no polarizador e analisador.

Esta equação pode ser generalizada para uma direcção de referência fixa no espaço (Fig. 2.1), permitindo assim o processamento por cálculo da fase das franjas isoclínicas (Chousal, 1991). A nova expressão para a intensidade virá dada por:

$$I_\gamma(\vec{r}) = I_0(\vec{r})\left[1 - V(\vec{r})\cdot\cos 4(\alpha(\vec{r}) + \gamma)\right]\text{sen}^2\left(\frac{\Delta(\vec{r})}{2}\right) \tag{2.2}$$

onde I_0 é a intensidade de fundo (ou média), V é o contraste das franjas, e γ é a rotação do conjunto polarizador/analisador em relação à referência espacial.

2.1.2 Franjas Isocromáticas

Utilizando o polariscópio na configuração circular, isto é no caso em que a luz que atinge o modelo fotoelástico é polarizada circularmente, podemos observar as franjas isocromáticas. O polariscópio circular inclui, para além das componentes já referidas a propósito do polariscópio plano, duas placas quarto de onda de ambos os lados do modelo fotoelástico, Fig. 2.2.

É frequente utilizar o polariscópio circular em duas situações particulares: a de campo escuro (polarizadores cruzados) ou a de campo iluminado (polarizadores paralelos). Num caso obtêm-se as franjas de ordem inteira e no outro as franjas de ordem metade. Não vamos aqui fazer referência a estas disposições, pois a utilização neste trabalho será muito mais genérica (posição arbitrária do analisador).

Ao atingir a primeira placa quarto de onda, a luz polarizada plana sofre um atraso do eixo rápido relativamente ao eixo lento de $\lambda/4$, o que provoca uma rotação contínua do vector luminoso (luz

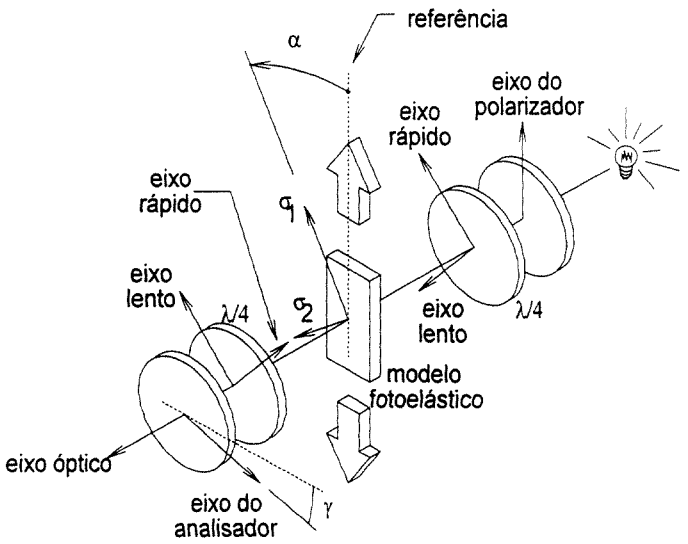


Fig. 2.2. O polariscópio circular. Caracterização dos parâmetros usados na equação da intensidade para o polariscópio circular. Repare-se que só a posição do analisador é modificada.

polarizada circular). Ao atingir o modelo fotoelástico um novo atraso é introduzido, se o modelo estiver sujeito a um estado de tensão não nulo. A segunda placa quarto de onda anula o efeito da polarização introduzido pelos dois primeiros elementos de modo que neste caso as franjas devidas a um efeito de polarização (franjas isoclínicas) são eliminadas na imagem final, Fig. 2.3. A posição do analisador permite, de certo modo, controlar o tipo de franjas a serem registadas.

Refira-se que no caso do polariscópio circular, o único elemento que é alterado é o analisador. A equação que descreve a iluminação observada através do analisador, e para uma posição arbitrária do analisador é dada por (Dally e Riley, 1978; Chousal, 1991):

$$I_\gamma(\vec{r}) = I_0(\vec{r})\left[1 - V(\vec{r})\cdot\left(\cos(2\gamma)\cos\Delta(\vec{r}) + \cos(2\alpha(\vec{r}))\,\mathrm{sen}(2\gamma)\,\mathrm{sen}\,\Delta(\vec{r})\right)\right] \tag{2.3}$$

onde I_0 é a intensidade média, V o contraste do padrão de franjas, γ é a rotação do analisador, Δ é o desfasamento introduzido pela birrefringência do modelo fotoelástico e α é o menor ângulo entre o eixo do polarizador e uma das direcções principais de tensão.

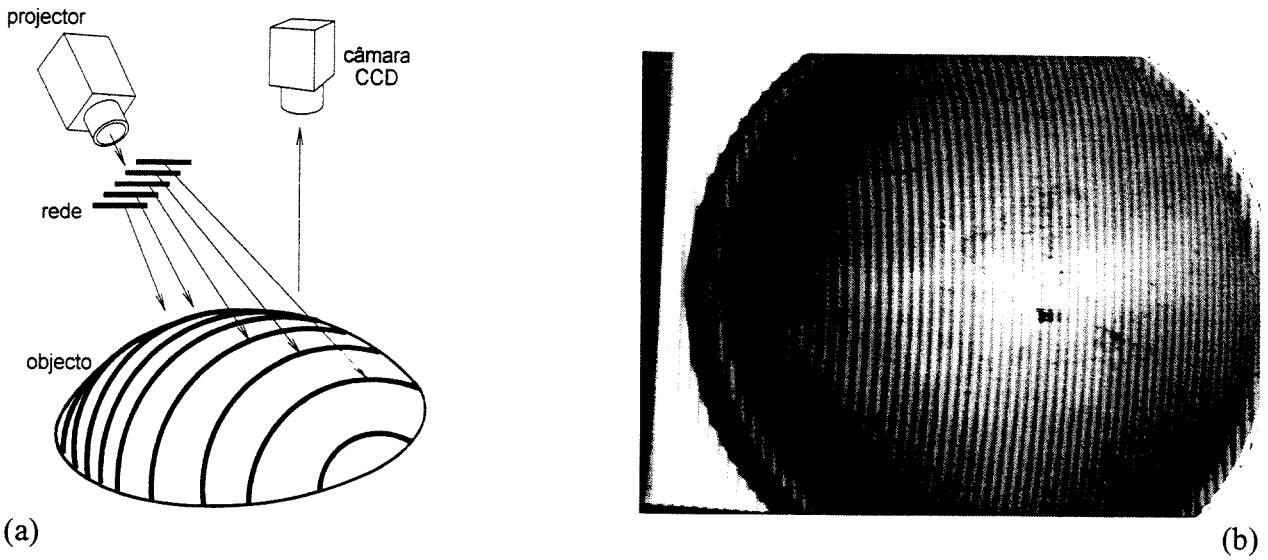
2.2 Projecção de Redes

O método da projecção de redes pode considerar-se como derivado do método *moiré* projecção, recorrendo unicamente ao uso das franjas primárias, isto é, usando apenas uma das redes (Takeda e Mutoh, 1983). Com este método de análise experimental é possível avaliar a forma de objectos tridimensionais ou o deslocamento sofrido por esses mesmos objectos. A geometria do sistema óptico pode ser de dois tipos: eixos ópticos cruzados ou paralelos. A geometria de eixos cruzados é a normalmente utilizada; no entanto se a distância do conjunto projector/câmara ao objecto for grande, a aproximação à geometria de eixos paralelos é válida. A Fig. 2.4(a) mostra a geometria do sistema utilizado.



(a) (b)

Fig. 2.3. Modelo fotoelástico observado no polariscópio plano, com franjas isoclínicas e isocromáticas (a). O mesmo modelo observado no polariscópio circular, neste caso só as franjas isocromáticas são visíveis (b).



(a) (b)

Fig. 2.4. Geometria de um sistema de projecção de redes (a). Topografia de um objecto codificada pela projecção de uma rede de franjas paralelas (b).

Quando uma rede é projectada numa superfície, a rede é alterada de acordo com a topografia dessa superfície, Fig. 2.4(b). Normalmente as redes projectadas não são sinusoidais, sendo comum a utilização de redes com perfil rectangular, e por consequência a intensidade das franjas captada pela câmara será representada por uma série de vários harmónicos (série de Fourier), conforme a seguinte expressão (Tang e Hung, 1990):

$$I(x,y)=\sum_{n=0}^{\infty} I_n(x,y)\cos\left[\frac{2\pi n x}{p}+n\phi(x,y)\right] \tag{2.4}$$

representando I_n a intensidade média de cada termo da série afectada pela modulação das franjas, p é o passo da rede projectada, e ϕ a fase devida ao efeito da variação de frequência da própria rede quando é projectada e à diferença de coordenada z entre o plano de referência e o objecto. Nesta expressão admite-se que a rede projectada é paralela ao eixo y, contudo esta poderá ter também componente segundo y sem perda de generalidade.

A obtenção da fase é feita utilizando um dos harmónicos. Por isso, para efeitos de cálculo, aquela expressão pode ser modificada de modo a incluir o primeiro termo (intensidade média) e um dos harmónicos seguintes. Será desta forma que iremos tratar este caso na determinação da fase no capítulo 5.

A Fig. 2.5 pretende mostrar que a projecção de redes é um derivado do método de *moiré*. Em (a) pode ver-se a rede projectada num plano, o plano de referência, e em (b) temos a mesma rede projectada agora sobre o objecto, mostrando neste caso as franjas perturbações devidas à presença dum objecto. Estes são os padrões de franjas a que chamamos de primários. Uma operação lógica "E" (AND) permite obter as franjas de *moiré* como mostrado em (c). Normalmente as redes usadas em *moiré* são mais finas e, por isso, a qualidade das franjas é melhor do que a apresentada neste exemplo. Aqui estamos mais interessados em mostrar o chamado efeito de *moiré*, que se compreende melhor usando redes mais espessas. Podemos então dizer que o *moiré* representa as franjas secundárias do método da projecção de redes, o que permite estabelecer um paralelo com a interferometria por correlação digital de *speckle* que iremos abordar mais adiante. A translação da rede de referência permite obter as franjas de subtracção como se mostra em (d). Isto significa que um efeito de *phase-shift* pode ser obtido por translação de uma das redes relativamente à outra.

Pelo que foi exposto, a fase pode ser determinada usando a própria rede projectada, como será mostrado no capítulo 5, ou recorrendo às franjas de *moiré* com *phase stepping* como método de modulação (Asundi, 1991). Este último método é de menor interesse, do nosso ponto de vista, mas a disponibilidade de um sistema que permita mover a rede de referência permite torná-lo uma alternativa interessante quando redes mais finas devem ser usadas. O processamento das franjas moduladas faz-se do mesmo modo que os outros métodos que recorrem ao *phase stepping* como método de modulação. Por esse motivo, apesar de este método não ter sido explicitamente abordado, os métodos de determinação de fase apresentados no capítulo 5 permitem tratá-lo de forma adequada.

2.3 Interferometria Holográfica (IH)

A holografia é uma técnica óptica com a qual se pode gravar e reconstruir toda a informação contida numa frente de onda, ou seja, além de permitir registar a amplitude da frente de onda, como no caso da fotografia, permite também o registo da fase dessa mesma frente de onda. Assim é possível reconstruir integralmente a frente de onda original. Nas técnicas holográficas uma frente de onda pode ser gravada e de seguida reconstruída sem a frente de onda original. A observação da frente de onda reconstruída provocará exactamente o mesmo efeito físico que a frente de onda original. Ao contrário da fotografia, que grava cenas tridimensionais num formato bidimensional, a holografia preserva a tridimensionalidade da cena gravada. No processo de reconstrução do holograma, uma imagem tridimensional é observada como se o objecto estivesse na posição e iluminado da mesma forma que na altura da gravação do holograma. A reconstrução integral da frente de onda gravada é obtida fazendo incidir no holograma a frente de onda

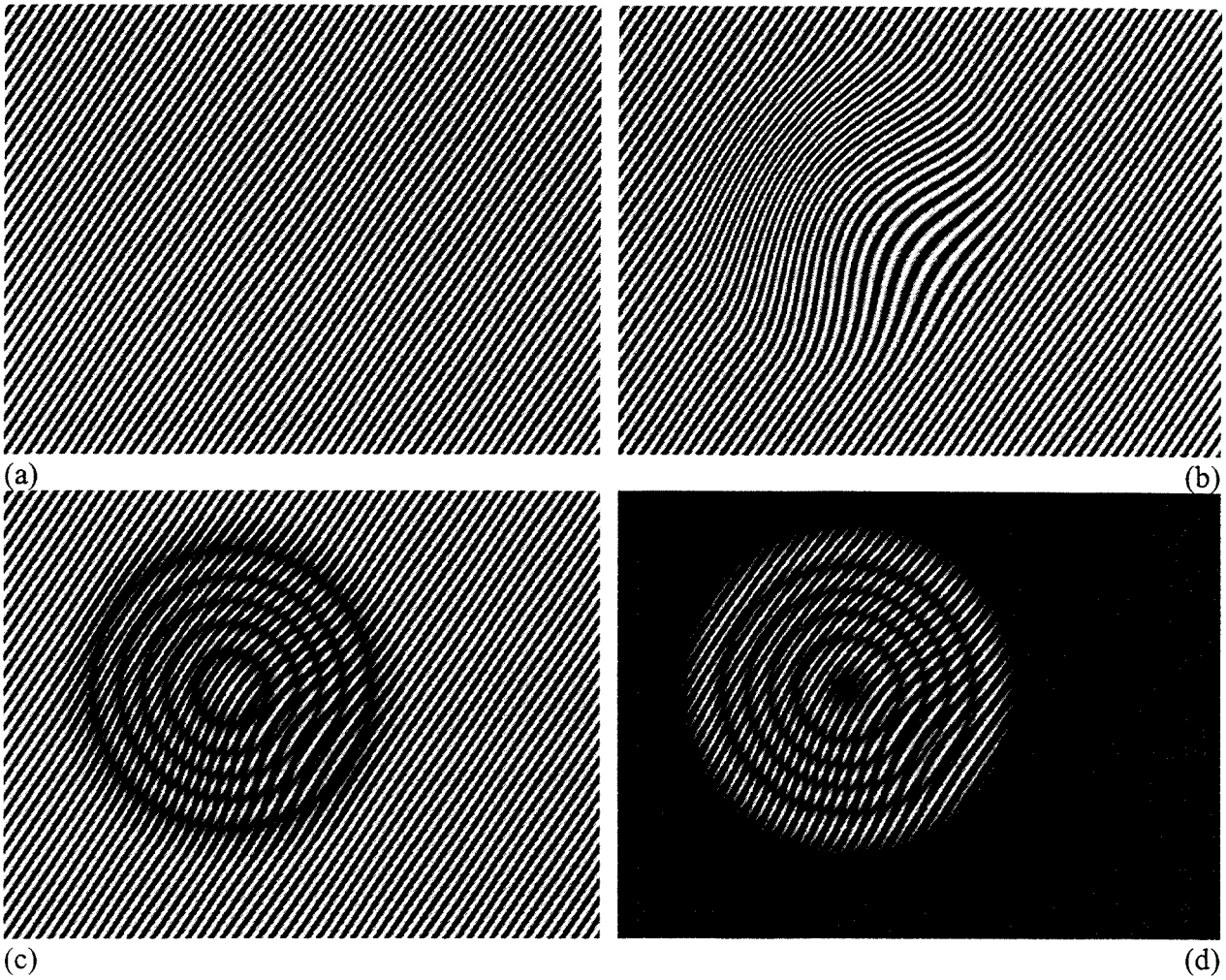


Fig. 2.5. Formação das franjas de *moiré*. A operação lógica "AND" de uma rede indeformada (a) com uma deformada (b) dá origem a franjas de sobreposição das duas redes: o *moiré* (c). A translação de uma das redes permite criar um efeito de *phase-shift* (d).

utilizada como referência durante a gravação. A frente de onda resultante é em tudo idêntica à original e resulta da difracção da radiação incidente na microestrutura do holograma.

Para a gravação da distribuição espacial de fase da frente de onda recorre-se à sua interferência com uma frente de onda coerente da qual resultam variações de amplitude. Desta forma é possível utilizar detectores quadráticos (registo da intensidade) para registar, quer a amplitude, quer a fase. O padrão de interferência gravado não tem qualquer semelhança com os objectos da cena registada, mas contém toda a informação relativa a esses objectos, do mesmo modo que a fotografia convencional, com a adicionante de ter um registo de fase, por interferência, necessário para reconstruir a cena tridimensional.

Para se conseguir a gravação de um holograma é necessário usar uma fonte de iluminação LASER com um comprimento de coerência (Gåsvik, 1995) razoável, pelo menos da ordem de grandeza da cena a gravar, mas para a reconstrução da cena gravada podem ser utilizadas fontes de iluminação convencionais como lâmpadas de sódio ou mercúrio ou mesmo fontes de luz branca, em certos casos.

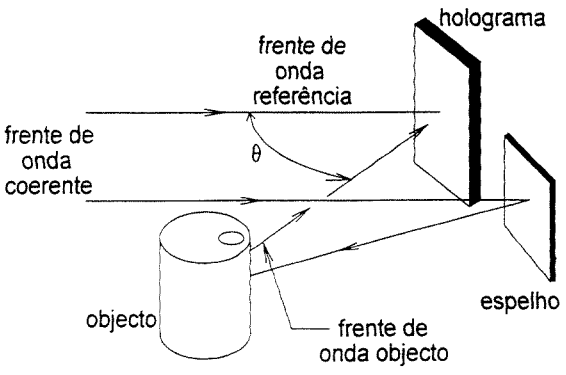
As técnicas de holografia não requerem o uso de lentes ou outros meios de formação de imagem, pois o processo de gravação está directamente relacionado com a fase e amplitude da frente de onda reflectida pelos os objectos constituintes da cena, através de um processo de interferência. Esta é uma das grandes vantagens relativamente a outras técnicas interferométricas que normalmente exigem um sistema formador de imagem. Ao contrário dos restantes métodos referidos neste trabalho, a holografia não recorre à gravação da imagem do objecto (excepção: holograma de imagem, parágrafo 2.4). Por isso, no caso da holografia, a frente de onda proveniente do objecto é gravada sem qualquer sistema óptico formador de imagem. A gravação da frente de onda é efectuada com uma montagem do tipo da apresentada na Fig. 2.6.

Uma característica importante do suporte a utilizar no registo holográfico é a sua resolução, a qual deverá ser suficiente para gravar o padrão de intensidade resultante da interferência entre ambas as frentes de onda. Na zona fotossensível do holograma formar-se-á um padrão complexo de franjas que modulam uma portadora de franjas verticais (Fig. 2.6) com uma frequência espacial ν, dependente do ângulo θ entre ambas as direcções de propagação, de acordo com a seguinte equação (Mehta e Rampal, 1994):

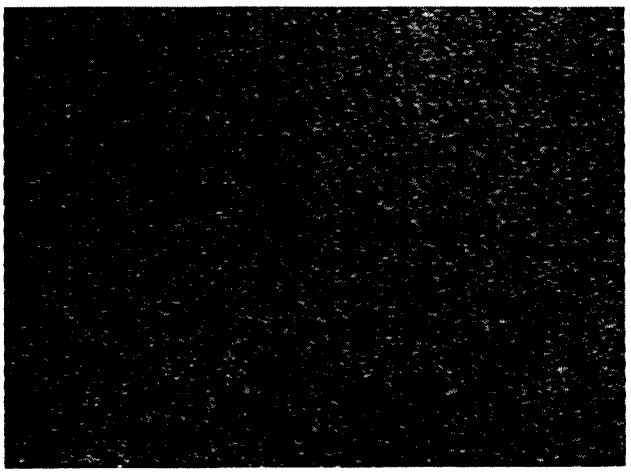
$$\nu = \frac{2 \cdot \mathrm{sen}(\theta/2)}{\lambda} \tag{2.5}$$

onde λ representa o comprimento de onda da radiação luminosa utilizada. O suporte para registar o holograma deve ser capaz de resolver o espaçamento entre franjas imposto por aquela frequência. As emulsões fotográficas são o suporte vulgarmente utilizado na gravação de hologramas. Com uma resolução que pode alcançar as 5000 linhas/mm, permitem obter registos com elevados valores de θ, contudo, implicam uma revelação química húmida algo morosa (alguns minutos por holograma), o que torna o processo incompatível com algumas aplicações.

Um holograma é gravado com uma montagem experimental esquematizada na Fig. 2.6. A luz de grande coerência proveniente do LASER é dividida em dois feixes. Um dos feixes é expandido e usado para iluminar o objecto a registar através do espelho indicado na figura, enquanto o outro



(a)



(b)

Fig. 2.6. Disposição esquemática para a gravação de um holograma (a). Imagem do padrão de interferência registado num holograma (b).

feixe, conhecido como feixe de referência, é expandido e dirigido para o filme fotográfico de alta resolução. A sobreposição das duas frentes de onda resulta num padrão de franjas de interferência que é gravado no filme, produzindo assim o holograma. O padrão de franjas gravado não é visível a olho nu, pois é um padrão extremamente fino, com franjas muito próximas (~ 0.5 μm).

Um holograma deste tipo é designado por holograma de Fresnel (feixe de referência e feixe objecto não paralelos) e, neste caso, a intensidade que chega ao holograma é dada por:

$$I = (R+O)^2 = RR^* + OO^* + R^*O + RO^* \tag{2.6}$$

onde R representa a amplitude complexa da frente de onda de referência, O a amplitude complexa da frente de onda proveniente do objecto e o símbolo * significa complexo conjugado. A Fig. 2.7 mostra, no domínio das frequências, as duas frentes de onda antes e depois de interferirem, que neste último caso representa a equação de intensidade anterior. Como veremos no capítulo 4 o produto no domínio espacial corresponde a uma correlação no domínio espectral, deste modo o sinal obtido por interferência resulta no espectro mostrado na Fig. 2.7. Os dois primeiros termos da equação (2.6) são os termos de autocorrelação e os outros dois são os termos de intercorrelação, e são aqueles que contêm a informação relevante relativamente ao objecto. A equação anterior pode ser transformada ainda em (Hariharan, 1984):

$$I = R^2 + |O|^2 + 2R|O|\cos(2\pi\xi x + \phi) \tag{2.7}$$

onde ξ=senθ/λ, sendo λ o comprimento de onda da radiação utilizada, e ϕ a diferença de fase entre as frentes de onda. Repare-se que, em termos de intensidade, os termos de intercorrelação originam o mesmo tipo de franjas e, por isso, se sobrepõem. A equação (2.7) mostra que sempre que o feixe de referência não é alinhado com o feixe objecto, o holograma apresenta uma portadora que modula o sinal de interferência entre os dois feixes, como já havíamos referido e que se pode ver na Fig. 2.7. A Fig. 2.6(b) mostra o padrão de interferência gravado quando do registo de um holograma digital.

Após processado, o filme fotográfico é usado para, por um processo de difracção, reconstruir a frente de onda reflectida pelo objecto no momento da gravação. Na holografia com registo fotográfico, a reconstrução integral da frente de onda gravada é obtida fazendo incidir no holograma a frente de onda utilizada como referência durante a gravação, Fig. 2.8. Iluminando o holograma com o feixe de referência o holograma difracta este feixe em três frentes de onda perfeitamente separadas, sendo uma delas indistinguível da frente de onda original difractada pelo objecto. A frente de onda resultante é em tudo idêntica à original e resulta da difração da radiação incidente na microestrutura do holograma.

Como o registo no holograma é feito à custa de variações de intensidade (quadrado da amplitude), existe uma indeterminação relativa ao sinal do ângulo θ. Quer isto dizer que se as frentes de onda de referência e objecto fossem trocadas de posição, o padrão de franjas criado na superfície do holograma seria o mesmo. Devido a esta indeterminação, a reconstrução origina sempre duas frentes de onda objecto, Fig. 2.8, uma designada de primária (ordem +1) e a outra de conjugada (ordem -1), Smith (1975). No caso dos hologramas de Fresnel, a frente de onda primária pode também ser designada por virtual, uma vez que só pode ser observada com um sistema óptico auxiliar (frente de onda divergente). A frente de onda conjugada, que sofre uma

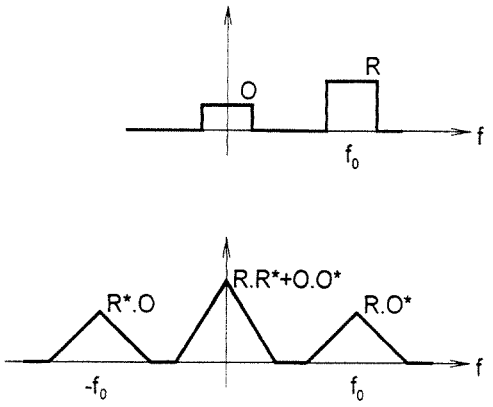
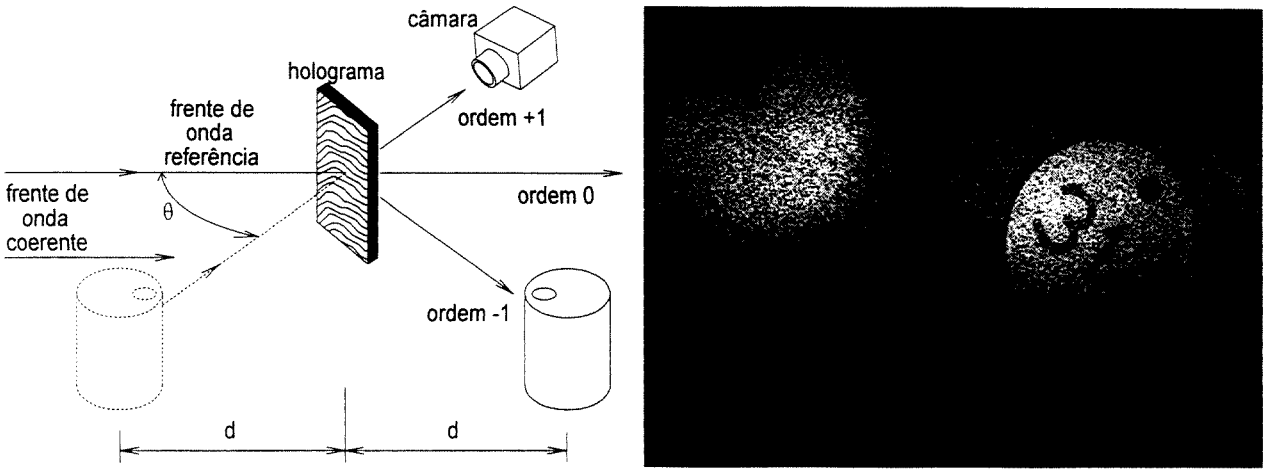


Fig. 2.7. Representação espectral das frente de onda objecto e referência isoladamente, e resultado da interferência daquelas frentes de onda, uma correlação no domínio das frequências.



(a) (b)

Fig. 2.8. Disposição para a reconstrução dum holograma (a). Imagem obtida na reconstrução dum holograma (b).

inversão de profundidade e paralaxe, é também designada por real, porque pode ser focada num alvo sem necessidade de óptica auxiliar (frente de onda convergente).

Como vimos, com a holografia podemos recriar uma frente de onda original através da reconstrução de um holograma, onde e quando quisermos. Por exemplo, podemos permitir que essa frente de onda interfira com uma outra frente de onda emanada pelo mesmo objecto em deformação. Quando se gravam dois hologramas do mesmo objecto em diferentes posições, obtemos um interferograma. Ao reconstruir o duplo holograma aparecem franjas de interferência que estão relacionadas com o deslocamento do objecto entre as duas exposições, sendo o resultado da interferência das duas frentes de onda reconstruídas. Sempre que a diferença entre as duas frentes de onda é um múltiplo da metade do comprimento de onda da radiação usada, aparecem franjas. Considerando então duas frentes de onda provenientes do objecto, O_1 e O_2, e a referência, R, a expressão da intensidade gravada no interferograma é dada por (Erf, 1974):

$$I = R^2 + |O_1|^2 + |O_2|^2 + R^*(O_1 + O_2) + R(O_1^* + O_2^*) \tag{2.8}$$

onde o asterisco significa o complexo conjugado da função. Na holografia digital, isto é com registo electrónico numa câmara de vídeo, verifica-se que a intensidade que atinge o detector é igual à transmitância (Hariharan, 1984) pois não há qualquer fenómeno de revelação intermédio. Na holografia com registo fotográfico a intensidade da luz que atinge a placa holográfica é diferente da intensidade usada na reconstrução, ou seja após revelação, e que é normalmente designada por transmitância. Se o holograma for revelado e iluminado por uma frente de onda idêntica a R, é possível isolar o termo correspondente à frente de onda proveniente do objecto, U, com as franjas de interferência de tal forma que:

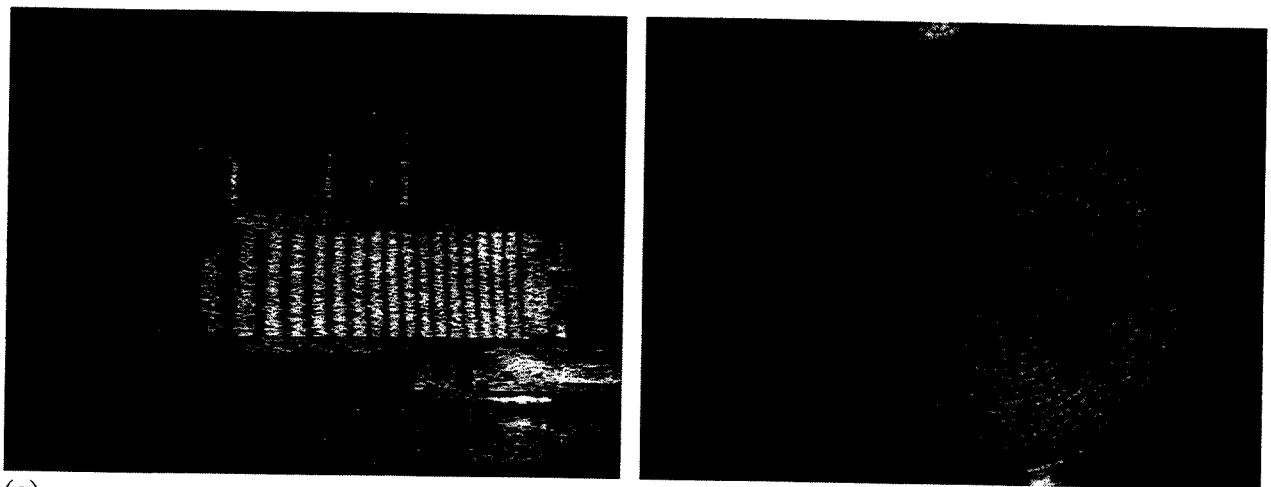
$$U \propto (O_1 + O_2) \tag{2.9}$$

a distribuição de intensidade na imagem reconstruída virá então dada por (Hariharan, 1984):

$$I = |U|^2 \propto 2|O|^2(1 + \cos\Delta\phi) \tag{2.10}$$

sendo O a amplitude da frente de onda proveniente do objecto (suposta igual nas duas exposições) e $\Delta\phi$ a diferença de fase entre as frentes de onda objecto devida à variação do comprimento percorrido pela frente de onda quando o objecto se deslocou. A Fig. 2.9 mostra dois exemplos de reconstrução de hologramas com registo em filme fotográfico. Ambos os casos representam as imagens da reconstrução óptica dos termos correspondentes às frentes de onda primárias com dupla exposição, originando por conseguinte interferogramas.

Existem outros tipos de hologramas que estão fora do âmbito deste trabalho; o leitor pode no entanto obter informação sobre este assunto consultando as referências citadas. De mais interesse



(a) (b)

Fig. 2.9. Imagens adquiridas directamente da reconstrução óptica de dois hologramas sobrepostos (interferogramas): (a) uma placa rectangular em consola com solicitação na extremidade livre e (b) uma membrana circular sujeita a uma solicitação mais complexa.

são as variantes que se podem utilizar em interferometria holográfica usando hologramas de Fresnel. Alguns destes métodos podem ser usados em conjunto com técnicas de modulação, permitindo por isso determinar a fase das frentes de onda reconstruídas. As técnicas de interferometria holográfica podem ser classificadas em:

- interferometria holográfica de dupla exposição:
  - com referência simples,
  - com dupla referência;
- interferometria holográfica do tipo *sandwich*;
- interferometria holográfica em tempo real;
- interferometria holográfica em *time average*;
- interferometria holográfica digital (com registo em suporte electrónico).

De seguida iremos referir-nos a estas técnicas com mais ou menos detalhe conforme tenha sido a sua utilização na elaboração deste trabalho. Mesmo as que não foram utilizadas serão referidas, para dar uma panorâmica mais geral do que se pode fazer usando essas mesmas técnicas.

2.3.1 IH de Dupla Exposição (IHDE)

Neste método, duas exposições do objecto são gravadas sobre o mesmo holograma. Estas gravações podem corresponder à exposição do objecto antes e depois de ser deformado, quando um carregamento exterior é aplicado àquele. Só após esta dupla exposição é que o holograma, neste caso interferograma, é revelado. Quando é reconstruído o holograma, as duas frentes de onda gravadas nos dois estados do objecto são reconstruídas simultaneamente e interferem. Este holograma de dupla exposição pode ser reconstruído posteriormente, em qualquer altura, para analisar a deformação registada. No entanto, se um grande número de situações forem analisadas (*e.g.* diferentes cargas), outro tanto número de hologramas deve ser gravado, o que torna o método demorado e trabalhoso.

Na variante de dupla referência os dois hologramas são gravados com diferentes referências. A reconstrução deve também ser feita com as mesmas duas referências de modo a ser possível obter um interferograma. A vantagem da dupla referência é a possibilidade de fazer modulação de fase mesmo após a gravação do holograma de dupla exposição. Esta modulação de fase é conseguida alterando o comprimento do percurso de uma das referências, mantendo a outra fixa. Deste modo as técnicas de determinação de fase podem ser aplicadas à IH com reconstrução óptica.

2.3.2 IH *Sandwich* (IHS)

Neste método, desenvolvido por Abramson (1974, 1981), os hologramas correspondentes às duas posições a serem comparadas são gravados em suportes separados e são sobrepostos para a observação do intereferograma. Quando o objecto se encontra na posição de referência é gravado um holograma na placa posterior, Fig. 2.10, colocando um vidro de espessura igual à das placas

holográficas à sua frente. O holograma é então revelado e fixado. De seguida é gravada a frente de onda do objecto deformado numa placa que substitui agora o vidro. Após revelação e solidarização dos dois hologramas, é possível então fazer a reconstrução simultânea das duas frentes de onda, obtendo-se assim um interferograma. Esta técnica permite duas coisas muito importantes: primeiro permite evitar deslocamentos de corpo rígido, que normalmente não têm interesse para a análise do problema, através da inclinação do holograma; segundo permite com essa mesma rotação introduzir uma portadora de modo a que a fase das franjas possa ser determinada com um único registo. A determinação da fase nestas circunstâncias será objecto de desenvolvimento no capítulo 5.

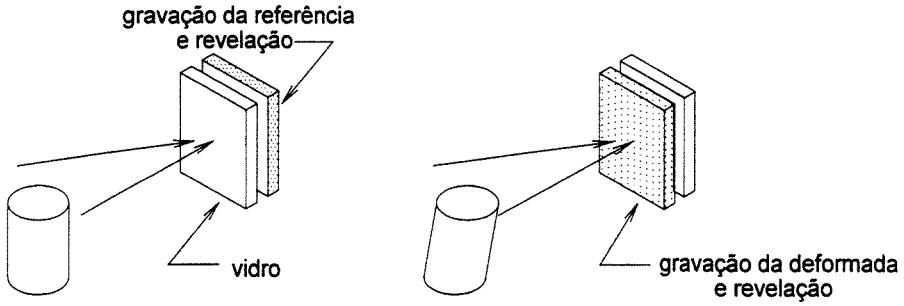


Fig. 2.10. Sequência de gravação e processamento de uma holograma do tipo *sandwich*.

2.3.3 IH em Tempo Real (IHTR)

Neste método, é gravado somente o estado de referência do objecto. Em seguida o holograma é revelado e colocado exactamente na mesma posição em que foi efectuada a gravação. Agora, quando o objecto é de novo iluminado como na gravação do estado de referência, é possível observar a interferência das duas frentes de onda: a que foi permanentemente gravada e a que provem do objecto nesse instante. Isto permite observar a evolução da deformação do objecto conforme o seu estado se vai alterando, vendo a modificação das franjas de interferência em tempo real. Estas visão dinâmica do estado de deformação do objecto pode ser gravado em vídeo para posterior análise. A grande desvantagem do método é que o holograma deve ser reposicionado com muita precisão, sem a qual a experiência pode ser um fracasso total. Isto pode ser superado se for usada uma câmara holográfica (com filme termoplástico) que permite a revelação no próprio local de gravação. Também o contraste das franjas de interferência não é tão bom como o das de dupla exposição. Representa contudo, nas condições referidas, uma boa ferramenta de análise e com a possibilidade de ter também modulação de fase.

2.3.4 IH em *Time Average* (IHTA)

Apesar de vulgarmente ser referida à parte, a IHTA não deve ser considerada uma técnica mas antes uma aplicação ao caso de fenómenos vibratórios periódicos da IH. O facto de ser considerada à parte deve-se ao tipo de franjas geradas, que é diferente da situação estática. Assim, neste caso, as franjas não são sinusoidais mas sim moduladas por uma função de Bessel

de ordem zero (J_0). Estas franjas representam pontos com a mesma amplitude de vibração num fenómeno vibratório periódico. Para obter hologramas deste tipo podem ser usadas a IH de exposição simples com um tempo de registo superior ao período de vibração (que é na realidade uma exposição múltipla) e a IHD.

2.3.5 IH Digital (IHD): o Vídeo como Meio de Registo de Hologramas

A substituição das emulsões fotográficas pelos registos em video (Butters e Leendertz 1971), técnica cujas designações mais vulgares são ESPI (*Electronic Speckle Pattern Interferometry*) ou TV-Holografia, permite obter 25/30 (sistema Europeu/Americano) hologramas por segundo sem envolver qualquer processo de revelação ou reposicionamento do holograma. A menor resolução destes detectores (raramente ultrapassando as 50 linhas/mm), obriga a utilizar montagens holográfias em linha, em que o ângulo θ entre as direcções de propagação de ambas as frentes de onda é inferior a 1° (Leith e Upatnieks 1963). Nesta técnica é necessário um sistema óptico para formar a imagem do padrão de *speckle* na superfície dos objectos sobre a área fotossensível de um detector CCD. A abertura deste sistema óptico deverá ser ajustada por forma a garantir que o padrão de *speckle* é resolvido pelo fotodetector.

O trabalho publicado por Onural e Scott (1987) mostrou que era possível gravar hologramas em linha em suporte digital (detector CCD) e reconstruí-los numericamente. Mais tarde Schnars e Jüptner (1994) mostraram que, dentro de determinados limites, é possível utilizar o mesmo procedimento para gravar hologramas fora do eixo, vulgarmente designados por hologramas de Fresnel. Nesta montagem óptica um detector vídeo é utilizado para registar o padrão de interferência sem recorrer a qualquer lente formadora de imagem. A reconstrução da imagem gravada é efectuada numericamente calculando a transformada de Fourier bidimensional dos padrões de interferência.

A área da holografia digital constitui um dos assuntos inovadores e com grande desenvolvimento neste trabalho (Chousal, 1995; Chousal *et al.*, 1998). Com base na publicação de Yaroslavskii e Merzlyakov (1980), referente à manipulação digital de hologramas, foi desenvolvido o *software* necessário à execução das transformadas de Fresnel. Várias montagens ópticas forma testadas e algumas outras deixadas como sugestão de trabalho futuro. Todo esse trabalho reflecte a nossa experiência na matéria e que se espera vir a ter aplicação mais efectiva no futuro com a evolução da tecnologia de aquisição de imagem.

Gravação do Holograma

A montagem holográfica utilizada é em tudo idêntica à montagem "fora do eixo" proposta por Leith e Upatnieks (1963). Nas Fig. 2.6 e Fig. 2.8 estão representados esquematicamente os processos de gravação e reconstrução de um holograma "fora do eixo" quando se utilizam emulsões fotográficas como meio de registo. A montagem óptica utilizada na holografia digital tem uma configuração idêntica à representada mas com a placa holográfica substituída por um fotodetector vídeo. Neste caso foi utilizado um detector CCD com 760H×576V *pixels*, tendo cada elemento uma dimensão aproximada de 17×11 μm. A área da zona fotossensível é aproximadamente de 8.8×6.6 mm. Para garantir a completa resolução do padrão de interferência pelo detector, um objecto de reduzidas dimensões, com um diâmetro aproximado de 30 mm, foi colocado a uma distância d de 1 a 2 m. Não foi utilizado nenhum sistema óptico formador de imagem e foram registados hologramas de objectos com superfícies opacas difusas.

Matematicamente, a distribuição de amplitude e fase no plano da imagem real pode ser obtida recorrendo ao integral de Fresnel-Kirchhoff (Hariharan, 1984; Hecht, 1991). Desta forma, se uma frente de onda plana ilumina um holograma posicionado no plano z=0 e possuindo uma transmitância de amplitude $t(x,y)$, do integral de Fresnel-Kirchhoff resulta uma amplitude complexa $\Gamma(\xi,\eta)$ no plano da imagem real (Das, 1991):

$$\Gamma(\xi,\eta)=\frac{i\cdot a}{\lambda\cdot d}\exp\left[-i\frac{\pi}{\lambda\cdot d}\left(\xi^2+\eta^2\right)\right]\cdot \iint_{(x,y)} t(x,y)\cdot\exp\left[-i\frac{\pi}{\lambda\cdot d}\left(x^2+y^2\right)\right]\cdot\exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda\cdot d}\left(x\xi+y\eta\right)\right]dx \tag{2.11}$$

sendo a a amplitude da onda incidente, λ o comprimento de onda da radiação utilizada e as restantes variáveis têm o significado mostrado na Fig. 2.11. Esta equação é uma aproximação da fórmula exacta e só será válida na condição de (Yaroslavskii e Merzlyakov, 1980):

$$d^3 >> \frac{\pi}{4\lambda}\left[(\xi-x)^2+(\eta-y)^2\right]^2 \tag{2.12}$$

ou seja para situações em que as dimensões do holograma são muito menores que a distância a que se encontra o objecto da superfície fotossensível.

Reconstrução da Frente de Onda Gravada

Embora o processo de gravação seja idêntico ao utilizado com as emulsões fotográficas, a reconstrução da cena gravada é obtida de forma diferente. Na técnica em análise, a obtenção da frente de onda registada resulta de uma reconstrução numérica efectuada no plano da imagem

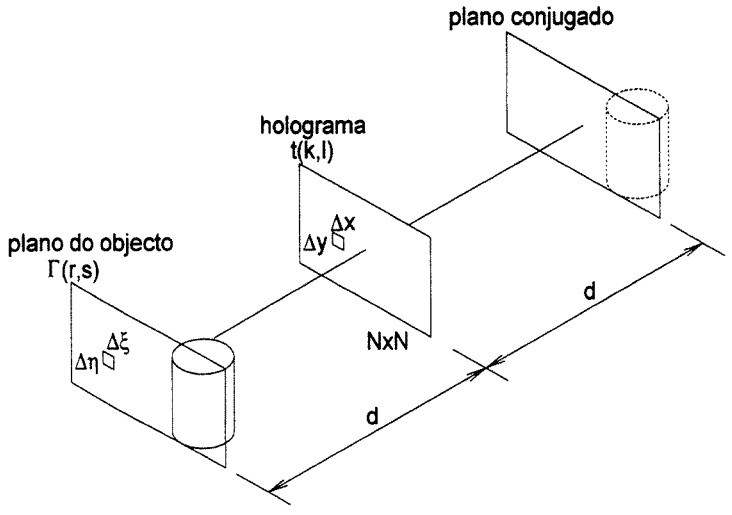


Fig. 2.11. Posicionamento dos plano primário (objecto) e conjugado relativamente ao plano do holograma. Definição de variáveis em cada um daqueles planos.

real. O processo matemático envolvido consiste no cálculo da transformada de Fourier bidimensional da amostragem discreta do padrão de interferência efectuado no plano do detector CCD.

No caso de lidarmos com imagens, o holograma de transmissão $t(x,y)$ é amostrado numa matriz $N\times M$ pontos e, por consequência, a amplitude complexa Γ obtida a partir do holograma é também discreta. A representação discreta da equação (2.11) é dada por (Yaroslavskii e Merzlyakov, 1980):

$$\Gamma(r,s)=\exp\left[-i\frac{\pi}{\lambda\cdot d}\left(r^2\Delta\xi^2+s^2\Delta\eta^2\right)\right]\cdot \sum_{l=0}^{M-1}\sum_{k=0}^{N-1}t(k,l)\cdot\exp\left[-i\frac{\pi}{\lambda\cdot d}\left(k\ \Delta x^2+l^2\Delta y^2\right)\right]\cdot\exp\left[i\cdot 2\pi\left(\frac{k\cdot r}{N}+\frac{l\cdot s}{M}\right)\right] \tag{2.13}$$

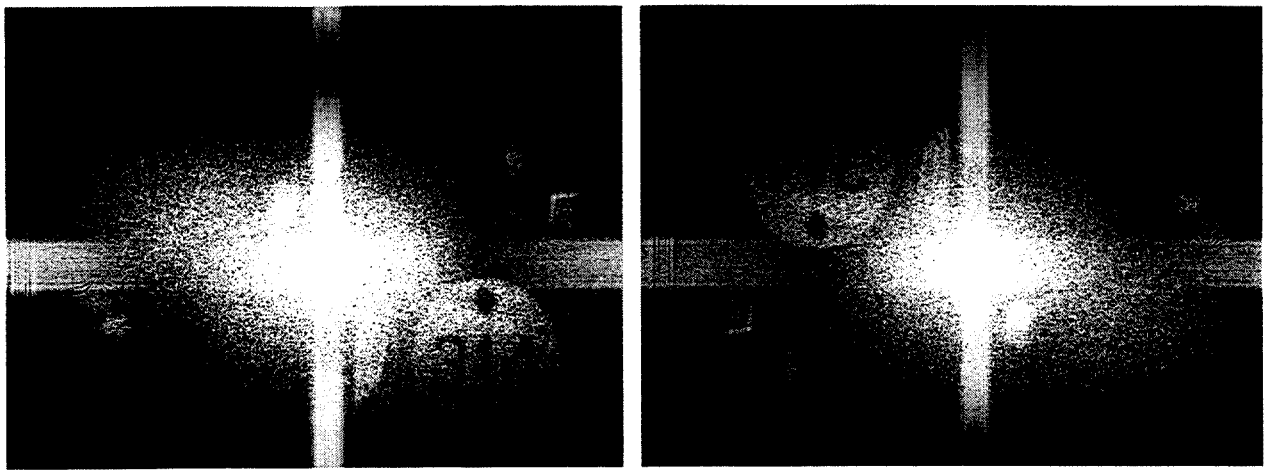
sendo Γ(r,s) a matriz de $N\times M$ pontos que descreve a distribuição de amplitude e fase da imagem real. O significado dos símbolos mais importantes pode ver-se na Fig. 2.11. Neste caso foi utilizado um sistema de processamento de imagem que amostrava digitalmente a imagem numa matriz de 512×512 pontos. Numericamente, a equação (2.13) é uma representação da aproximação de Fresnel em termos de transformada de Fourier discreta, pelo que pode ser obtida através de um dos vários algoritmos de FFT conhecidos. Desta forma é possível registar hologramas de Fresnel em detectores electrónicos de imagem, desde que a geometria da montagem óptica seja rigorosamente controlada por forma a garantir que o padrão de franjas de interferência é resolvido pelo fotodetector.

A intensidade da imagem real é então obtida a partir da equação (2.13), calculando o quadrado do módulo da função amplitude complexa, isto é:

$$I(r,s)=\left|\Gamma(r,s)\right|^2 \tag{2.14}$$

Na Fig. 2.6(b) pode ver-se o padrão de franjas de interferência no plano do fotodetector, que corresponde ao registo na superfície fotossensível da câmara CCD de uma amostragem discreta da função transmitância t(x,y) referida na expressão (2.11). Esta amostragem discreta da função pode ser utilizada na expressão (2.13) para reconstruir a imagem gravada por cálculo numérico da transformada de Fourier, somatório duplo na mesma expressão (2.13). A Fig. 2.12 mostra precisamente o resultado obtido da reconstrução numérica do holograma da Fig. 2.6(b). A imagem (a) é a reconstrução da frente de onda primária. Na parte inferior direita pode ver-se a frente de onda proveniente do objecto, no centro aparece o termo de ordem zero e na parte superior esquerda aparece uma mancha, correspondendo à imagem conjugada bastante desfocada. Esta imagem pode ser focada se fizermos a reconstrução no plano conjugado, como se pode ver na imagem (b).

O facto de o *pixel* do fotodetector não ser quadrado exige uma correcção das dimensões da imagem, para que esta não apareça deformada. Isto pode ser explicado de uma forma simples com o auxílio da Fig. 2.13. A Fig. 2.13(a) representa franjas circulares mostradas num dispositivo com *pixel* rectangular. Como a FFT vai ser realizada numa base quadrangular (512×512), o algoritmo processará a imagem do acordo com a sua representação na Fig. 2.13(b). Desta forma, as frequências na direcção vertical irão diminuir por uma sobre-amostragem em



(a) (b)

Fig. 2.12. Reconstrução numérica da frente de onda primária (a) e da frente de onda conjugada (b) a partir do holograma da Fig. 2.6.

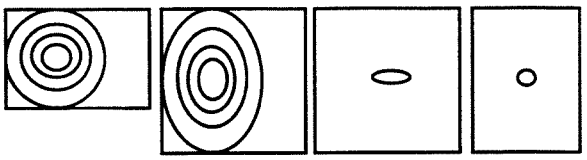


Fig. 2.13. Correcção dimensional duma FFT calculada num dispositivo com *pixel* rectangular.

relação à horizontal. Desta transformada resulta um imagem do tipo mostrado na Fig. 2.13(c). A reposição do aspecto correcto da transformada é obtida ajustando a dimensão horizontal, Fig. 2.13(d). Esta alteração dimensional acontece também durante a reconstrução dos hologramas aqui apresentados, pois a operação utilizada é semelhante.

Obtenção de Interferogramas

A interferometria holográfica permite obter padrões de interferência correlacionando dois ou mais hologramas. Tratando-se de hologramas de um mesmo objecto em duas situações de carregamento distintas é possível, por análise do padrão de franjas de interferência, inferir os deslocamentos induzidos pelo carregamento. Estas técnicas, com grande utilidade na Mecânica Experimental, também podem ser aplicadas com o registo dos hologramas em CCD. Os interferogramas poderão ser obtidos a partir da correlação dos hologramas por adição ou por subtracção.

Correlação por Adição ou Subtracção

Existem duas vias para chegar aos padrões de interferência utilizando a correlação por adição:

- somar previamente os dois hologramas, efectuar a transformada de Fresnel e calcular a amplitude, ou

- efectuar a transformada de Fresnel de cada um dos hologramas, calcular a amplitude de cada um e de seguida adicionar essas amplitudes.

Estas duas formas alternativas de correlacionar hologramas encontra-se esquematizada na Fig. 2.14. A amplitude do interferograma pode ser obtida a partir da amplitude complexa do seguinte modo:

$$A(r,s)=\sqrt{\mathrm{Re}[\Gamma(r,s)]^2+\mathrm{Im}[\Gamma(r,s)]^2} \tag{2.15}$$

onde Re e Im representam respectivamente as partes real e complexa da amplitude complexa. Por sua vez a intensidade será dada pelo quadrado da amplitude, ou seja através da expressão (2.14). A Fig. 2.15 mostra um exemplo de franjas de adição obtidas numa membrana metálica sujeita a uma carga aplicada no seu centro e perpendicular à sua superfície, originando por isso franjas circulares à volta do centro geométrico da membrana.

A correlação pode também ser efectuada por subtracção, sendo também válidas, neste caso, ambas as alternativas possíveis na adição e esquematizadas na Fig. 2.14. No entanto, as vantagens da subtracção são evidentes comparando a Fig. 2.15(a) e (b). A diminuição de intensidade do termo de ordem zero, conseguida na subtracção, permite melhorar o contraste e consequentemente a visibilidade da imagem. Esta característica permite reconstruir hologramas em que os objectos ocupem todo o plano da imagem sem prejuízo do termo de ordem zero, como teremos oportunidade de ver no capítulo 3.

Correlação em *Time Average*

Nesta técnica experimental, o holograma é gravado enquanto o objecto vibra sinusoidalmente num dos seus modos próprios de vibração. As franjas de interferência representam pontos com igual amplitude de vibração. A Fig. 2.16 apresenta um dos modos próprios de uma placa circular quando vibra com uma frequência de 12kHz. Este tipo de interferograma pode ser obtido à custa de um único holograma como se mostra em (a), onde é possível ver as franjas J_0 apesar da má

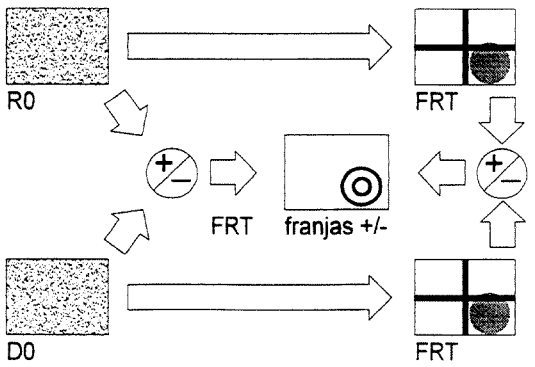
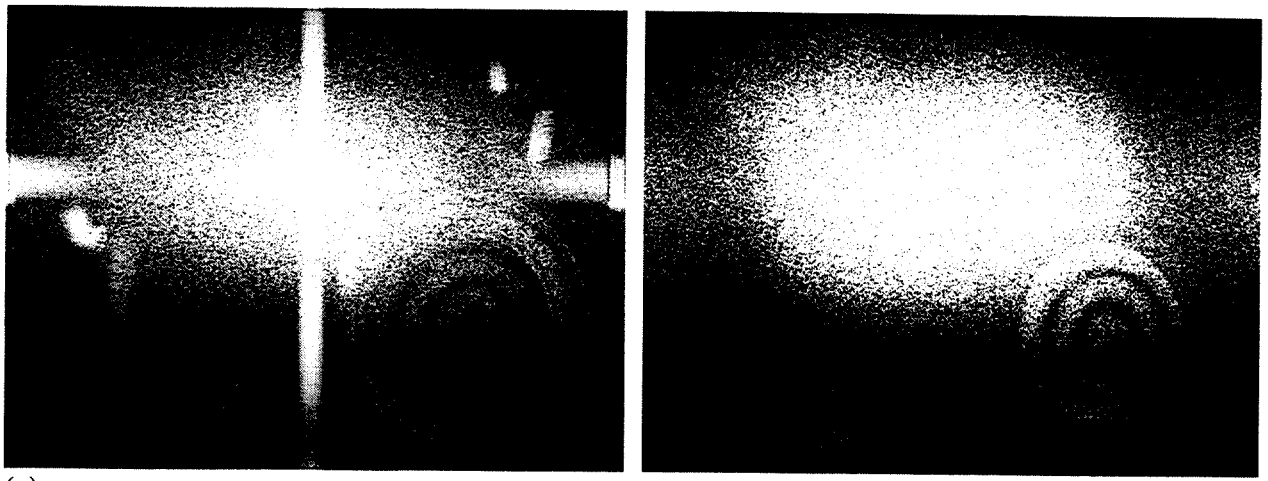


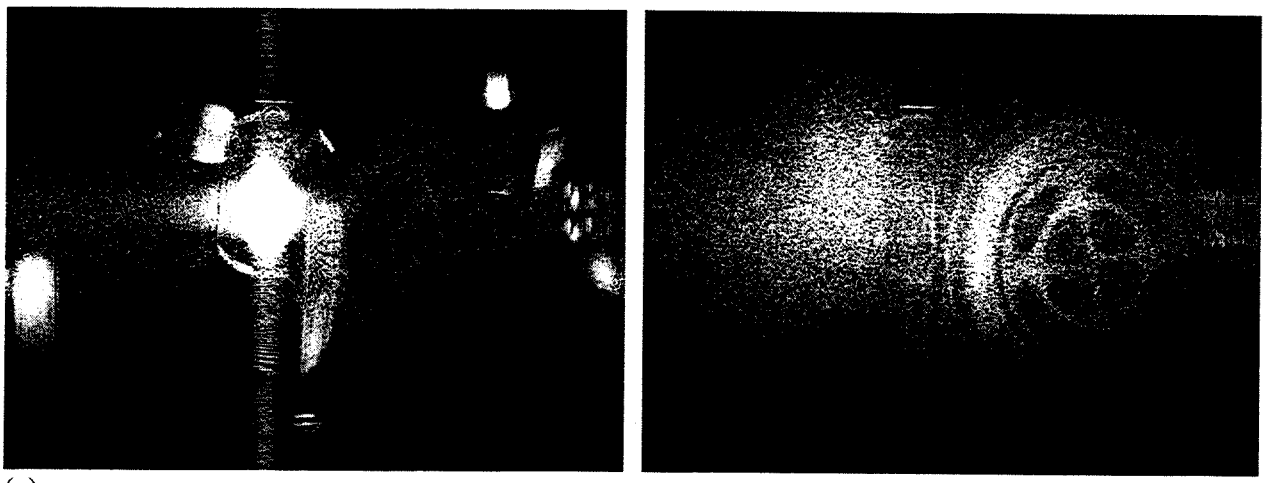
Fig. 2.14. Representação esquemática das duas vias para reconstruir interferogramas por correlação de hologramas digitais.

qualidade geral da reconstrução. A existência do termo de ordem zero prova que se trata de uma reconstrução usando apenas um holograma. No entanto o uso da técnica de eliminação do termo contínuo, ver parágrafo 2.4.5, permite melhorar significativamente o resultado, tanto pela eliminação do termo de ordem zero como pelo significativo aumento de contraste da imagem em geral, como se pode constatar na imagem (b). Convém referir que a holografia digital não é a técnica mais adequada para obter hologramas deste tipo, uma vez que não é possível ver em tempo real a evolução das franjas, e por isso a detecção dos modos próprios de vibração é feito apenas através da audição. Como se sabe, quando estamos na frequência correspondente a um modo próprio de vibração, pode ouvir-se um som bastante mais intenso e agudo devido ao fenómeno de ressonância. Este tipo de holograma digital foi apresentado pela primeira vez por Chousal *et al.* (1998).



(a) (b)

Fig. 2.15. Interferograma obtido por adição de dois hologramas (a) e interferograma obtido por subtracção desses mesmos hologramas (b).



(a) (b)

Fig. 2.16. Interferograma obtido em *time average* quando o objecto vibra a 12kHz, usando um só holograma (a) e com subtracção de dois hologramas com diferente fase do *speckle* (b).

2.4 Interferometria por Correlação de *Speckle* (ICS)

Neste método de interferometria o meio de gravação não precisa de ter a resolução da holografia convencional, e portanto não tem as limitações daquele. Isto deve-se ao facto de, neste caso, ser apenas necessário ter resolução suficiente para registar o padrão de *speckle*, e não as finas franjas de interferência entre a frente de onda objecto e a frente de onda de referência como no caso da holografia. A dimensão típica do *speckle* está na gama de 5 a 100 μm sendo por isso possível usar uma câmara de vídeo para gravar o padrão de interferência com uma qualidade muito próxima da que se obtém usando películas fotográficas. Dentre os métodos baseados no *speckle* podemos referir os métodos da fotografia *speckle* e os métodos de interferometria por correlação de *speckle*. Nestes últimos podemos destacar o método normalmente conhecido por ESPI (*Electronic Speckle Pattern Interferometry*), Holografia-TV ou DSPI (*Digital Speckle Pattern Interferometry*) que foi primeiramente divulgado por Butters e Leendertz (1971) e Macovsky *et al.* (1971). Trabalho similar foi também desenvolvido por Biedermann e Ek (1975) e por Løkberg e Høgmoen (1976, 1977). A designação ESPI e Holografia-TV aplica-se à técnica usando apenas electrónica como meio de condicionamento de sinal, enquanto que a designação DSPI surgiu quando o processamento digital de sinal e imagem foram introduzidos na técnica. A grande vantagem desta técnica é permitir obter a correlação em tempo real directamente num monitor de vídeo, com 25 hologramas/segundo, sem recorrer a qualquer processamento fotográfico ou reposicionamento.

2.4.1 O *Speckle*

O *speckle* pode ser considerado ruído ou sinal conforme a utilização que lhe é dada (Creath, 1993). Pode ser portador de informação, simultaneamente portador de informação e de ruído ou simplesmente fonte de ruído. Mas é com certeza um fenómeno de interferência de feixes provenientes de várias fontes de luz pontuais distribuídas aleatoriamente numa superfície ou num volume, Fig. 2.17. Para que este fenómeno de interferência se dê é necessário que a superfície seja rugosa, com variações de relevo superiores ao comprimento de onda da radiação coerente usada para iluminá-la. Esta afirmação permite concluir que um espelho deverá ter uma

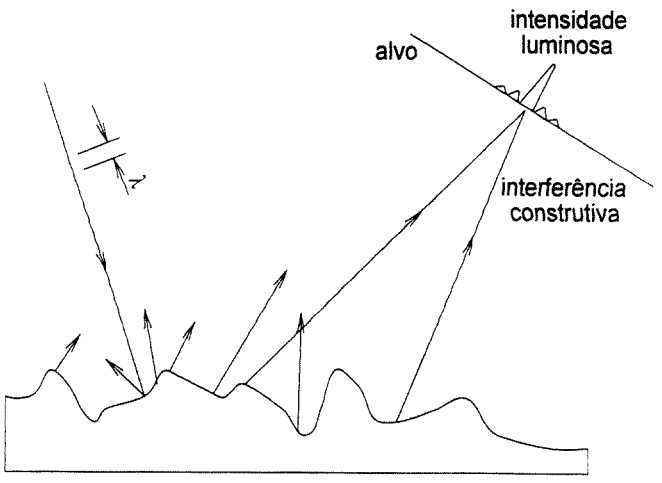


Fig. 2.17. Luz difusa reflectida por uma superfície rugosa. Quando a fonte de luz é coerente origina num alvo um fenómeno de interferência: o *speckle*.

rugosidade inferior ao comprimento de onda da radiação para cumprir a sua função. As micro-superfícies do objecto originam uma frente de onda difractada e coerente que, devido às diferenças de percurso da ordem de grandeza do comprimento de onda da radiação, dão lugar a interferência múltipla. Dada a natureza aleatória do *speckle*, o seu estudo requer uma abordagem estatística (Goodman, 1975).

O *speckle* pode classificar-se em subjectivo e objectivo (ou difractado). No primeiro caso, o padrão de *speckle* é formado por adição de todas as fontes de luz pontuais existentes num determinado espaço; no segundo caso, o *speckle* é formado por um sistema óptico e, por isso, depende das características do sistema óptico formador de imagem, Fig. 2.18. Um exemplo da utilização do *speckle* objectivo é o caso da holografia sem sistema óptico formador de imagem, referida anteriormente. Já no caso da holografia de imagem, isto é com sistema formador de imagem, é usado *speckle* subjectivo e este vai ser o caso da interferometria por correlação de *speckle* de que iremos falar de seguida.

O *speckle* apresenta uma forma de charuto (Froehly, 1980), Fig. 2.19, e a relação comprimento/secção varia com a distância da superfície difusora ao alvo onde se forma o *speckle*. Quando se caminha ao longo do comprimento a fase varia, sendo assim possível medir com precisão a variação da posição dum determinado objecto. O *speckle* apresenta um aspecto de pontos claros e escuros com um padrão aleatório devido ao fenómeno de interferência, destrutiva (pretos) e construtiva (brancos) e é, por isso, também designada na nossa língua por granitado LASER, Fig. 2.22(a).

A Fig. 2.20 ilustra a quantificação do deslocamento de um objecto à custa da informação de que o padrão de *speckle* é portador. Quando o objecto se desloca, também os *speckles* formados pela difracção na sua superfície se deslocam. Sendo possível medir a fase dos *speckles*, o posicionamento do objecto pode ser rigorosamente quantificado através da alteração da fase entre as duas posições finitas. Os métodos de determinação de fase na interferometria por correlação de *speckle* baseiam-se neste princípio e representam um avanço significativo relativamente aos

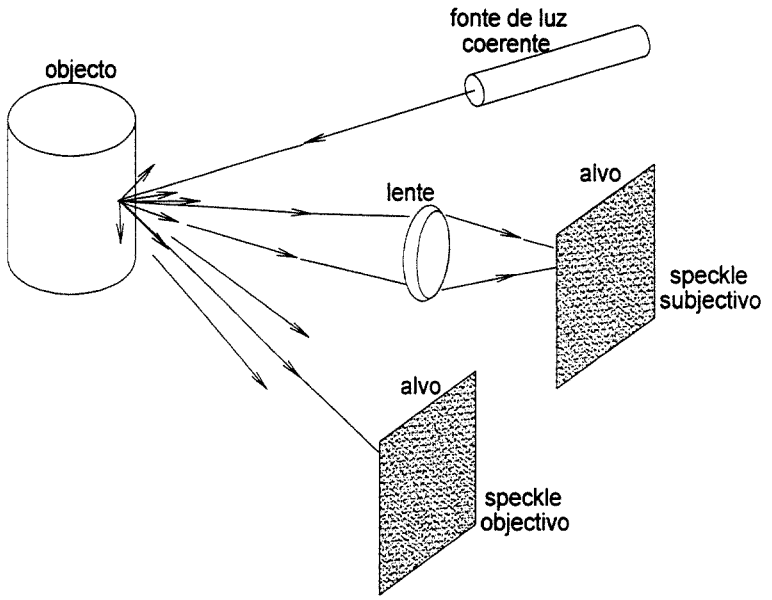


Fig. 2.18. Formação do *speckle* subjectivo e *speckle* objectivo ou difractado.

métodos de detecção de franjas inicialmente usados para quantificar os deslocamentos.

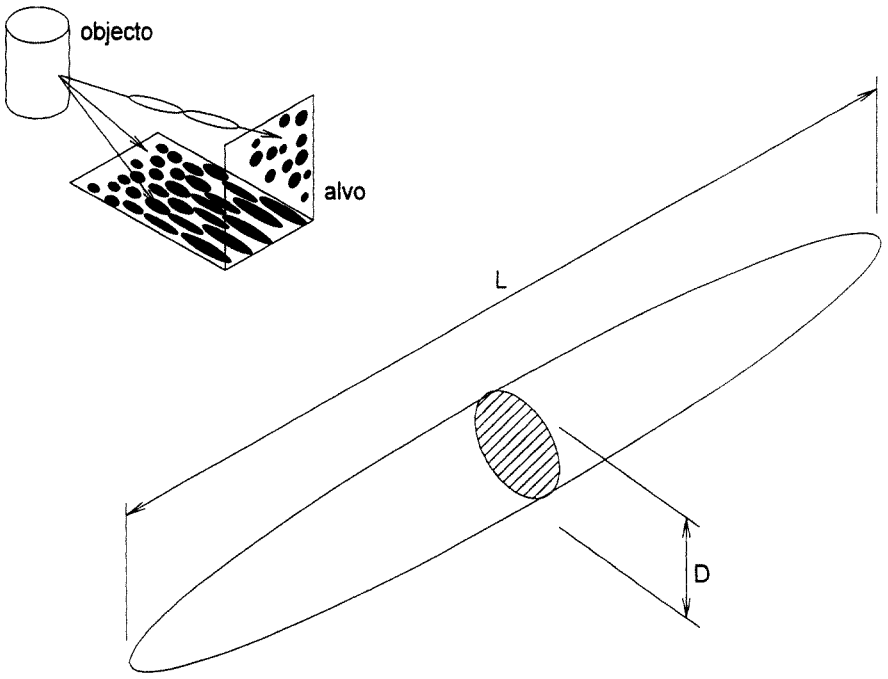


Fig. 2.19. A projecção do *speckle* num alvo tem um aspecto que resulta da sua forma espacial.

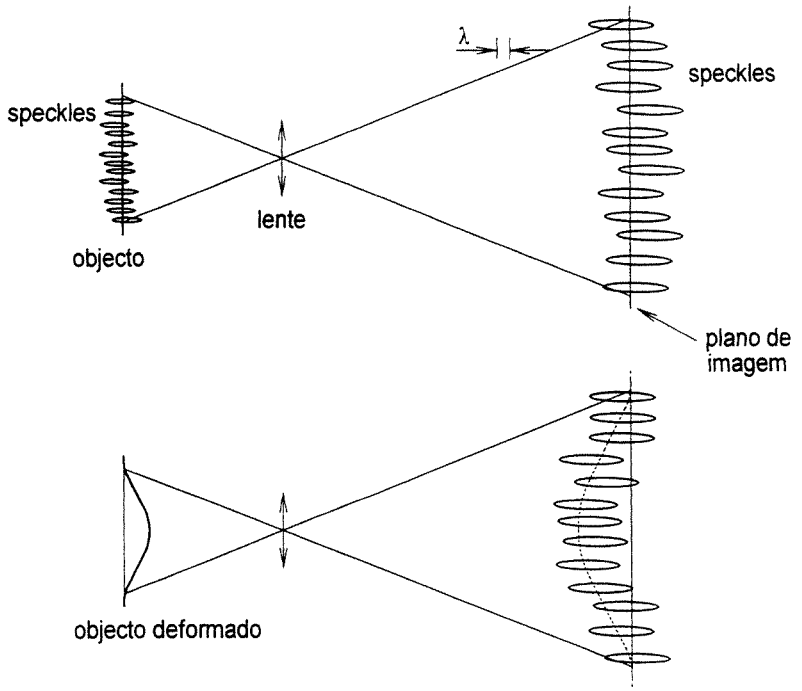


Fig. 2.20. Quando um objecto se desloca também os *speckles* formados a partir da reflexão coerente da sua superfície sofrem deslocamento (exagerado na figura).

O Tamanho do *Speckle*

Uma característica importante do *speckle* é a sua dimensão, que por vezes necessita de ser posicionada dentro de limites bem definidos. O tamanho do *speckle* subjectivo depende do sistema óptico formador de imagem. Para cada ponto focado pelo sistema óptico, um padrão de difracção com um círculo central mais intenso conhecido como disco de Airy é formado na superfície fotossensível do fotodetector. O disco de Airy é uma consequência da limitação imposta à abertura do sistema óptico formador de imagem. A relação entre as características do sistema óptico e o diâmetro do *speckle* é dada pela seguinte expressão (Gåsvik, 1995):

$$d_s = 1.22\frac{\lambda b}{D} = 1.22(1+M)\lambda F \tag{2.16}$$

onde $F=f/D$ representa a relação entre a distância focal e a abertura do sistema óptico, também conhecida como *F number*, $M=(b-f)/f$ é a ampliação introduzida pelo sistema óptico, f é a distância focal da lente e D o diâmetro da abertura do sistema, como se mostra na Fig. 2.21. Como se pode ver, o tamanho do *speckle* é inversamente proporcional à abertura do sistema. O que significa que para aumentar o tamanho do *speckle* se deve reduzir a abertura, com a consequência de termos menos luz a atingir o fotodetector.

A Correlação Envolvendo Campos de *Speckle*

A interferometria de *speckle* resulta da correlação entre duas frentes de onda, que podem ser dois campos de *speckle* ou um campo de *speckle* e uma frente de onda especular (limpa). O fenómeno de interferência em causa envolve uma correlação entre as duas frentes de onda, como já havíamos referido antes, Fig. 2.7. O meio de registo dos interferogramas é normalmente a imagem vídeo, podendo também serem usados registos fotográficos. Devido à baixa resolução dos meios de registo em vídeo, o *speckle* é bastante maior do que no caso dos filmes fotográficos. Assim, o fenómeno do aparecimento do *speckle* é dominante em relação às franjas de interferência primárias; no entanto o *speckle* contém informação da diferença de fase entre a frente de onda de referência e a frente de onda objecto. Como consequência disto, a diferença de fase pode ser medida, sendo a única regra a obedecer a de garantir a resolução do *speckle* nas imagens de vídeo registadas.

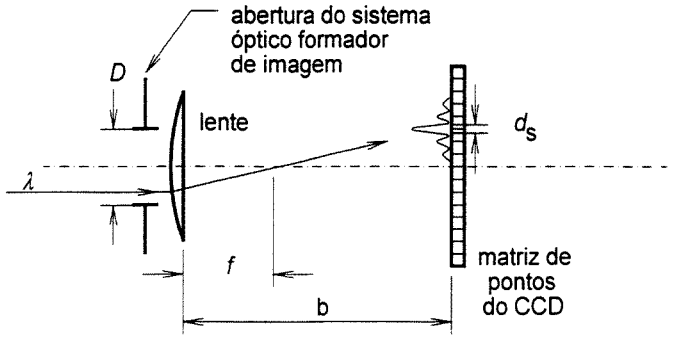
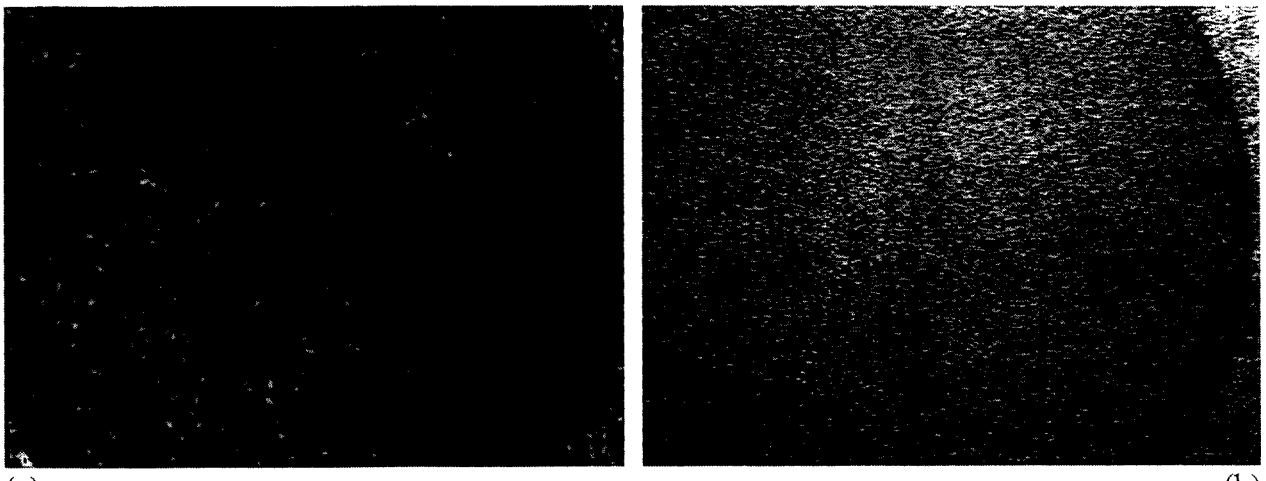


Fig. 2.21. Geometria da óptica de formação do *speckle* subjectivo.

A Fig. 2.22(a) mostra a textura de um padrão de *speckle*. O padrão de *speckle* usado para fazer a medição é obrigado a interferir com um segundo padrão, sem variação de fase ou com variação de fase constante e imposta. Este segundo padrão serve de referência de modo a poder-se medir a variação de fase do padrão de *speckle* usado como medidor. Quando se faz esta correlação entre as duas frentes de onda, o novo padrão apresenta o aspecto mostrado na Fig. 2.22(b). Este novo padrão de *speckle* contém informação de fase, medida relativamente ao padrão usado como referência, e é também designado por padrão de *speckle* primário, ou ainda padrão de franjas primárias.

2.4.2 Franjas Primárias e Secundárias

Na interferometria de *speckle* podem ser utilizadas dois tipos de franjas de interferência, designadas normalmente por primárias e secundárias. As franjas primárias resultam, como já referimos, da interferência de duas frentes de onda: a de referência e a proveniente do objecto e são sempre franjas de adição. Estas franjas não apresentam qualquer informação visual, como se pode ver na Fig. 2.22(b), devido à presença de uma fase aleatória que é característica do fenómeno *speckle*. Antes da utilização do processamento de imagem como meio de tratamento de sinal, a forma de eliminar essa fase aleatória era recorrer à correlação dos próprios interferogramas primários correspondentes a dois estados distintos do mesmo objecto. As franjas obtidas desta nova correlação são designadas por franjas secundárias, e resultam da quase eliminação da referida fase aleatória. Estas franjas começaram por ser obtidas por adição, caso em que não é necessário qualquer sistema de processamento de imagem, apesar de precisarem de processamento electrónico do sinal de vídeo. As primeiras franjas deste tipo foram conseguidas com um interferómetro funcionando em integração temporal (*time average*). Com o surgimento dos primeiros sistemas de processamento de imagem, a subtracção tornou-se numa forma alternativa de conseguir as franjas secundárias, permitindo melhorar significativamente a qualidade final dos interferogramas, nomeadamente o contraste. Isto deve-se sobretudo à eliminação do termo de autocorrelação (intensidade média) ao efectuar a subtracção de duas



(a) (b)

Fig. 2.22. Padrão de *speckle* ampliado mostrando a sua natureza granular (a). Franjas primárias resultantes da interferência de um padrão de *speckle* com uma frente de onda especular (b).

imagens que, em princípio, têm a mesma intensidade média.

As franjas secundárias resultam da coerência do *speckle* (Froehly, 1980) entre os dois estados do objecto. Podemos assim distinguir dois tipos de zonas: zonas de contraste máximo, nas quais existe sobreposição coerente do *speckle*, e zonas de descorrelação que apresentam contraste mínimo, como mostrado na Fig. 2.23. Pode dizer-se que o campo de interferência é uma padrão de *speckle* de brilho uniforme e contraste que varia conforme o desvio dos dois campos, onde as zonas de igual contraste representam as franjas. Na Fig. 2.24(a)(c) podemos observar as franjas secundárias no caso da correlação por adição e subtracção.

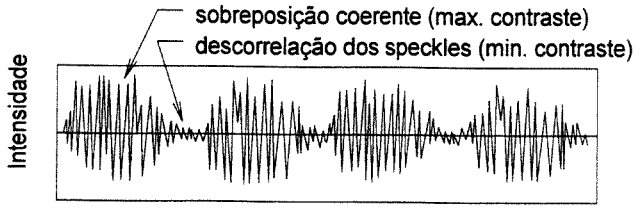


Fig. 2.23. Linha de uma imagem de interferência com *speckle* mostrando zonas de contraste variável: as franjas.

As franjas de subtracção apresentam uma melhor qualidade, que se deve ao facto de na subtracção os termos de autocorrelação serem eliminados, enquanto que na adição, apesar de poderem ser filtrados, nunca serem totalmente eliminados. Apesar de as franjas serem visíveis, devido à variação de contraste, Fig. 2.24(a)(c), nos casos em que apareça maior quantidade de ruído a informação deixa de ser perceptível. A solução para este problema foi encontrada através da rectificação do sinal vídeo, no caso da adição, ou do cálculo do valor absoluto da subtracção. Como alternativa à rectificação pode utilizar-se a quadratura. Na adição, além da rectificação é conveniente utilizar um filtro passa-alto para eliminar parte dos termos de autocorrelação (intensidade média), aumentando assim a gama de valores para a informação que realmente interessa. As imagens assim obtidas surgem com franjas claras e escuras e com um contraste muito superior às anteriores, Fig. 2.24(b)(d).

Formação das Franjas Secundárias

O modelo da formação das franjas secundárias a partir de dois padrões de *speckle* pode ser facilmente compreendida com uma representação simplificada das franjas primárias. A visualização a uma dimensão é também mais esclarecedora quanto à formação das franjas secundárias a partir das franjas primárias, Fig. 2.25. O primeiro gráfico (*speckle* 1) mostra o sinal gerado para simular o *speckle*, isto é com uma fase aleatória que, de uma forma simplificada, pode ser representado pela seguinte equação:

$$I_1 = I_0 \cos(\psi) \tag{2.17}$$

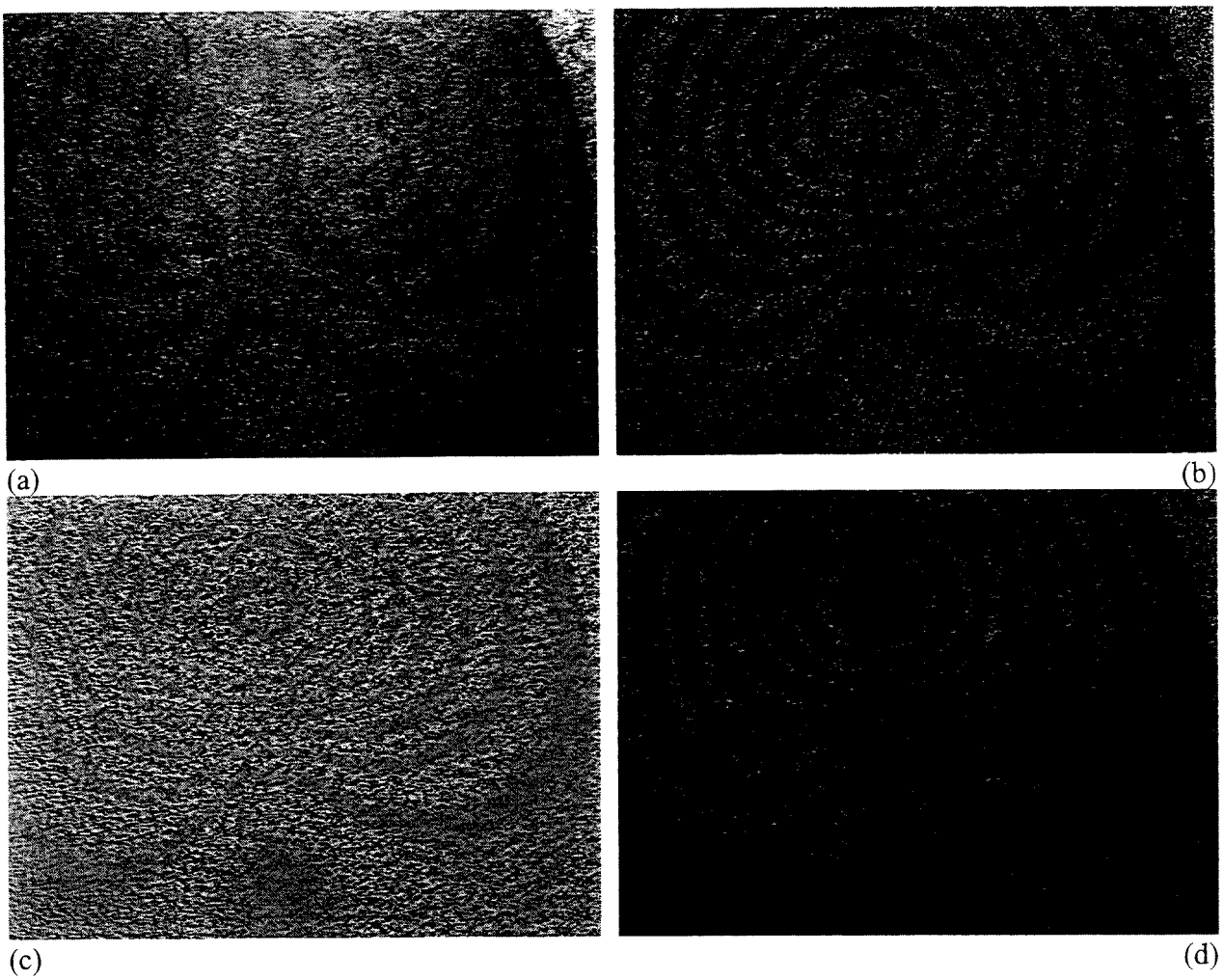


Fig. 2.24. Franjas secundárias obtidas por adição (a) e por subtracção (c). Franjas secundárias com rectificação: em adição (b) e em subtracção (d).

onde ψ representa a fase aleatória característica do *speckle*. Deformando agora a superfície do objecto da forma indicada no segundo gráfico (deformada), o padrão de franjas primárias é modificado por inclusão da fase ϕ correspondente a essa deformação:

$$I_2 = I_0 \cos(\psi + \phi) \tag{2.18}$$

I_1 e I_2 são os dois padrões de franjas primárias correspondentes a duas situações diferentes do mesmo objecto. A correlação pode agora ser feita usando a adição ou a subtracção. Como se pode ver na Fig. 2.25, o sinal de adição tem o problema, já referido, de apresentar um termo médio diferente de zero, pelo que para processar o sinal é necessário efectuar uma filtragem passa-baixo prévia de modo a eliminar esse termo. Usemos então a subtracção para obter as franjas secundárias (refira-se que a adição produziria resultado idêntico). Efectuando então a subtracção dos dois sinais obtemos:

$$I_2 - I_1 = 2\,\mathrm{sen}(\phi/2 + \psi)\cdot \mathrm{sen}(\phi/2) \tag{2.19}$$

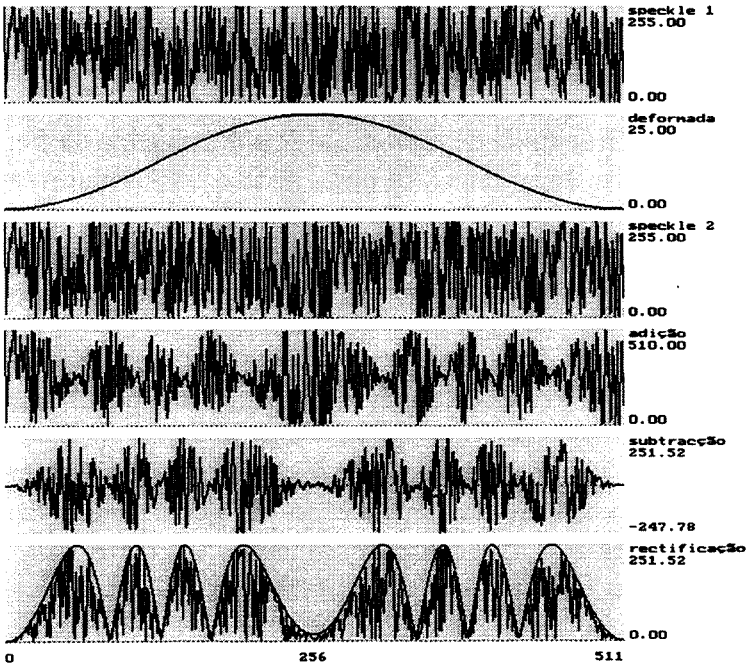


Fig. 2.25. A formação das franjas secundárias usando um sinal unidimensional.

ou seja, obtém-se um sinal que é a modulação em amplitude de uma portadora de *speckle* pela fase que corresponde à deformação do objecto. Na Fig. 2.25, este sinal é dado pelo gráfico subtracção e o sinal que teria sido obtido por adição encontra-se imediatamente acima. Para apresentar o sinal vídeo que possa ser visualizado é preciso agora rectificar o sinal ou quadrá-lo. Usemos este segundo caso para facilitar a manipulação das equações:

$$(I_2 - I_1)^2 = 2\,\mathrm{sen}^2(\phi/2 + \psi)\cdot(1-\cos\phi) \tag{2.20}$$

A informação de interesse é a fase ϕ, pelo que o factor sen^2 representa unicamente ruído no sinal, uma vez que contém a fase aleatória do *speckle*. Isto explica porque a fase obtida com as franjas secundárias apresenta muito menor qualidade que a obtida com as primárias. Esta equação permite também justificar a afirmação anterior de que o *speckle* pode ser simultaneamente sinal e ruído. A formação das franjas deve-se ao próprio *speckle*, mas este termo adicional não representa agora no padrão de franjas secundárias mais do que ruído. A única forma de eliminar parcialmente este ruído é recorrendo à filtragem, o que não garante uma grande qualidade devido às características específicas do ruído de *speckle*. O último gráfico da Fig. 2.25 (rectificação) mostra o sinal após rectificação e esse mesmo sinal eliminando o factor sen^2 da equação anterior (linha envolvente), mostrando claramente o conceito antes introduzido de ser uma portadora de *speckle* modulada pela fase da deformação do objecto.

2.4.3 As Equações de Intensidade

A equação que descreve o padrão de interferência primário pode ser obtida por soma de duas frentes de onda coerentes (Jones e Wykes, 1983), como já havíamos mostrado na expressão (2.6):

$$I_1 = I_R + I_O + 2\sqrt{I_R I_O} \cdot \cos\psi \tag{2.21}$$

onde I_R é a intensidade da frente de onda de referência, I_O a intensidade da frente de onda objecto e ψ é a diferença de fase entre as duas frentes de onda. Esta equação representa pois o padrão de franjas primárias e um exemplo desse padrão encontra-se na Fig. 2.22. É uma equação evidentemente semelhante à apresentada na interferometria holográfica, faltando-lhe apenas a portadora que, neste caso, poderá também existir em situações particulares, como veremos com o decorrer do trabalho.

As franjas secundárias podem, como já referimos, serem obtidas por adição ou subtracção. A adição pode ser realizada em tempo real na própria câmara de vídeo, uma vez que esta apresenta uma certa persistência temporal característica. O sinal obtido será a soma das intensidades, isto se o tempo entre as duas exposições for inferior ao de persistência. Esta técnica é usada normalmente em interferometria com LASER pulsado, com integração temporal (*time average*) ou em levantamento de forma usando dois comprimentos de onda. Adicionando então duas imagens com intensidades do tipo da equação (2.21) e com uma diferença de fase $\Delta\phi$ devida ao deslocamento do objecto, obteremos:

$$I = 2(I_1 + I_2) + 4\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\psi + \tfrac{1}{2}\Delta\phi)\cos(\tfrac{1}{2}\Delta\phi) \tag{2.22}$$

em que os índices 1 e 2 se referem aos estados antes e depois do deslocamento do objecto e $\Delta\phi$ é a variação de fase associada a esse deslocamento. Este sinal é ainda filtrado com um filtro passa-alto, o que permite eliminar o termo contínuo $2(I_1+I_2)$, e rectificado, obtendo-se um sinal idêntico mas com a frequência do termo sinusoidal duplicada:

$$I = 4\sqrt{I_1 I_2 \cos^2(\psi + \tfrac{1}{2}\Delta\phi)} \cdot \sqrt{\cos^2(\tfrac{1}{2}\Delta\phi)} \tag{2.23}$$

onde o primeiro radical contém um factor cos que tem fase aleatória devido a ψ, constituindo ruído introduzido no sinal, como já vimos. O segundo radical contém a informação relativa ao deslocamento do objecto. A substituição da rectificação pela quadratura permite manipular melhor a equação de modo a ver o tipo de franjas formadas e, desta forma, chegaríamos a:

$$I = 8I_1 I_2 \cos^2(\psi + \Delta\phi/2) \cdot (1 + \cos\Delta\phi) \tag{2.24}$$

onde se pode ver claramente que as franjas são do tipo "1+cos". As franjas de quadratura e de rectificação são iguais, como se pode ver na Fig. 2.26, com a única diferença de que as franjas escuras são mais estreitas no caso de se usar a rectificação. Esta diferença não tem qualquer implicação na determinação da fase a partir das franjas secundárias, como veremos mais adiante no cálculo de fase.

A subtracção exige meios de armazenamento de imagem para guardar uma imagem inicial (referência), e a capacidade de subtrair duas imagens, operação que convém ser possível executar em tempo real. Os sistemas de processamento de imagem vulgarmente usados neste tipo de processamento possuem estas características (capítulo 1). A subtracção permite obter franjas com um melhor contraste, pois estas têm como mínimo a intensidade zero, enquanto as franjas de

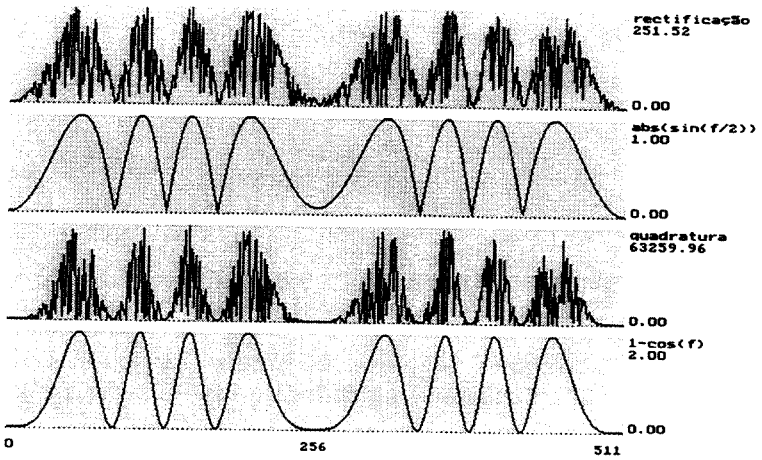


Fig. 2.26. Comparação entre as franjas secundárias obtidas por rectificação e por quadratura.

adição não (Jones e Wykes, 1983). Neste caso, a equação resultante para a intensidade é dada por:

$$I = 4\sqrt{I_1 I_2}\cdot \text{sen}(\psi + \tfrac{1}{2}\Delta\phi)\,\text{sen}(\tfrac{1}{2}\Delta\phi) \tag{2.25}$$

Como na adição, este sinal é também rectificado, sofrendo a mesma duplicação da frequência:

$$I = 4\sqrt{I_1 I_2\,\text{sen}^2(\psi + \tfrac{1}{2}\Delta\phi)}\cdot\sqrt{\text{sen}^2(\tfrac{1}{2}\Delta\phi)} \tag{2.26}$$

A informação relativa à deformação do objecto encontra-se, tal como no caso da adição, no segundo radical da expressão. Se usarmos a quadratura obteremos:

$$I = 8 I_1 I_2\,\text{sen}^2(\psi + \Delta\phi/2)\cdot(1-\cos\Delta\phi) \tag{2.27}$$

que mostra tratar-se de franjas "1-cos". As franjas de subtracção são então o negativo das franjas de adição, o que se pode ver claramente comparando as imagens da Fig. 2.24(b) e (d).

2.4.4 Interferómetros Usados na Correlação Digital de *Speckle*

Existem numerosas variantes de interferómetros que podem ser usadas com sistemas de processamento de imagem para a análise automática de franjas de interferometria por correlação de *speckle* (ICS). Não pretendendo enumerar todas as formas, vamos referir os mais utilizados e que se podem enquadrar na aplicação de técnicas de processamento digital de sinal:

- interferómetro com referência especular:
  - sensível ao deslocamento fora do plano, Fig. 2.27.
- interferómetro com referência de *speckle*:

- sensível ao deslocamento no plano, Fig. 2.29,
- sensível ao gradiente do deslocamento fora do plano (*shearography*), Fig. 2.32, e
- sensível ao deslocamento fora do plano (relativamente pouco usado).

Apesar da mudança de orientação do vector sensibilidade de medição, todos estes interferómetros apresentam o mesmo tipo de franjas caracterizadas pelas expressões anteriormente deduzidas. Quer isto dizer que ϕ mede deslocamentos diferentes, mas as franjas apresentam a mesma equação de intensidade permitindo, por isso, um tratamento idêntico na determinação da fase.

Interferómetro Sensível a Deslocamentos Fora do Plano

Neste tipo de interferómetro fazem-se interferir uma frente de onda especular com uma frente de onda *speckle*. A Fig. 2.27 mostra esquematicamente o interferómetro. A luz proveniente de uma fonte de iluminação coerente é dividida em dois feixes. Um dos feixes ilumina directamente a superfície fotossensível da câmara enquanto que o outro feixe é usado para iluminar o objecto. A reflexão coerente proveniente do objecto é focada na superfície fotossensível da câmara onde interfere com a frente de onda especular. O vector sensibilidade deste tipo de interferómetro tem a direcção do ângulo bissector entre a direcção de iluminação do objecto e a direcção de observação. Atendendo a essa direcção de sensibilidade este interferómetro é usado para medir deslocamentos na perpendicular à superfície do objecto.

A medição do deslocamento da superfície do objecto é feita à custa do movimento dos *speckles* relativamente a uma referência de fase constante, que pode ser uma frente de onda especular, plana (como mostrado na Fig. 2.28) ou não, ou mesmo uma frente de onda de *speckle*. A alteração dos *speckles* relativamente à frente de onda de referência permite codificar a posição do objecto, possibilitando também por comparação de duas posições medir o deslocamento sofrido pelo objecto.

A Fig. 2.24 mostra exemplos de franjas obtidas usando este tipo de interferómetro. Dentro da correlação de *speckle* são as que normalmente apresentam um maior contraste e por isso uma melhor qualidade visual. Isto explica-se por dois motivos principais: primeiro, porque uma das frentes de onda é especular, ou seja, é uma frente de onda em princípio limpa e em segundo lugar, porque os *speckles* mantêm a sua posição no plano do objecto, sendo mais difícil

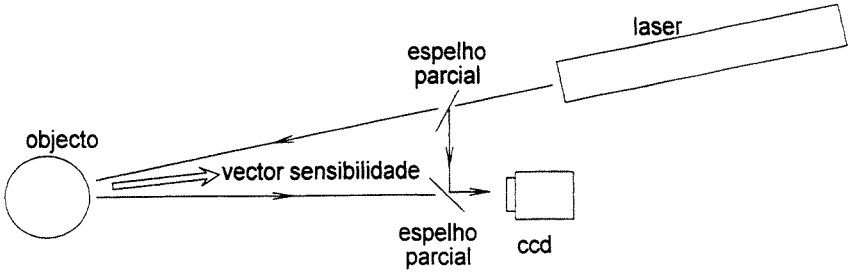


Fig. 2.27. Interferómetro para medir o deslocamento fora do plano.

descorrelacionarem, o que acabará, de qualquer modo, por acontecer ao fim de algum tempo devido a inevitáveis deslocamentos laterais. A descorrelação ocorre por deslocamento do *speckle* no plano de imagem, quando a intercepção da secção do *speckle* entre a posição inicial e a actual tende para zero.

Interferómetro Sensível a Deslocamentos no Plano

Neste tipo de interferómetro é usada a interferência de duas frentes de onda *speckle*. A Fig. 2.29 mostra esquematicamente a geometria do interferómetro. A luz proveniente de uma fonte de iluminação coerente é dividida em dois feixes. Ambos os feixes iluminam a superfície do objecto com ângulos distintos, ocorrendo aí a sua interferência. A imagem desta interferência entre as

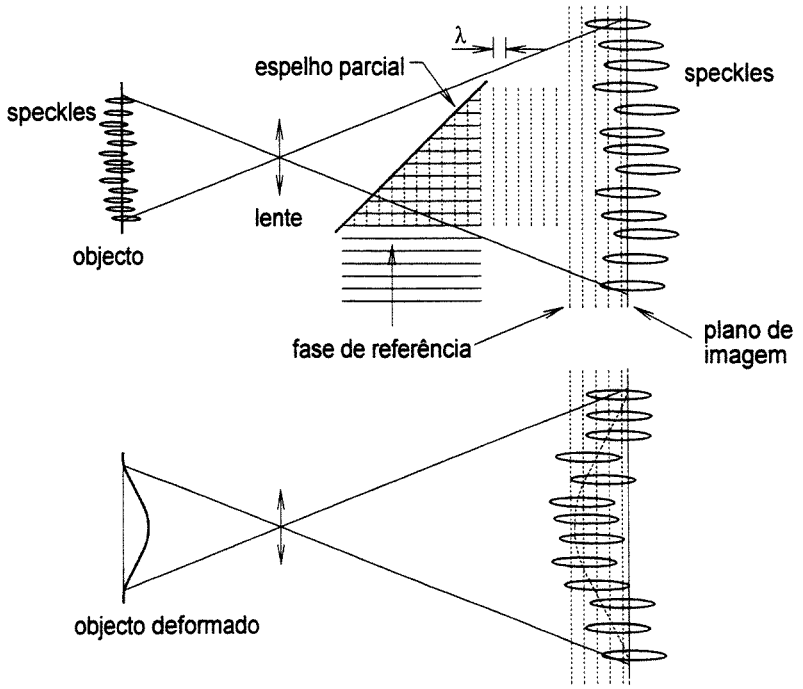


Fig. 2.28. Codificação da posição dum objecto através da fase dos *speckles* formados devido à iluminação coerente da sua superfície.

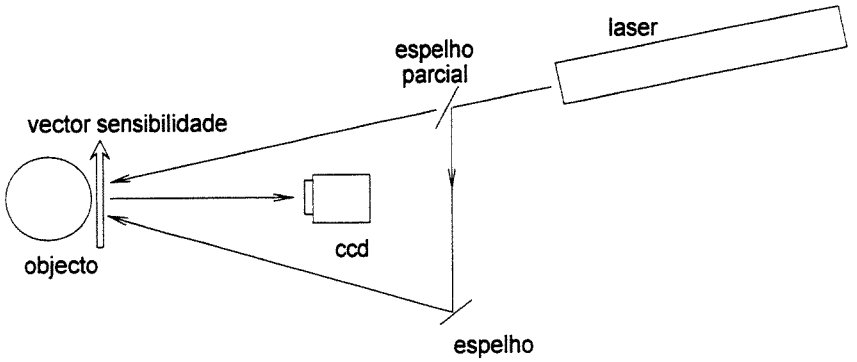


Fig. 2.29. Interferómetro para medir deslocamentos no plano.

duas frentes é então focada na superfície fotossensível da câmara. O vector sensibilidade deste tipo de interferómetro tem a direcção do ângulo bissector entre as duas direcções de iluminação resultante da subtracção dos dois vectores de iluminação. Atendendo a essa direcção de sensibilidade, este interferómetro é usado para medir deslocamentos na direcção tangente à superfície do objecto.

O mecanismo de interferência é agora diferente do esquematizado na Fig. 2.28. Ao serem sobrepostas duas frentes de onda (preferencialmente planas), forma-se na superfície do objecto uma fina rede de franjas. Esta rede desenvolve-se inclusive no interior do *speckle* ao longo da sua secção, resultado da interferência de dois campos de *speckle* formada a partir da sobreposição no objecto de cada uma das frentes de onda planas. Esta fina rede terá com um espaçamento (ver Holografia Digital no capítulo 3) dado por:

$$d = \frac{\lambda}{2 \cdot sen(\theta/2)} \tag{2.28}$$

Quando os *speckles* se deslocam no plano devido ao deslocamento do próprio objecto, Fig. 2.30, a fase dentro do *speckle* vai também variando ao percorrer aquele padrão de franjas. Esta ideia pode ser melhor entendida vendo na figura a alteração de trajecto relativo entre as duas frentes de onda antes e depois do deslocamento (feixes a tracejado e contínuo). Enquanto que no interferómetro sensível ao deslocamento fora do plano a interferência se dava na superfície fotossensível da câmara, agora ocorre na superfície do próprio objecto, encarregando-se o sistema óptico formador de imagem de a transportar até à superfície fotossensível da câmara. O deslocamento do objecto equivalente a percorrer uma franja do micro-padrão originará, na imagem de correlação por subtracção, uma nova franja secundária.

Este mecanismo de interferência tem um pequeno problema que diz respeito à descorrelação. É

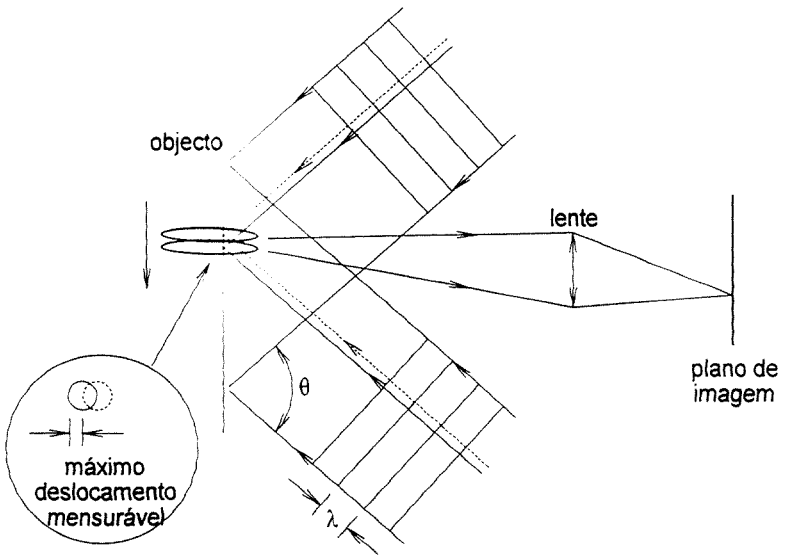


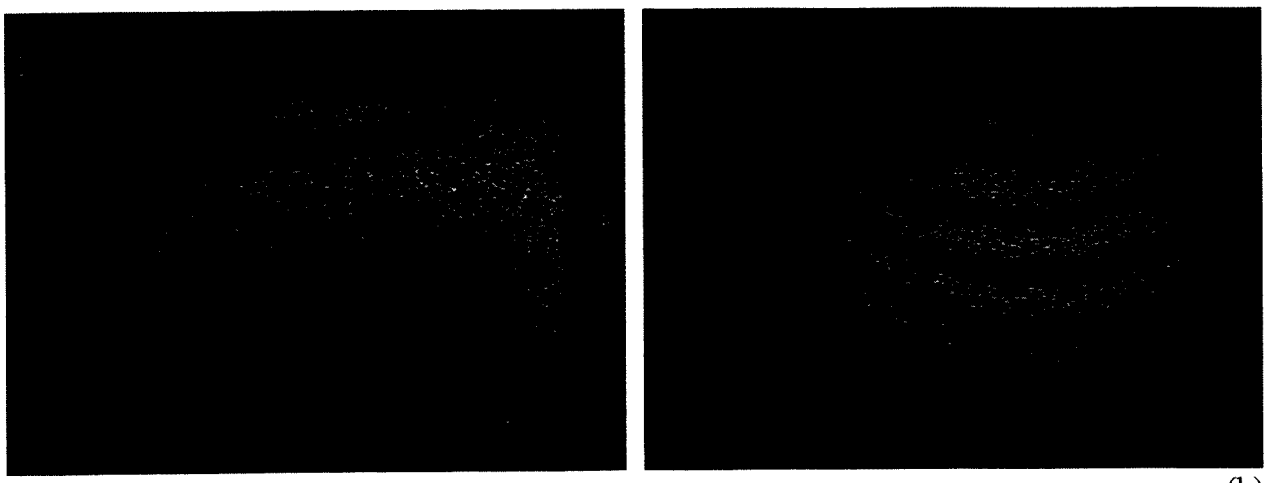
Fig. 2.30. Mecanismo de alteração da fase do *speckle* no interferómetro sensível ao deslocamento no plano.

que à medida que o objecto se desloca, também os *speckles* se vão deslocando e quando a sua posição deixa de interceptar a posição inicial desaparecem as franjas de correlação. Por isso, o máximo deslocamento que é possível medir é ligeiramente inferior ao tamanho do *speckle*, como se mostra na Fig. 2.30. Para a situação esquematiza na figura já teria ocorrido a degradação do sinal por descorrelação. Os dois *speckles* estão representados separados para melhor se compreender o mecanismo de interferência. Este fenómeno de descorrelação é em parte responsável por uma diminuição do contraste nas imagens funcionais resultantes deste interferómetro, de que se mostram dois exemplos na Fig. 2.31.

A combinação numa mesma montagem de dois interferómetros, um sensível ao deslocamento no plano e outro sensível ao deslocamento perpendicular ao plano, permite obter o campo de deslocamentos tridimensional. O uso de três câmaras permite adquirir as medições em simultâneo, existindo embora o grande problema de alinhamento das câmaras.

Interferómetro Sensível ao Gradiente da Deformação (*Shearography*)

Neste tipo de interferómetro é também usada a interferência de duas frentes de onda *speckle*. A Fig. 2.32 mostra esquematicamente a geometria do interferómetro. A luz proveniente da fonte de iluminação coerente é usada para iluminar apenas o objecto. A imagem da superfície é então focada na superfície fotossensível do detector de vídeo, percorrendo dois caminhos distintos na célula do interferómetro. Um ligeiro desalinhamento nas duas imagens permite a interferência entre pontos vizinhos a uma distância fixa. A sensibilidade deste tipo de interferómetro é na direcção do ângulo bissector entre a direcção de iluminação do objecto e a direcção de observação, com a adicionante de a medição ser particularmente sensível a deslocamentos localizados, ou seja gradientes de deformação. Esta característica permite medir variações bruscas, enquanto os deslocamentos mais globais são atenuados. Uma característica muito importante neste tipo de interferómetro é a sua baixa sensibilidade a perturbações ambientais, pois as frentes de onda que interferem percorrem praticamente o mesmo caminho. Esta e outras características que irão ser referidas mais adiante tornam este interferómetro ideal para controle



(a) (b)

Fig. 2.31. Dois exemplos de franjas de correlação de *speckle* obtidas usando um interferómetro sensível ao deslocamento no plano.

não destrutivo (NDT) de estruturas.

O interferómetro usado na *shearography* é semelhante ao utilizado para a medição de deslocamentos fora do plano, sendo baseado no interferómetro de Michelson, Fig. 2.32 e Fig. 2.33. Enquanto antes se comparava a fase dum *speckle* com uma fase constante, agora essa comparação é feita com a fase de um *speckle* vizinho. Por esse motivo, este interferómetro é sensível ao gradiente do deslocamento fora do plano na direcção do desfasamento entre as duas imagens do mesmo objecto. Neste caso não existe a distinção entre frente de onda referência e objecto, sendo ambas as frentes de onda provenientes do objecto, mas com um ligeiro deslocamento lateral de uma relativamente à outra. A Fig. 2.33 permite explicar o mecanismo de interferência envolvido neste interferómetro. Devido às diferentes inclinações dos espelhos do interferómetro, na superfície fotossensível da câmara são sobrepostos dois *speckles* que, no objecto, correspondem a pontos distintos; por isso a fase registada é a fase relativa entre esses dois *speckles*, medindo-se assim o deslocamento relativo dos dois *speckles*.

Em termos práticos, a diferença entre os dois interferómetros traduz-se nas franjas obtidas por um e pelo outro. Na Fig. 2.34 pode ver-se a diferença entre as franjas obtidas por DSPI de medição fora do plano e por *shearography*. Na parte superior da figura mostra-se o "perfil" das frentes de onda que chegam à superfície fotossensível do detector, à esquerda no caso DSPI e à direita no caso da *shearography*. A diferença entre as duas frentes de onda permite obter as franjas, conforme é ilustrado na parte inferior da figura. Devido à interferência entre duas frentes de onda idênticas mas ligeiramente desfasadas, a *shearography* permite eliminar deslocamentos

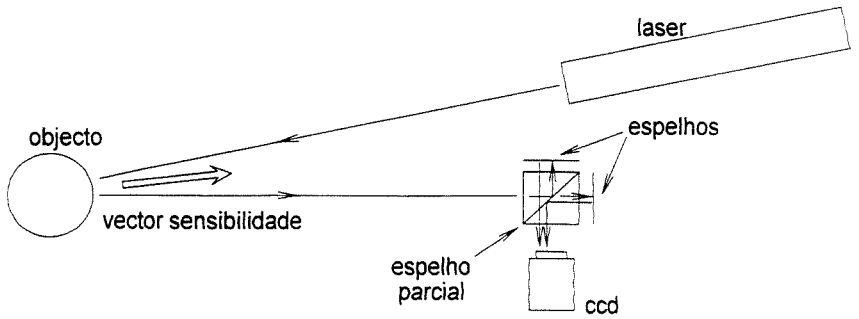


Fig. 2.32. Interferómetro para *shearography*, sensível ao gradiente do deslocamento fora do plano.

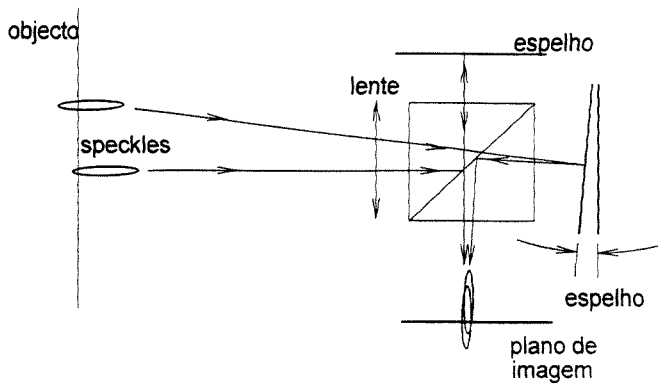


Fig. 2.33. Mecanismo da interferência na *shearography*, uma medição diferencial.

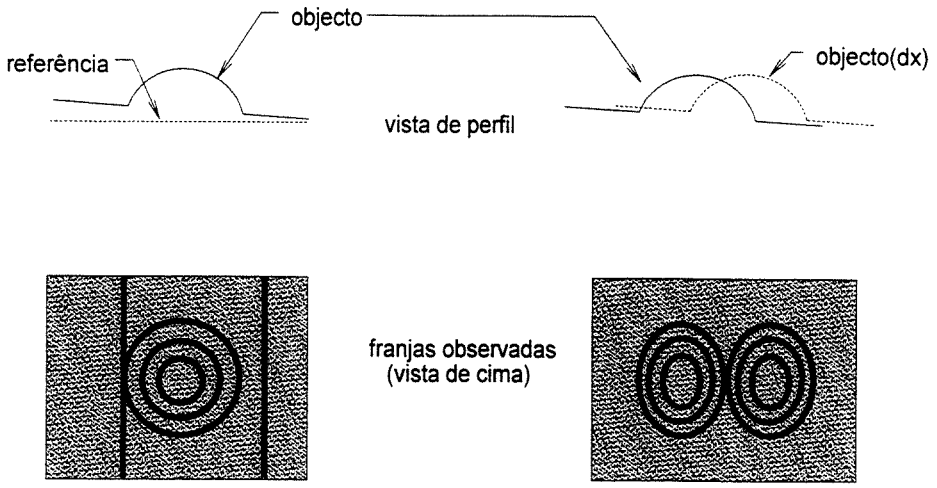


Fig. 2.34. Comparação entre as franjas DSPI (esquerda) e *shearography* (direita).

globais, como por exemplo a inclinação da frente de onda objecto que dá franjas verticais em DSPI de medição fora do plano.

A Fig. 2.35 ilustra de uma forma mais concreta o tipo de franjas formadas no caso da *shearography*. Nela se mostram em primeiro lugar padrões de franjas gerados numericamente, para mostrar as vantagens da *shearography* na detecção de defeitos. Em (a) mostra-se o padrão de franjas que seria formado usando um interferómetro para medição de deslocamento fora do plano, no caso da existência de uma descolagem de formato circular numa estrutura de material compósito. O uso da *shearography* permitiria obter o padrão mostrado em (b), em que é eliminado o deslocamento global devido a rotação da superfície do objecto. O desaparecimento das franjas do deslocamento global permite identificar muito melhor as dimensões do defeito. O cálculo de fase permite, inclusive, um efeito curioso e interessante na detecção de defeitos, que se mostra em (c). Esta imagem mostra algo que se assemelha a um efeito de relevo, como se a cena fosse iluminada por uma fonte de luz do lado direito da imagem. O processamento com cálculo de fase permite obter resultados bastante fiáveis em NDT. Evidentemente que a técnica só permite detectar defeitos que se manifestem à superfície dos objectos, mas mesmo assim os defeitos críticos em estruturas podem ser detectados desta forma, e a técnica tem tido uma expansão assinalável nos últimos anos. Em (d) mostra-se um padrão real de *shearography* ilustrando a forma típica das franjas correspondentes a um defeito. Nota-se também duas franjas verticais, o que mostra que algum deslocamento global pode também influenciar o padrão de franjas. A diferença é que neste caso o efeito é muito menor que no caso do interferómetro DSPI convencional; neste a frequência das franjas verticais seria tal que praticamente esconderia as franjas devidas ao defeito. Seria um efeito semelhante ao que surge quando se têm franjas circulares e se junta uma portadora ao sinal, obtém-se um padrão de franjas como o da Fig. 2.5(b).

2.4.5 Integração Temporal (*Time Average*)

No caso do sistema DSPI sensível aos deslocamentos fora do plano, trabalhar em integração temporal, como acontece na análise de frequências e modos próprios de vibração com excitação sinusoidal, a adição resulta em integração. Isto deve-se a facto de o período de vibração ser muito

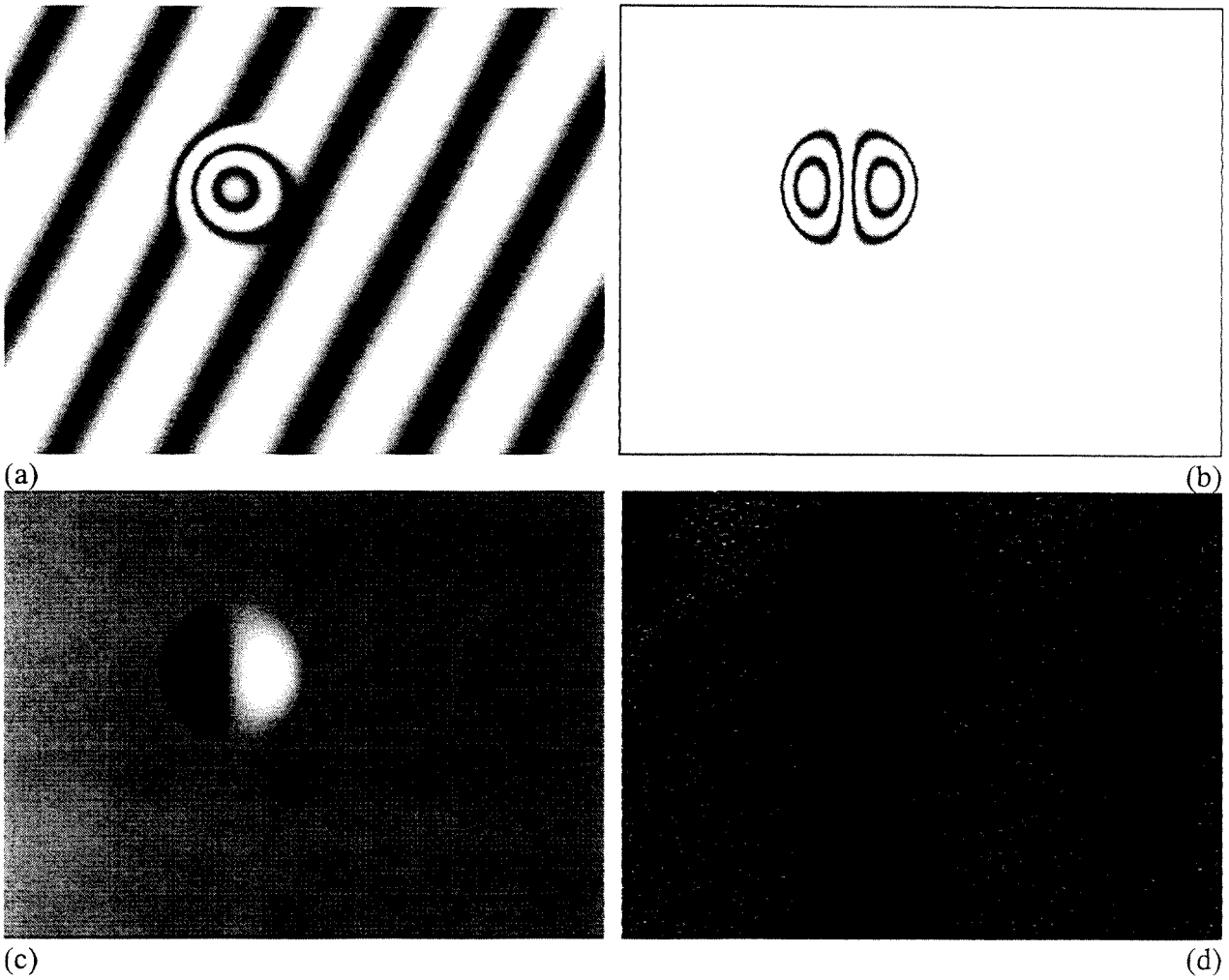


Fig. 2.35. Padrões de franjas simulados para mostrar o tipo de franjas obtidos na mesma situação, (a) usando o interferómetro para medição de deslocamentos fora do plano e (b) usando a sherography. O efeito tridimensional conseguido com a determinação de fase permite identificar claramente defeitos (c). Padrão real de franjas secundárias de sherography (d).

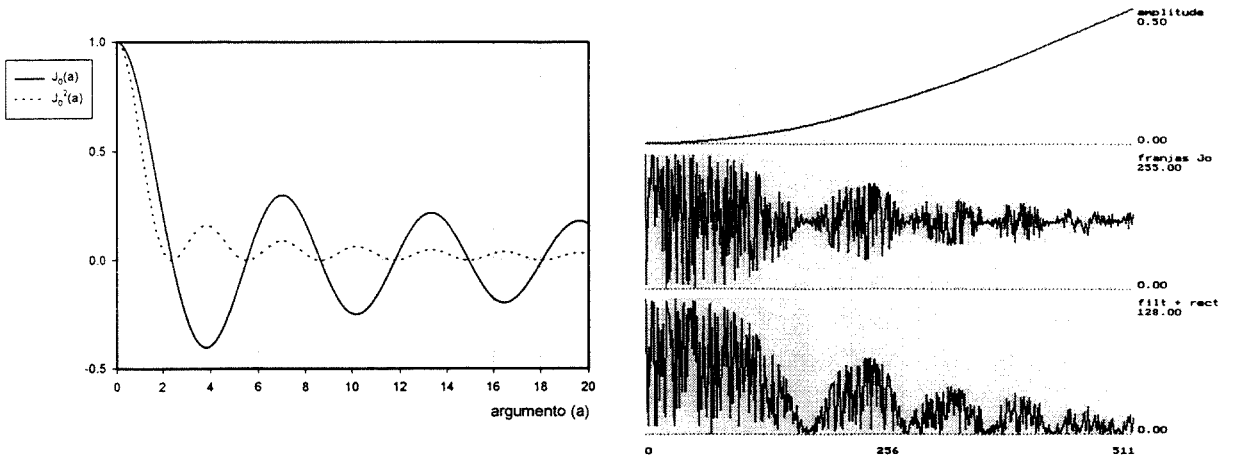
menor que o tempo de persistência da câmara de vídeo. A intensidade das franjas primárias obtidas nestas imagens é dada por (Jones e Wykes, 1983):

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot J_0\left(\frac{4\pi a_0}{\lambda}\right) \cdot \cos\psi \tag{2.29}$$

onde J_0 é a função de Bessel de ordem zero representada na Fig. 2.36(a), a_0 é a amplitude de vibração e ψ é a fase aleatória devida ao *speckle*. Nesta técnica a imagem funcional permite obter franjas se for filtrada com um filtro passa-alto, para eliminar o termo contínuo I_1+I_2 e, de seguida, rectificada, Fig. 2.36(b). O factor $\cos\psi$ é obviamente o responsável pelo ruído introduzido na imagem, sendo neste caso a portadora de *speckle* modulada pela função de Bessel J_0. Olhando para o argumento da função de Bessel na expressão (2.29), podemos ver que estas franjas de correlação definem pontos com igual amplitude de vibração. O aspecto das franjas obtidas deste

modo é caracterizado pela própria função de Bessel, de modo que a franja de ordem zero é a mais intensa e clara e, à medida que amplitude de vibração aumenta, as franjas vão escurecendo como se pode ver na Fig. 2.37.

Creath e Slettemoen (1985) propuseram métodos para eliminar os termos de autocorrelação de modo a melhorar consideravelmente o contraste das franjas, como forma alternativa à filtragem directa do sinal vídeo. De entre estes podemos destacar dois que foram utilizados neste trabalho e que permitem obter franjas de elevado contraste. O primeiro recorre à gravação de uma imagem de referência com o objecto imóvel e um dos espelhos da montagem a vibrar, o que permite registar apenas os termos de autocorrelação. Esta imagem é depois continuamente subtraída à imagem do objecto em vibração, permitindo assim eliminar os termos de autocorrelação que não contêm qualquer informação. Neste caso na expressão (2.29) desaparece o termo contínuo I_1+I_2, ficando a equação da intensidade simplesmente:



(a) (b)

Fig. 2.36. Função de Bessel de ordem zero e o seu quadrado (a). Filtragem e rectificação das franjas J_0 com *speckle* (b).

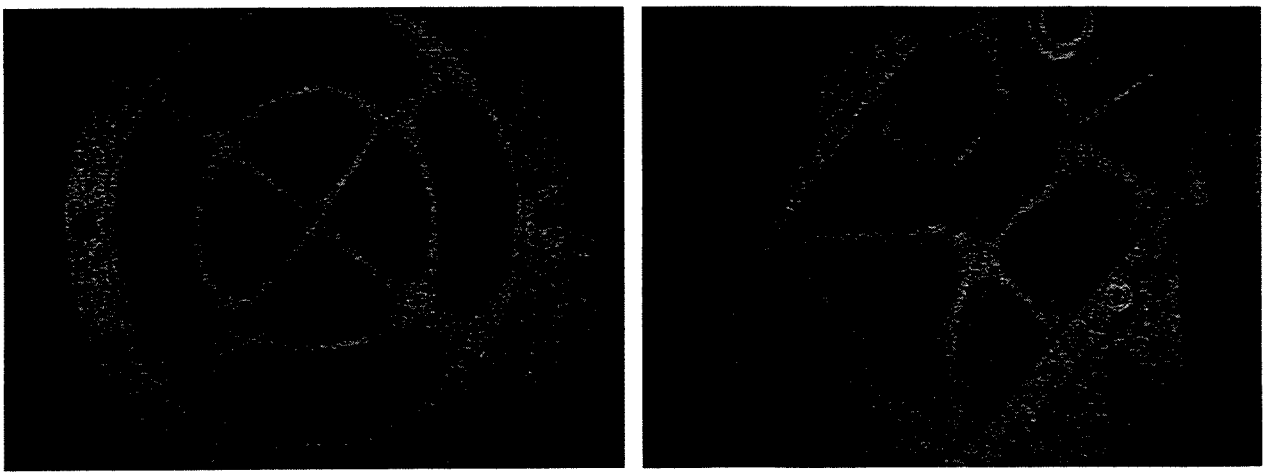


Fig. 2.37. Franjas J_0 obtidas com o interferómetro DSPI convencional a funcionar em integração temporal.

$$I = 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot J_0\left(\frac{4\pi a_0}{\lambda}\right) \cdot \cos\psi \tag{2.30}$$

e que, após rectificação resulta em:

$$I = 2\sqrt{I_1 I_2 \cos^2\psi} \cdot \left|J_0\left(\frac{4\pi a_0}{\lambda}\right)\right| \tag{2.31}$$

O segundo recorre a uma imagem de referência com o objecto em vibração e com um desfasamento de π, na fase ψ do *speckle*, relativamente às imagens que são continuamente subtraídas. A expressão para a intensidade virá, neste caso, dada por:

$$I = 4\sqrt{I_1 I_2} \cdot J_0\left(\frac{4\pi a_0}{\lambda}\right) \cdot \cos\psi \tag{2.32}$$

que, depois de rectificada resultará em:

$$I = 4\sqrt{I_1 I_2 \cos^2\psi} \cdot \left|J_0\left(\frac{4\pi a_0}{\lambda}\right)\right| \tag{2.33}$$

Como se pode verificar, as equações correspondentes às duas técnicas apresentadas diferem unicamente de um factor constante; contudo a segunda técnica permite obter imagens com bastante menos ruído, logo com melhor qualidade. A Fig. 2.37 mostra exemplos de franjas obtidas na integração temporal, usando o primeiro dos métodos de melhoria do contraste referidos.

2.5 Equação da Intensidade Generalizada

Apesar de métodos muito diversificados terem sido apresentados, as franjas podem ser descritas de uma forma mais simples e de tal modo que o seu processamento pode ser idêntico em várias situações. As maiores diferenças manifestam-se aquando da passagem da fase para a quantidade física a ser medida. A forma mais geral da equação que descreve uma imagem funcional, excluindo todo o tipo de ruído, é da forma:

$$I = I_M(1 + V\cos\psi) = I_M + I_V\cos\psi \tag{2.34}$$

onde I_M é a intensidade média ou intensidade de fundo. O argumento ψ representa a diferença de fase entre a frente de onda de referência e a frente de onda objecto, que no caso da existência de *speckle* inclui um termo aleatório. No caso de franjas secundárias, representa a diferença de fase entre o interferograma de referência e o interferograma de deformada, ou seja a diferença de fase entre duas imagens funcionais correspondentes a duas situações distintas de solicitação do objecto. V é a modulação ou contraste das franjas de interferência, que é definida por:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{2I_M} \tag{2.35}$$

A diferença de fase ψ pode ser separada em três termos, permitindo assim caracterizar o tipo de modulação (capítulo 3) usado nas imagens funcionais:

$$\psi = \phi + 2\pi f_0 r + \alpha \tag{2.36}$$

O primeiro termo ϕ representa a diferença de fase entre as duas frentes de onda devida exclusivamente à diferença de caminhos percorridos. O termo $2\pi f_0 r$ corresponde à introdução de uma portadora (*carrier*) no padrão de franjas. Esta portadora representa a rotação relativa das duas frentes de onda segundo um eixo tangente ao plano de imagem. O termo α representa um incremento ou degrau de fase (*phase-shift*), correspondendo a uma translação relativa das duas frentes de onda na direcção do eixo óptico.

No caso de se tratarem de franjas secundárias, teremos realmente a diferença de fase entre duas imagens funcionais. Designando essas imagens por referência e deformada, o argumento ϕ da na expressão (2.36) será mais correctamente:

$$\Delta\phi = \phi_d - \phi_r \tag{2.37}$$

onde ϕ_r representa a fase da imagem de referência e ϕ_d a fase da imagem de deformada. Os termos $2\pi f_0 r$ e α resultam, neste caso, da alteração das características de uma das frentes de onda aquando da gravação da imagem de deformada.

Nas franjas a processar, dependendo do método utilizado, poderemos ter franjas do tipo "1-cos", "1+cos", ou mesmo com o seno como função moduladora. Isto não representa propriamente um problema, resultando simplesmente em diferenças de fase constantes devidas à mudança de posição da fase zero em cada uma daquelas situações. Desta forma, o processamento dos padrões de franjas poderá fazer-se de forma unificada, como será mostrado nos capítulos 3 e 5.

3

Modulação da Fase das Franjas

A determinação da fase das imagens funcionais de interferência permite obter, entre outras grandezas, a forma ou o deslocamento sofrido por objectos entre dois estados de solicitação. Para esse efeito é necessário dotar os interferómetros de dispositivos que permitam modular aquela fase, para que seja possível aplicar métodos para a sua determinação. O comando adequado daqueles dispositivos permite assim manipular as imagens funcionais de modo a que a fase resultante do fenómeno de interferência seja determinável.

Neste capítulo iremos mostrar as montagens implementadas para a modulação da fase em métodos ópticos de interferência usados para análise experimental de tensões. A modulação pode ser feita usando diversas técnicas que se complementam. A diversidade de métodos tem interesse na medida em que estes encontram utilização em situações distintas, permitindo por isso abranger diversos campos da metrologia de imagem aplicada à análise experimental de tensões.

A fase pode ser determinada usando um só interferograma (normalmente uma imagem, o próprio interferograma, ou duas imagens, a referência e a deformada), ou usando vários interferogramas, se um só não contiver informação suficiente para tal efeito. A variante número de imagens depende do método de modulação usado, como teremos oportunidade de referir ao longo deste capítulo.

3.1 Modulação Temporal da Fase (*Phase Stepping*)

Quando as imagens só contêm informação de amplitude, é necessário alterar a fase de modo a que essa mudança se traduza numa variação de amplitude para que a fase possa ser determinada na etapa seguinte do processamento. Há por esse motivo que introduzir modificações no sistema experimental de medida de modo a poder efectuar aquela alteração da fase das imagens funcionais.

Na Fig. 3.1 pode ver-se o efeito produzido num padrão de franjas quando alteramos o caminho percorrido por uma das frentes de onda. O alterar do caminho de uma das frentes de onda corresponde a alterar a diferença de fase entre as duas frentes de onda que interferem, produzindo por conseguinte uma modificação nas franjas por deslocamento destas. No caso da figura são mostradas as frentes de onda de referência e a do objecto. O deslocamento de uma delas (alteração da fase) permite modificar o padrão de franjas. Esta modificação verificada nas franjas é, normalmente, imposta e conhecida. A manipulação adequada da equação da intensidade permite depois relacionar várias imagens de modo a ser possível determinar a fase que corresponde à posição ou alteração de posição do objecto.

Cada imagem representa uma equação e, por isso, atendendo a que teremos três incógnitas (intensidade média, modulação e fase) ou no máximo quatro (se o *phase-shift* não for conhecido), será necessário obter três ou quatro imagens independentes (diferentes *phase-shift*) de modo a poder determinar aquelas incógnitas. O *phase-shift* é normalmente conhecido, mas poderão surgir situações em que tal não pode ser conseguido, casos em que um mínimo de quatro imagens são necessárias. A quantidade de imagens a utilizar é dum modo geral uma solução de compromisso entre a qualidade de medida e a estabilidade do sistema. Assim, se o sistema de medida for estável, um maior número de imagens pode ser utilizado para o cálculo da fase, permitindo minimizar os erros resultantes do ruído, tanto óptico como electrónico. Nas situações em que o sistema não é estável, quanto mais imagens se utilizarem maiores serão os erros devidos à instabilidade que não são, de modo algum, compensados pela redução do ruído.

O *phase-shift* pode ser introduzido pelo deslocamento de um espelho, rotação de uma placa de vidro, deslocamento de uma rede, rotação de uma placa meia-onda ou de um analisador, utilização de um modulador acusto-óptico ou electro-óptico, ou utilizando um LASER Zeeman (Creath, 1994). Moduladores de fase do tipo espelho móvel, redes, placas de vidro móveis ou componentes de polarização podem ser usados para produzir um *phase-shift* contínuo ou discreto entre os feixes de referência e objecto. O método mais comum é o do espelho móvel, que é conseguido através da utilização de um transdutor piezoeléctrico (PZT) no qual se encontra colado o espelho a mover. Existem diversos tipos de PZT que permitem deslocamentos lineares

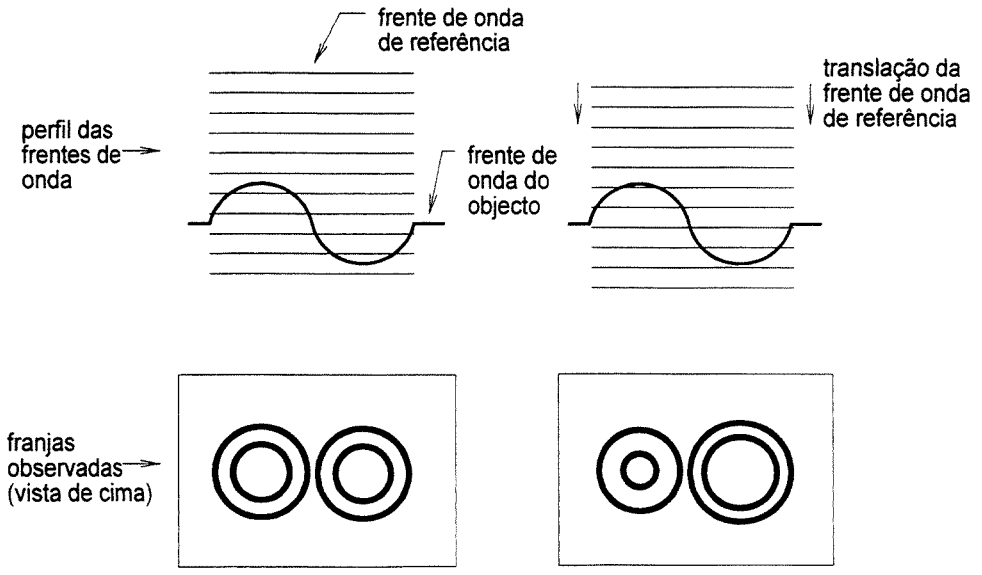


Fig. 3.1. Efeito produzido por um *phase-shift* num padrão de franjas.

na ordem do μm. Um amplificador de alta voltagem é utilizado para produzir uma rampa de 0 até às centenas de Volt que, aplicado ao cristal, permite deformá-lo linearmente. Esta foi uma das técnicas de modulação de fase utilizada neste trabalho. A outra é a utilização de elementos polarizadores, como no caso da fotoelasticidade. Neste caso, a rotação do analisador do polariscópio circular permite modular as franjas isocromáticas que podem ser obtidas neste instrumento.

3.1.1 Fotoelasticidade

Franjas Isoclínicas

Como vimos no capítulo 2, a fase das franjas isoclínicas, obtidas em fotoelasticidade, pode ser alterada modificando a orientação (polarização) dos elementos do polariscópio. No caso das franjas isoclínicas é usada a configuração de polariscópio plano. Recordemos a equação que define a intensidade duma imagem do polariscópio plano:

$$I_\gamma = I_\Delta[1 - V \cdot \cos 4(\alpha + \gamma)] \tag{3.1}$$

onde $I_\Delta = I_M \text{sen}^2(\Delta/2)$ é a intensidade média modulada pelas franjas isocromáticas, α representa o parâmetro da isoclínica e γ a rotação introduzida nos elementos do polariscópio. A fase das franjas isoclínicas pode ser alterada rodando o conjunto polarizador/analisador de modo a modificar o argumento $(\alpha+\gamma)$, que é consequência da alteração de γ. O argumento Δ (parâmetro isocromático) não se altera, pois este depende somente da orientação relativa entre o polarizador, as placas quarto de onda e o analisador. Na Fig. 3.2 pode ver-se esquematicamente o processo de

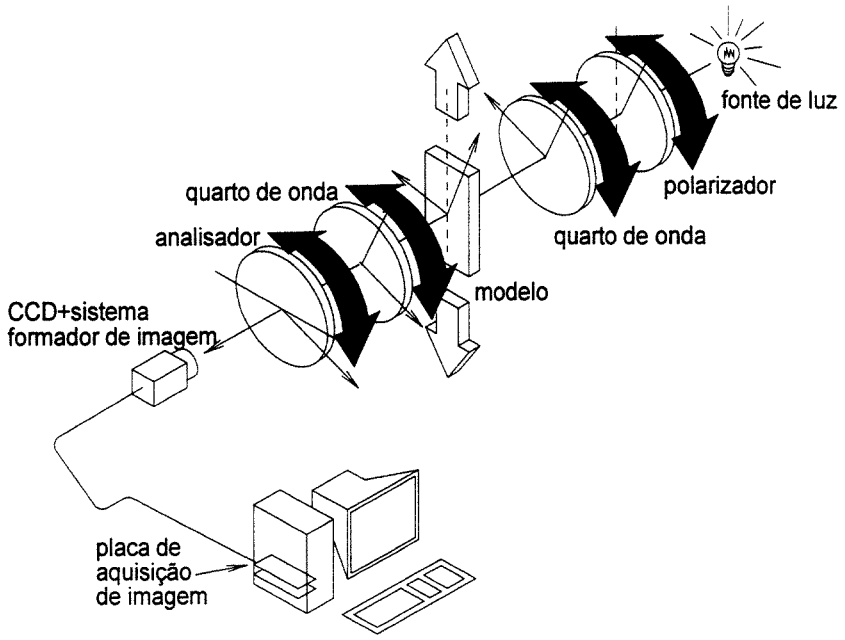


Fig. 3.2. Processo de controlar o polariscópio plano (polariscópio circular no modo plano) para alterar a fase das franjas isoclínicas.

controlo da fase das isoclínicas; repare-se que a figura representa um polariscópio circular, no qual os eixos das placas quarto de onda se encontram alinhados com o eixo do polarizador, funcionando por isso no modo polariscópio plano. O sistema que permite esta modificação é perfeitamente usual em polariscópios normalmente comercializados, por isso não foi necessário acrescentar nenhum mecanismo adicional. Contudo, existe a possibilidade de automatizar todo este processo usando motores passo a passo e controlando-os através do computador do sistema; no nosso caso este sistema não se encontra implementado.

Como se depreende da observação da Fig. 3.2 a modulação das franjas isoclínicas consegue-se rodando conjuntamente os quatro elementos do polariscópio. Fazendo essa modulação das franjas isoclínicas, ou seja alterando o ângulo γ podemos criar várias equações independentes que nos permitam determinar α. Usando, por exemplo, um desfasamento de $\pi/8$ podemos obter três equações:

$$\begin{aligned} I_{0^\circ} &= I_\Delta\left[1 - V\cdot\cos 4\alpha\right] \\ I_{22.5^\circ} &= I_\Delta\left[1 + V\cdot\operatorname{sen} 4\alpha\right] \\ I_{45^\circ} &= I_\Delta\left[1 + V\cdot\cos 4\alpha\right] \end{aligned} \tag{3.2}$$

que constituem uma das possibilidades de resolver o problema, havendo muitas outras combinações possíveis (Chousal, 1991). A Fig. 3.3 mostra as imagens correspondentes a estas três equações. Como se pode ver, só as franjas isoclínicas mudam de posição, permanecendo as isocromáticas (franjas mais finas) inalteradas.

Franjas Isocromáticas

No caso da modulação das franjas isocromáticas é usada a configuração de polariscópio circular. Agora o único elemento alterado é o analisador, Fig. 3.4, mantendo-se os restantes elementos do polariscópio inalterados. A alteração deste elemento faz variar o parâmetro γ na equação:

$$I_\gamma = I_M\left[1 - V\cdot\left(\cos(2\gamma)\cos\Delta + \cos(2\alpha)\operatorname{sen}(2\gamma)\operatorname{sen}\Delta\right)\right] \tag{3.3}$$

permitindo assim obter as equações para determinar Δ. Neste caso temos quatro incógnitas, mas $\alpha(x,y)$ já foi obtido anteriormente, como vimos no início deste parágrafo; torna-se por isso necessário resolver o caso das isoclínicas em primeiro lugar. Note-se que agora o ângulo γ corresponde somente à rotação do analisador. As três equações independentes obtidas usando um *phase-shift* de $\pi/4$ terão a forma:

$$\begin{aligned} I_{0^\circ} &= I_M\left[1 - V\cdot\cos\Delta\right] \\ I_{45^\circ} &= I_M\left[1 - V\cdot\cos(2\alpha)\operatorname{sen}\Delta\right] \\ I_{90^\circ} &= I_M\left[1 + V\cdot\cos\Delta\right] \end{aligned} \tag{3.4}$$

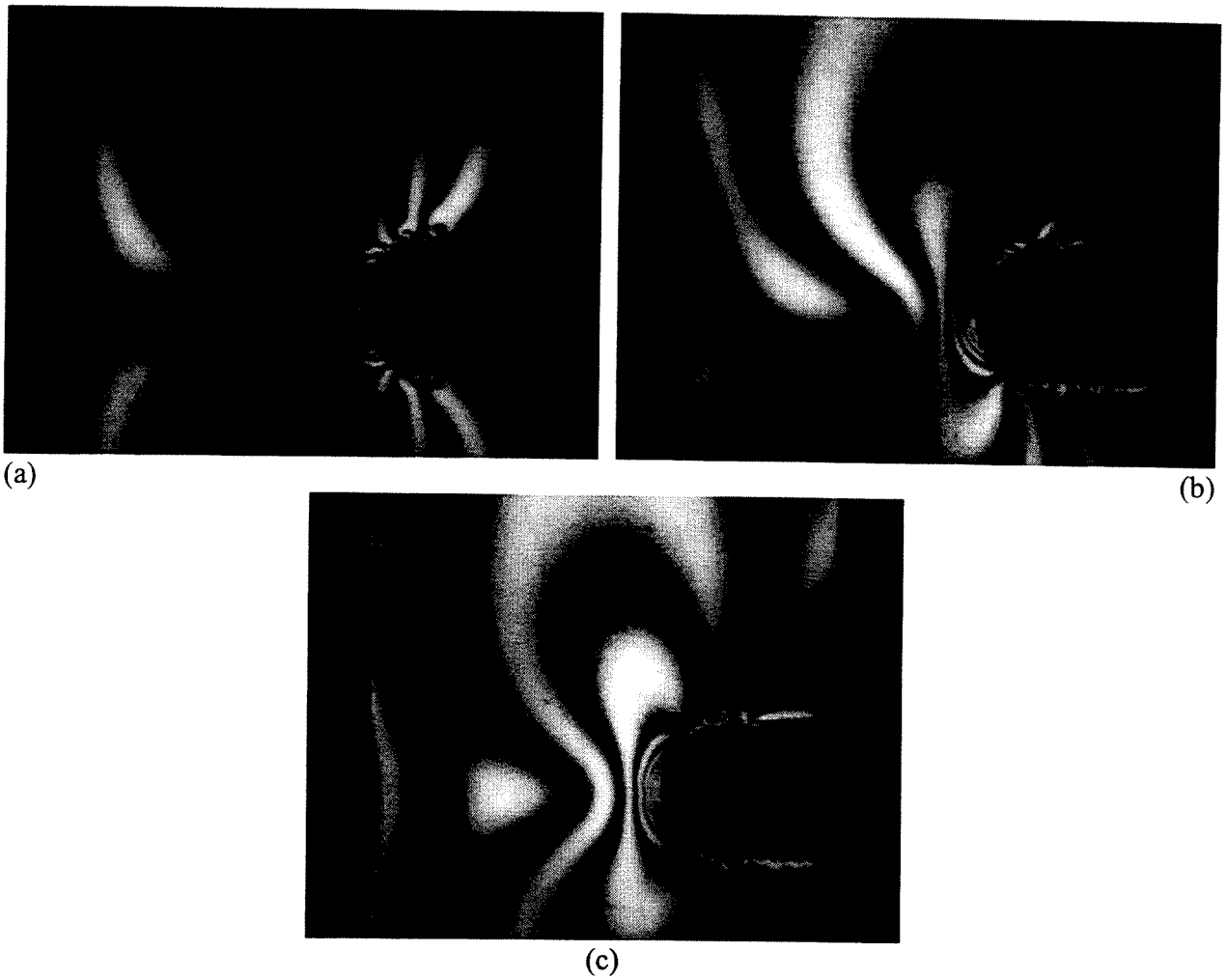


Fig. 3.3. Modulação das franjas isoclínicas, correspondendo a três orientações do conjunto polarizador/analisador (0, 22.5 e 45°).

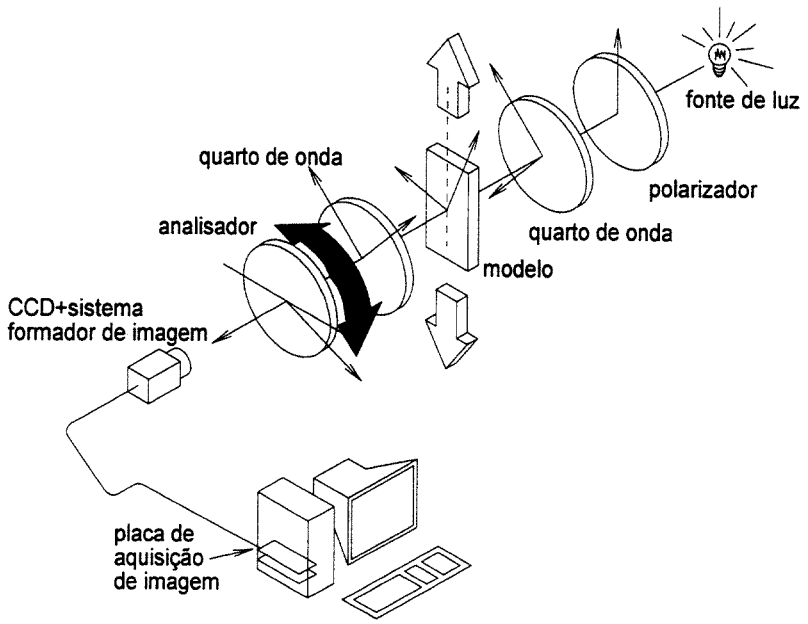


Fig. 3.4. Controlo do polariscópio circular para alterar a fase das franjas isocromáticas por modificação da posição do analisador.

A segunda destas equações representa um dos maiores problemas na determinação da fase das franjas isocromáticas, devido à presença do factor $\cos(2\alpha)$. Como iremos ver quando do cálculo da fase destas franjas, essa complicação traduz-se numa indeterminação de sinal que ainda representa um obstáculo à automatização do processo (Wang e Patterson, 1995; Mawatari *et al.*, 1990a, 1990b).

A Fig. 3.5 mostra as imagens correspondentes às equações anteriores. A imagem 0° é obtida na configuração conhecida como campo escuro e a imagem 90° é obtida na configuração de campo iluminado, aliás como pode ser constatado pela intensidade de fundo da imagem. A imagem 45° permite ver uma ligeira perturbação nas franjas isocromáticas, devida ao factor $\cos(2\alpha)$.

3.1.2 *Moiré*

O método de *moiré*, apesar de não ter feito parte do trabalho desenvolvido, pode ter também processamento com os métodos aqui apresentados. Achamos, por isso, que se exige uma referência a este método, ainda que não tão detalhada como os restantes.

Como foi referido no capítulo 2, pode fazer-se a modulação das franjas através do deslocamento

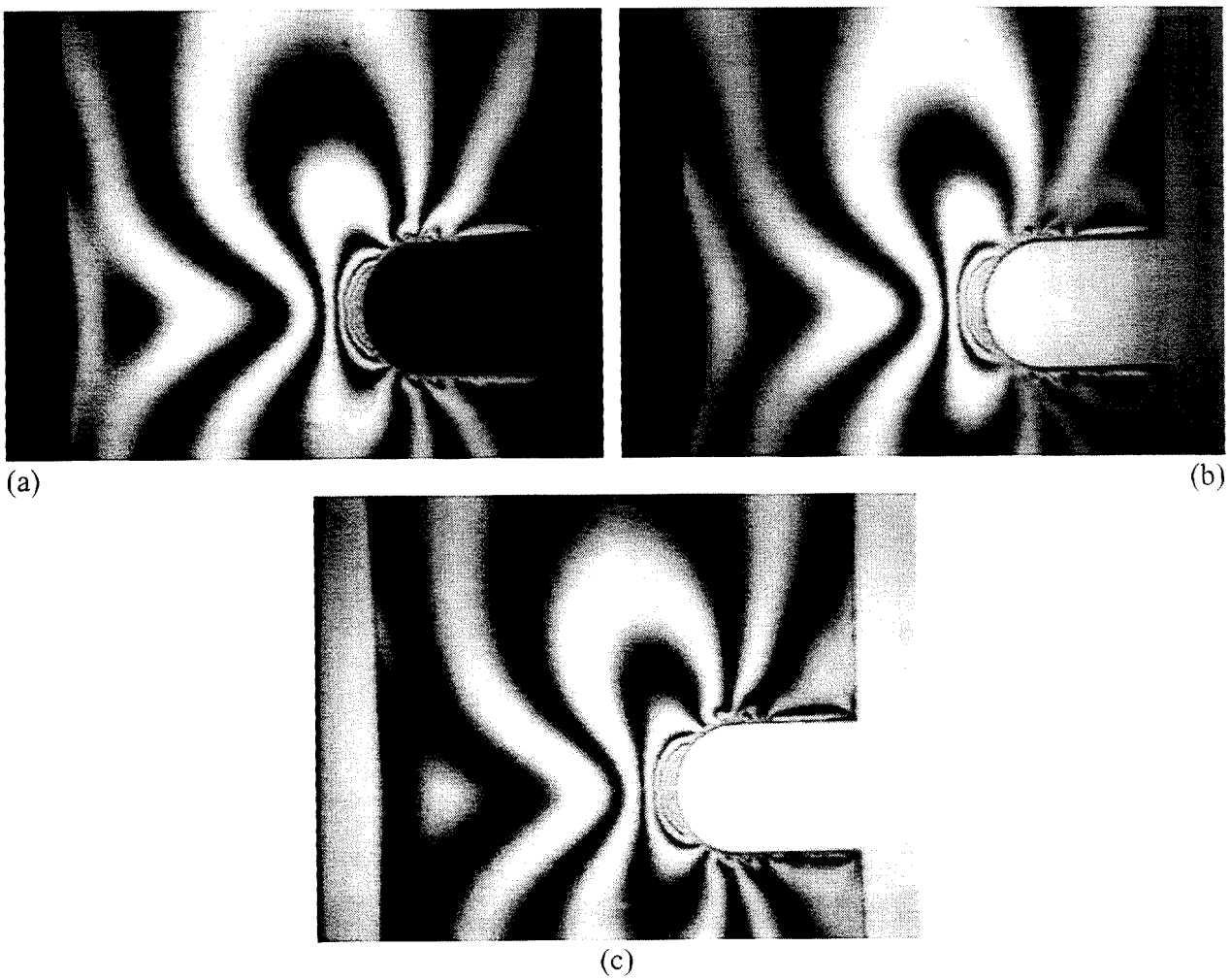


Fig. 3.5. Modulação das franjas isocromáticas para três posições do analisador (0, 45 e 90°).

de uma das redes usadas para criar o *moiré*. A montagem usada para criar o efeito de *moiré* terá que incluir uma segunda rede, de referência, isto relativamente à projecção de redes mostrada no capítulo 2. A Fig. 3.6(a) mostra a geometria usada num dos possíveis métodos de *moiré*. Em (b) pode ver-se a rede projectada sobre o objecto, mostrando as franjas perturbações devidas à presença dum objecto. A operação "E" lógico (AND) permite obter as franjas de *moiré* que se mostram em (c) e que representam a sobreposição da rede modificada com uma rede de referência. Normalmente as redes usadas em *moiré* são mais finas e, por isso, a qualidade das franjas é melhor do que a apresentada neste exemplo destinado apenas a mostrar o efeito de *moiré*, que se compreende melhor usando redes mais espessas. A translação da rede de referência (a) permite modular as franjas de *moiré*, ou seja obter um desfasamento das franjas como se mostra em (d). Isto significa que um efeito de *phase-shift* pode ser obtido por translação de uma das redes relativamente à outra.

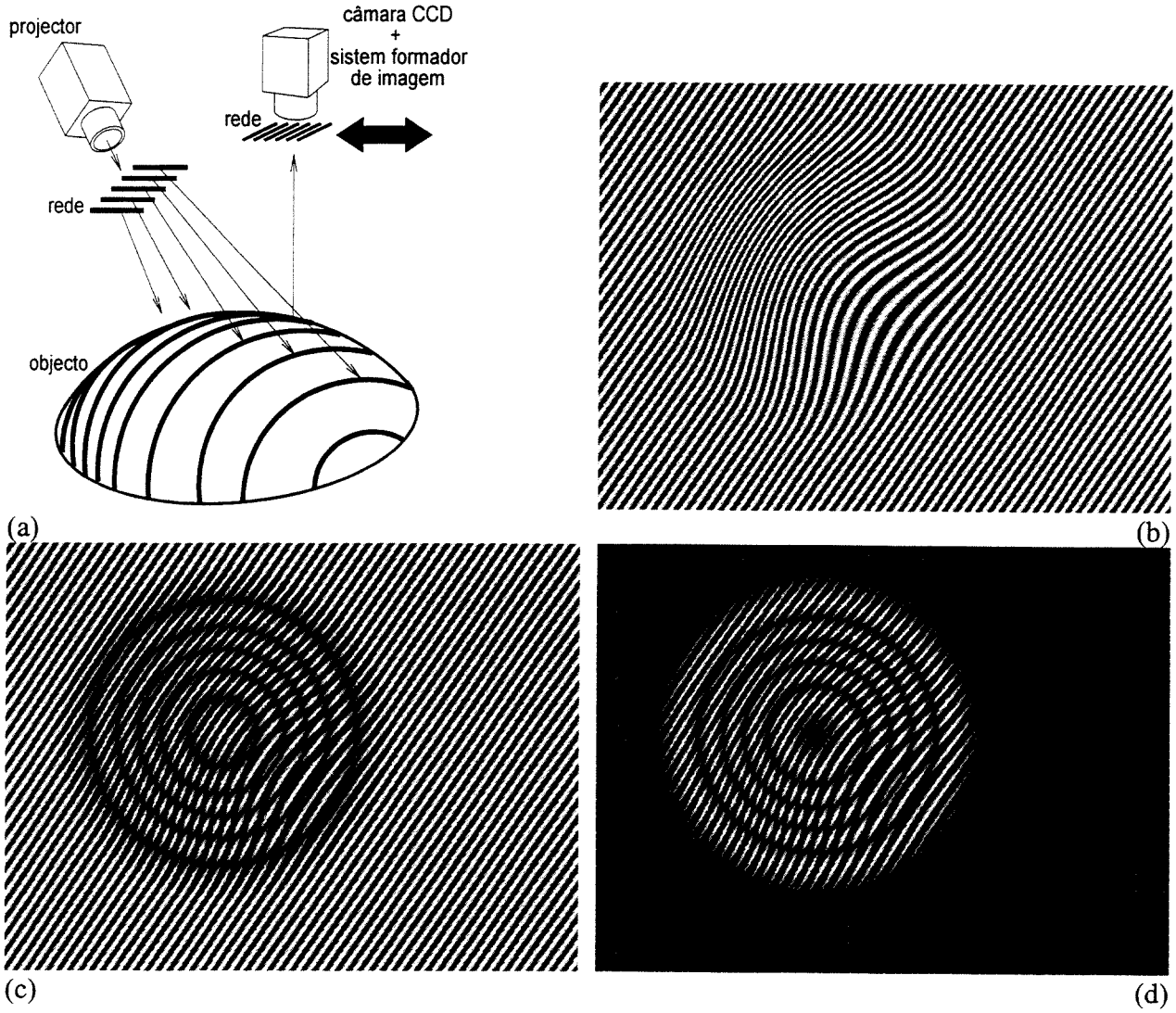


Fig. 3.6. Uma das muitas variantes de *moiré* com possibilidade de modulação da fase franjas (a). Exemplo de franjas obtidas por projecção duma rede (b) e padrão de *moiré* quando a essa rede é sobreposta uma outra rede indeformada (c). A translação de uma das redes produz um efeito de modificação da fase ou *phase-shift* (d).

A fase pode ser determinada recorrendo a três ou mais imagens com desfasamentos conhecidos (Asundi, 1991), do mesmo modo que para os restantes métodos mostrados neste capítulo. Por esse motivo, apesar de este método não ter sido explicitamente abordado, as técnicas de determinação de fase apresentadas no capítulo 5 permitem abordá-lo de forma conveniente.

3.1.3 Holografia em Tempo Real e de Dupla Referência

Apesar de a holografia convencional não ter sido um assunto abordado com muito detalhe neste trabalho, algumas das suas variantes podem recorrer às técnicas de modulação de fase e, por isso, terem uma utilização dentro da MID (metrologia interferométrica digital). Um dos motivos que originou a pouca profundidade na sua abordagem é que se trata de um método menos expedito e prático que os métodos de *speckle*, pois há a necessidade de revelar o holograma, o que torna o processo menos cómodo. No entanto, com uso dos meios mais recentes de gravação de hologramas, como sejam as câmaras holográficas e os cristais foto-refractivos, esse inconveniente é bastante atenuado. Lembre-se que com o uso de placas holográficas a revelação exige a remoção do holograma para imersão nos banhos de revelação, obrigando a um posterior reposicionamento do holograma, reposicionamento esse que deve ser feito com elevada precisão. A holografia digital e mesmo a interferometria por correlação de *speckle* constituem, hoje em dia, alternativas a estes métodos, pois contornam aqueles problemas, permitindo inclusivamente uma maior integração da metrologia óptica com as técnicas de processamento de imagem.

A IHDE (interferometria holográfica de dupla exposição) não permite a modulação de fase, a não ser com o uso de dupla referência. Já a IHTR (interferometria holográfica em tempo real) permite essa mesma modulação de fase usando apenas um feixe de referência. Nesta técnica é gravado um holograma, o de referência, e a placa holográfica é revelada. Após reposicionamento do holograma, se tal for necessário (o uso de uma câmara holográfica evita este procedimento), e com o uso da mesma montagem, o objecto é deformado, sendo formada uma nova frente de onda que interfere com a gravada no holograma e que é reconstruída em simultâneo. Desta interferência resultam franjas na superfície do objecto que estão relacionadas com o deslocamento sofrido pelo objecto. A modulação da fase dessas franjas pode ser conseguido através da variação de um dos braços do interferómetro (o objecto ou o de referência), à custa de um modulador de fase (*e.g.*: cristal piezoeléctrico), Fig. 3.7. Nesta técnica o reposicionamento do holograma é muito crítico, pois uma falha nesta operação invalida totalmente os resultados. Por outro lado esta técnica tem a vantagem adicional de permitir analisar diversos carregamentos usando uma só revelação do holograma. Esta técnica, usada com uma câmara holográfica e com modulação de fase, tem ainda muito potencial na análise experimental de tensões.

A montagem utilizada, Fig. 3.7, recorre à utilização de uma fonte de luz coerente que é dividida em dois feixes. Um dos feixes ilumina o objecto, o outro ilumina o holograma, passando entretanto por um espelho que pode ser deslocado através de um PZT. O sinal fornecido ao PZT pelo amplificador de tensão é controlado através da placa de aquisição de dados que se encontra no computador do sistema. O holograma é gravado com o objecto num estado de referência, após o que é revelado. Reposicionando o holograma revelado e deformando agora o objecto, observam-se franjas na superfície daquele. Estas franjas podem deslocar-se com a alteração da posição do espelho móvel (dupla flecha na Fig. 3.7). Existe ainda um sistema de aquisição de imagem cujo sistema formador de imagem se encontra focado no objecto, permitindo assim registar os padrões de franjas na memória do computador. O processamento das imagens registadas permite então determinar a variação de fase devida ao deslocamento do objecto.

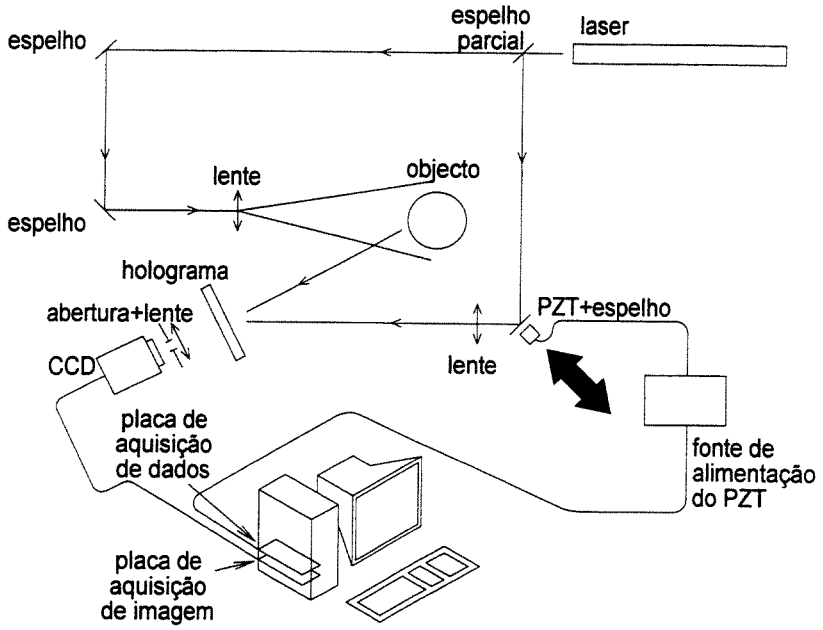


Fig. 3.7. Montagem para holografia de dupla exposição e em tempo real com modulação de fase.

Como vimos no capítulo 2 as franjas geradas por esta técnica são do tipo:

$$I_\alpha = I_M + I_V \cdot \cos(\Delta\phi + \alpha) \tag{3.5}$$

onde se inclui agora o argumento α correspondente à modificação da fase pela modulação introduzida pelo cristal PZT. A Fig. 3.8 mostra quatro imagens com modulação de fase a que correspondem as seguintes equações:

$$\begin{aligned} I_{0^\circ} &= I_M + I_V \cdot \cos\Delta\phi \\ I_{90^\circ} &= I_M - I_V \cdot \operatorname{sen}\Delta\phi \\ I_{180^\circ} &= I_M - I_V \cdot \cos\Delta\phi \\ I_{270^\circ} &= I_M + I_V \cdot \operatorname{sen}\Delta\phi \end{aligned} \tag{3.6}$$

onde, como se pode ver facilmente, as franjas de I_{180° são o negativo de I_{0°, o mesmo acontecendo relativamente às outras duas imagens.

A IHDE, como já referimos, só permite o uso da modulação de fase se for utilizada com dupla referência (IHDR). Nesta técnica, tal como na IHDE, a dupla exposição é feita na mesma placa holográfica com a diferença de que são utilizados feixes de referência independentes para as frentes de onda gravadas antes e após deslocamento. Assim, é possível reconstruir independentemente cada uma das frentes de onda, ou as duas simultaneamente, conseguindo-se deste modo um interferograma. Com este tipo de montagem é possível alterar a diferença de fase entre cada uma das frentes de onda, conseguindo-se portanto modular a fase após a revelação do interferograma de dupla exposição. O uso de uma só referência permite também alterar a fase da frente de onda, o problema é que a variação de fase é simultânea para as duas frentes de onda.

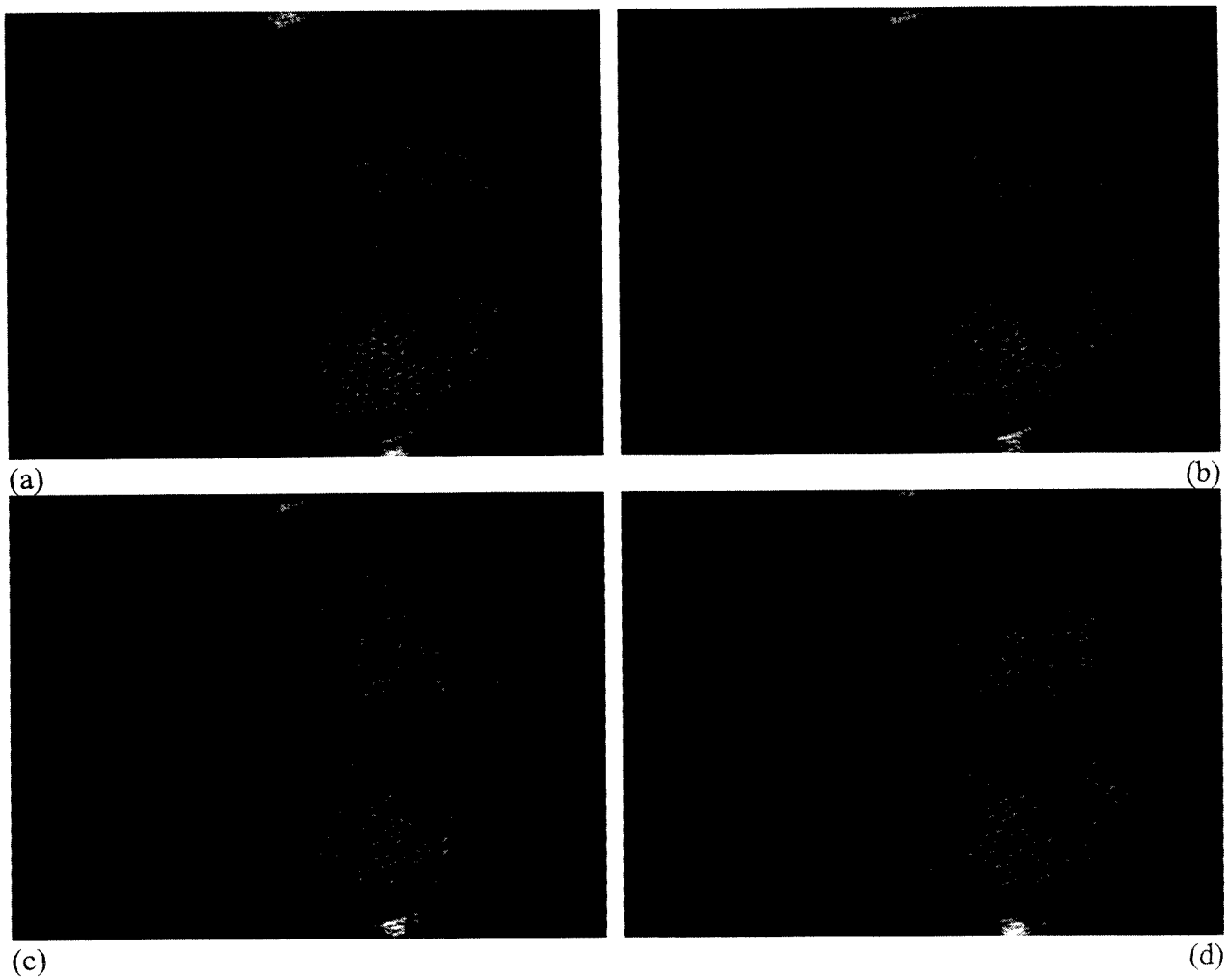


Fig. 3.8. Modulação de fase de imagens obtidas por IHTR, (a) 0°, (b) 90°, (c) 180° e (d) 270°.

A Fig. 3.9 mostra a montagem requerida para a implementação da IHDR. O feixe que ilumina o objecto passa por um polarizador (eixo a 45°), de modo a garantir uma iluminação com a mesma intensidade quando se roda a polarização através do modulador electro-óptico. O feixe de referência é encaminhado por um divisor de feixe sensível à polarização, de modo que possamos ter uma só das referências ou as duas em simultâneo. As duas referências devem ter um inclinação relativa muito pequena e usarem a mesma lente de saída; caso contrário é introduzida uma portadora sinal (Dändliker, 1994; Towers *et al.*, 1991a). Numa das referências existe uma placa de meia onda, de modo a rodar a polarização de 90° e permitindo assim obter a mesma polarização nas duas referências. Numa das referências existe também um PZT que permite variar a fase entre os dois feixes, que só será utilizado após revelação do holograma, para a modulação de fase do interferograma. A placa de aquisição de dados com as suas duas saídas A/D permite controlar o PZT e o modulador electro-óptico. Feita a gravação e revelação do holograma, o feixe que ilumina o objecto é eliminado, fazendo-se a reconstrução exclusivamente com os feixes de referência. A alteração da tensão do cristal PZT permite a modulação de fase, obtendo-se neste caso exactamente o mesmo efeito mostrado na Fig. 3.8. Nesta técnica, cada carregamento exige um holograma de dupla exposição, o que representa uma desvantagem relativamente à IHTR, mas o facto de ser feita dupla exposição sem retirar o holograma não traz os problemas de reposicionamento de que a IHTR sofre.

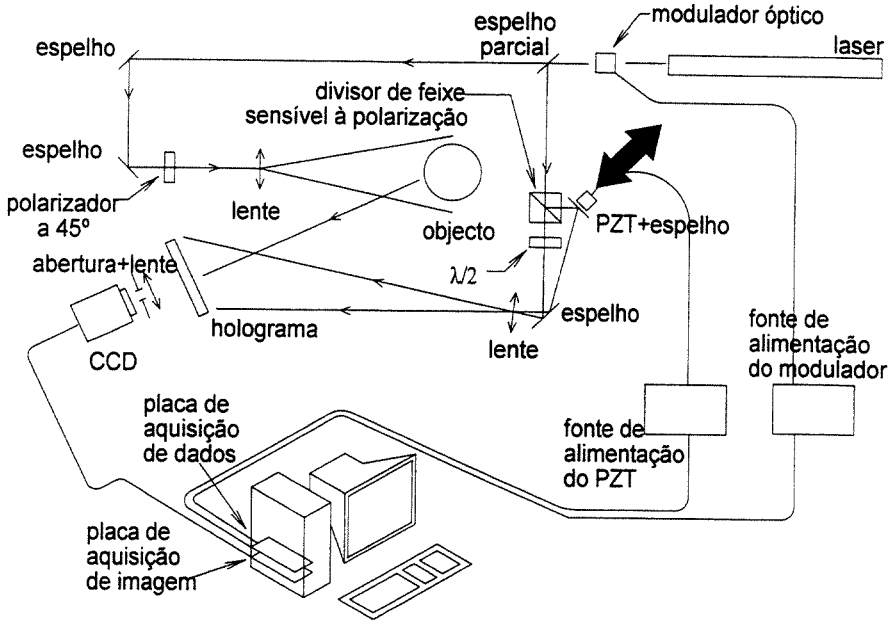


Fig. 3.9. Montagem para holografia de dupla referência com modulação de fase.

3.1.4 Interferometria *Speckle*

A interferometria por correlação de *speckle* (ICS) tem algumas variantes, como já foi referido no capítulo 2. No entanto o método proposto para modulação da fase é válido para qualquer destas variantes, uma vez que o processo de modulação consiste em modificar o trajecto de uma das frentes de onda que se fazem interferir no elemento sensor da câmara vídeo e, por conseguinte, na imagem gravada. Para este tipo de técnica da análise experimental de tensões foi desenvolvido um sistema mais complexo de modulação de fase que iremos descrever de seguida. Este sistema pode ser usado sem modificações nas técnicas de IH referidas no ponto anterior, sendo as imagens da Fig. 3.8 um exemplo disso.

O sistema de modulação de fase é outro ponto inovador do trabalho e representou uma evolução significativa no uso de métodos ópticos na análise experimental de tensões. A execução do sistema de modulação envolveu a programação e compatibilização de equipamento diverso, pelo que a sua implementação foi demorada e exigiu algum estudo. Só após a existência do sistema modulador, os métodos de fase puderam ser aplicados na análise de problemas sem restrições, permitindo alcançar melhorias consideráveis nos resultados obtidos. Esta etapa representa, por isso, um marco no trabalho desenvolvido.

Sistema de Modulação da Fase por *Phase-shift*

O sistema utilizado em laboratório, e eventualmente em estaleiro, é baseado num PC provido de uma placa de processamento de imagem dedicada, portanto independente do sistema de vídeo do PC, e uma placa de aquisição de dados, isto além de toda a parte óptica comum a montagens deste tipo. A Fig. 3.10 mostra um exemplo da aplicação daquele sistema à ICS com referência especular.

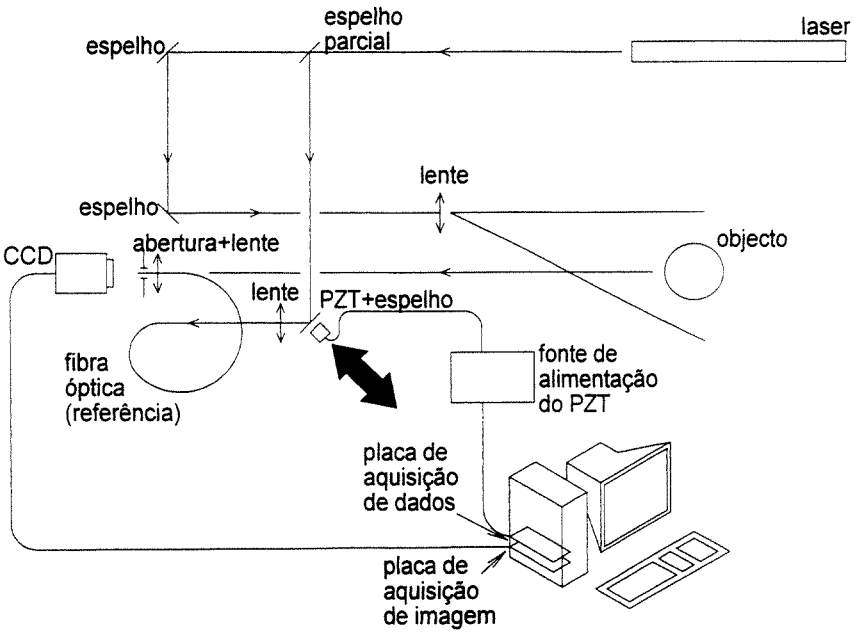


Fig. 3.10. Modulação da fase numa montagem de ICS com referência especular.

O sinal vídeo é recebido na placa de processamento de imagem através de um cabo BNC e é mostrada em tempo real ou armazenado em memória RAM vídeo da placa. A placa de processamento de imagem é uma Data Translation DT2861 que possui dezasseis *buffers* para imagens com uma resolução de 512×512 *pixels* e 8 *bits/pixel*. Esta placa permite também realizar subtracção em tempo real, uma característica fundamental quando se trata da ICS usando a modulação de fase.

A placa de aquisição de dados é utilizada para controlar um cristal piezo-eléctrico (PZT) que possui um espelho na sua extremidade, permitindo assim variar o comprimento percorrido pelo feixe de referência. O mesmo efeito poderia ser obtido se o PZT fosse colocado no feixe que ilumina o objecto. A placa utilizada é uma Data Translation DT2801 que possui duas saídas analógicas e dezasseis digitais. Utilizando uma das saídas analógicas, é possível controlar o amplificador de tensão que alimenta o PZT, sendo possível por isso modificar a modulação das franjas automaticamente através do PC do sistema, tornando tudo integrado no mesmo programa de comando.

A calibração do sistema de modulação é feito usando uma técnica que consiste no seguinte: introduz-se uma deformação no objecto, obtendo-se assim franjas secundárias correspondentes a essa deformação. Coloca-se o PZT em oscilação entre a posição de *phase-shift* nulo e uma posição de *phase-shift* não nulo; vai-se aumentando a amplitude da oscilação, ou seja o *phase-shift* até que as franjas permaneçam estáveis; nesta situação a modulação de fase introduzida é de 2π. Obtido este valor o programa que controla o sistema obtém automaticamente todos os valores necessários para realizar a modulação de fase por *phase stepping*.

As figuras que se seguem mostram a aplicação do sistema de modulação de fase aos interferómetros usados em correlação de *speckle*. A Fig. 3.10 representa a aplicação ao interferómetro sensível ao deslocamento para fora do plano. O feixe proveniente do LASER é dividido em dois braços, passando o feixe de referência pelo espelho controlado pelo PZT e encaminhado para a superfície fotossensível da câmara através de uma fibra óptica. O uso da

fibra óptica para introduzir o feixe de referência permite tornar a montagem mais fácil de alinhar além de ser útil, por exemplo, na implementação dum sistema portátil. O espelho com o cristal PZT poderia também ter sido introduzido no outro braço com o mesmo efeito de modulação; a escolha depende apenas da conveniência da montagem.

No caso do interferómetro sensível ao deslocamento no plano, Fig. 3.11, o cristal PZT com o espelho é introduzido no caminho de um dos feixes que iluminam o objecto, sendo usado o mesmo sistema de comando e registo de imagem que no caso do interferómetro anterior.

Iguais comentários se podem fazer no caso da *shearography*, Fig. 3.12, onde agora o espelho móvel é um dos constituintes da célula do interferómetro, permitindo alterar o percurso espacial da imagem reflectida por esse espelho relativamente ao espelho fixo e de inclinação regulável.

Modulação das Franjas

Na ICS podemos fazer a modulação da fase usando as franjas primárias ou secundárias, como foi referido no capítulo 2. O uso de um ou outro caso depende da qualidade pretendida na análise a efectuar e da disponibilidade em termos de capacidade de armazenamento, ou ainda de outras limitações impostas pelo tipo de montagem usada. No caso das franjas primárias com modulação de fase, a equação que descreve o padrão de interferência é dada por:

$$I_\alpha = I_M + I_V \cdot \cos(\phi + \alpha) \tag{3.7}$$

em que α representa o termo correspondente à modulação de fase introduzida pelo *phase-shift*. Concretizando agora esta equação para um *phase-shift* de 90º obteremos:

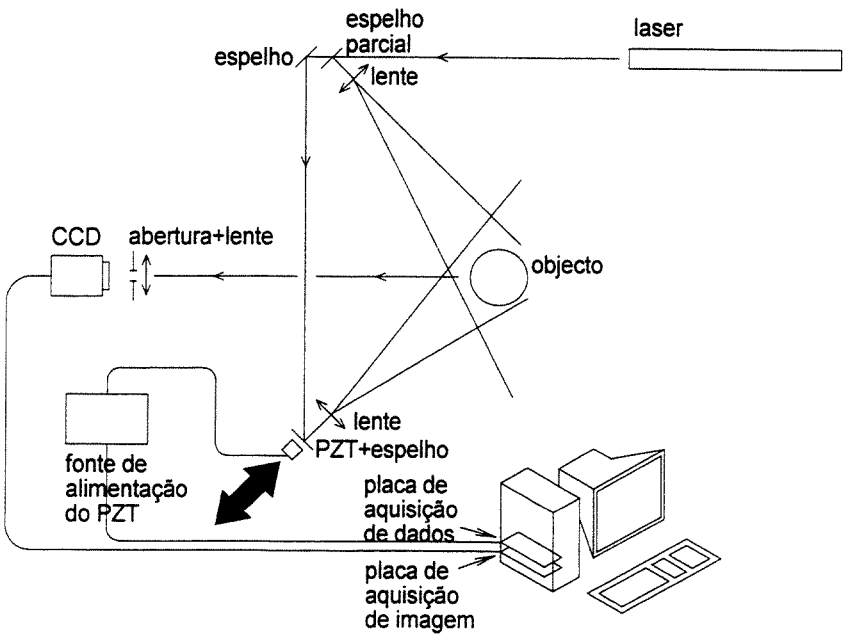


Fig. 3.11. Modulação da fase numa montagem de ICS sensível ao deslocamento no plano.

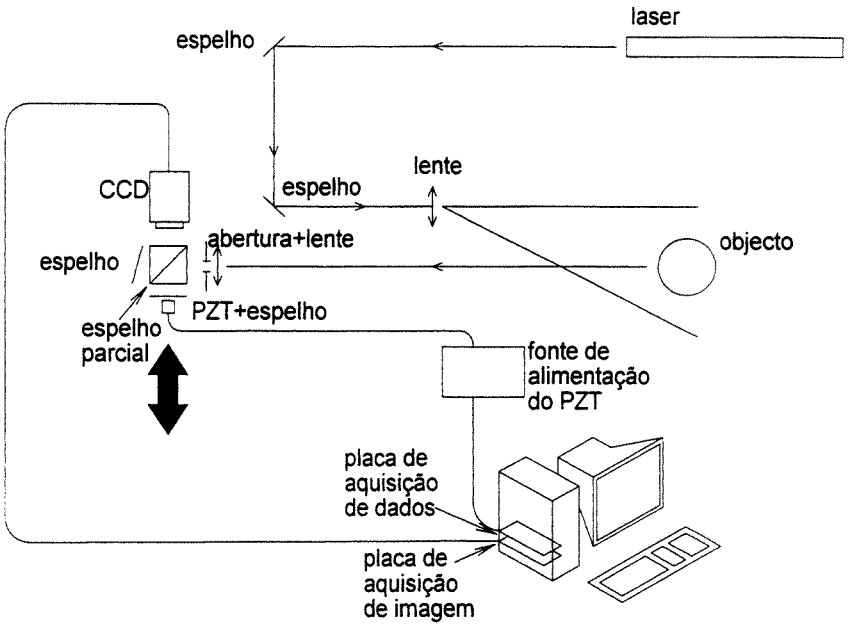


Fig. 3.12. Modulação da fase numa montagem de ICS de *shearography*.

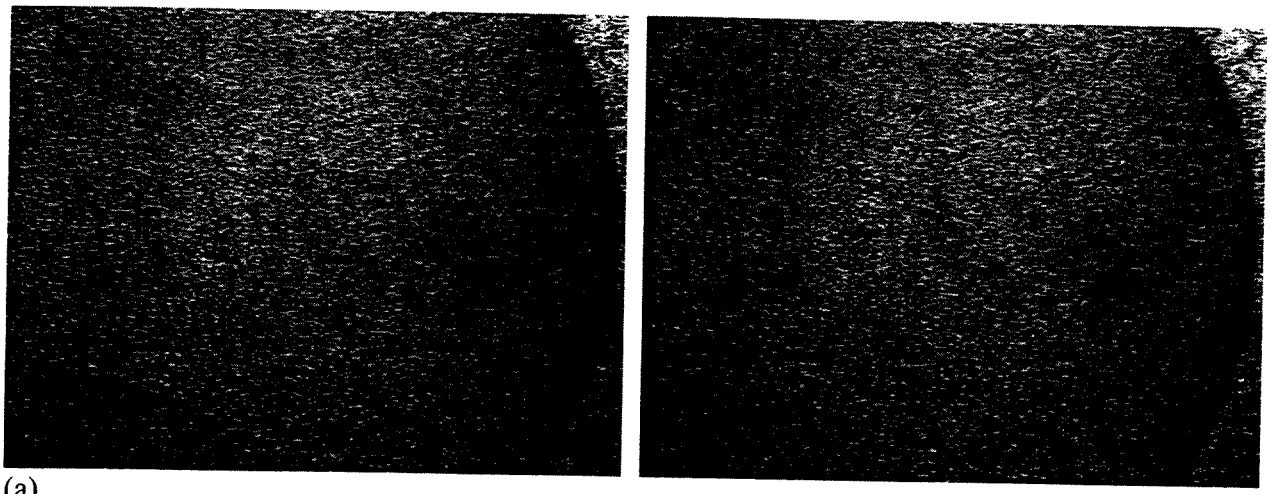
$$
\begin{aligned}
I_{0^\circ} &= I_M + I_V \cdot \cos\phi \\
I_{90^\circ} &= I_M - I_V \cdot \operatorname{sen}\phi \\
I_{180^\circ} &= I_M - I_V \cdot \cos\phi \\
I_{270^\circ} &= I_M + I_V \cdot \operatorname{sen}\phi
\end{aligned}
\tag{3.8}
$$

Estas equações, em termos visuais, são todas idênticas, como se pode ver na Fig. 3.13, porque a fase ϕ contém a componente aleatória devida à fase do próprio *speckle*. É evidente que em termos de informação, todas elas são diferentes pois além daquela componente existe uma outra que está relacionada com a posição do objecto, o que numa análise mais atenta e acompanhada de ampliação seria constatado pela alteração da fase dos *speckles*. Por outras palavras, pode-se dizer que apesar da fase ser aleatória a sua variação não é aleatória e depende do deslocamento do objecto a que se encontra associada. Esta afirmação tornar-se-à mais evidente quando procedermos ao cálculo de fase, que neste caso será feito por diferença das fases calculadas em dois estados distintos do objecto.

Se forem moduladas as franjas secundárias, e usando franjas rectificadas por quadratura, a equação que permite descrever o padrão de interferência será:

$$I_\alpha = I_M - I_V \cos(\Delta\phi + \alpha) \tag{3.9}$$

que moduladas em passos de 90° conduzem aos seguintes padrões de interferência:



(a) (b)

Fig. 3.13. Aspecto das franjas primárias com modulação temporal de fase, neste caso duas imagens com uma diferença de fase de 90°.

$$\begin{aligned} I_{0^\circ} &= I_M - I_V \cos\Delta\phi \\ I_{90^\circ} &= I_M + I_V \operatorname{sen}\Delta\phi \\ I_{180^\circ} &= I_M + I_V \cos\Delta\phi \\ I_{270^\circ} &= I_M - I_V \operatorname{sen}\Delta\phi \end{aligned} \tag{3.10}$$

e que são mostrados para uma aplicação concreta na Fig. 3.14. Como anteriormente, as franjas de I_{180° são o negativo de I_{0°, o mesmo acontecendo relativamente às outras duas imagens. Estas franjas foram obtidas usando o interferómetro sensível aos deslocamentos para fora do plano. Nos outros interferómetros de ICS idêntico efeito de modulação pode ser conseguido.

3.2 Modulação Temporal de Franjas J_0 (*Time Average*)

Nas franjas obtidas em *time average* não é possível fazer o *phase-shift* como nos casos de ICS descritos anteriormente, ou mais correctamente, não da mesma forma. Isto deve-se ao facto de estarmos na presença de um fenómeno vibratório e, por isso, as franjas não permanecem na mesma posição, sendo integradas no tempo de aquisição do sistema de vídeo. O *phase-shift* tal como foi feito no ponto anterior apenas faria alterar o factor $\cos\psi$ na expressão (3.11), o que levaria à alteração da fase dos *speckles*, mas não das franjas, já que estas apenas dependem da amplitude de vibração. É possível, no entanto, tratar os fenómenos vibratórios de forma idêntica à dos dois parágrafos anteriores; para tal é necessário o uso de um LASER de impulsos e de um sistema de aquisição de imagem suficientemente rápido (Cookson *et al.*, 1978). Desta forma é possível registar a fase dos *speckles* para instantes bem precisos no tempo, a partir da qual depois pode ser obtida a fase correspondente à alteração entre as duas situações.

Existe ainda a possibilidade de mover as franjas J_0 de forma a conseguir-se um efeito semelhante ao do *phase-shift*. Desta forma pode conseguir-se um processo de determinar a amplitude de vibração a partir das franjas de *time average*. A técnica que permite fazer tal manipulação é chamada de modulação sinusoidal da fase e foi referida primeiramente por Aleksoff (1971).

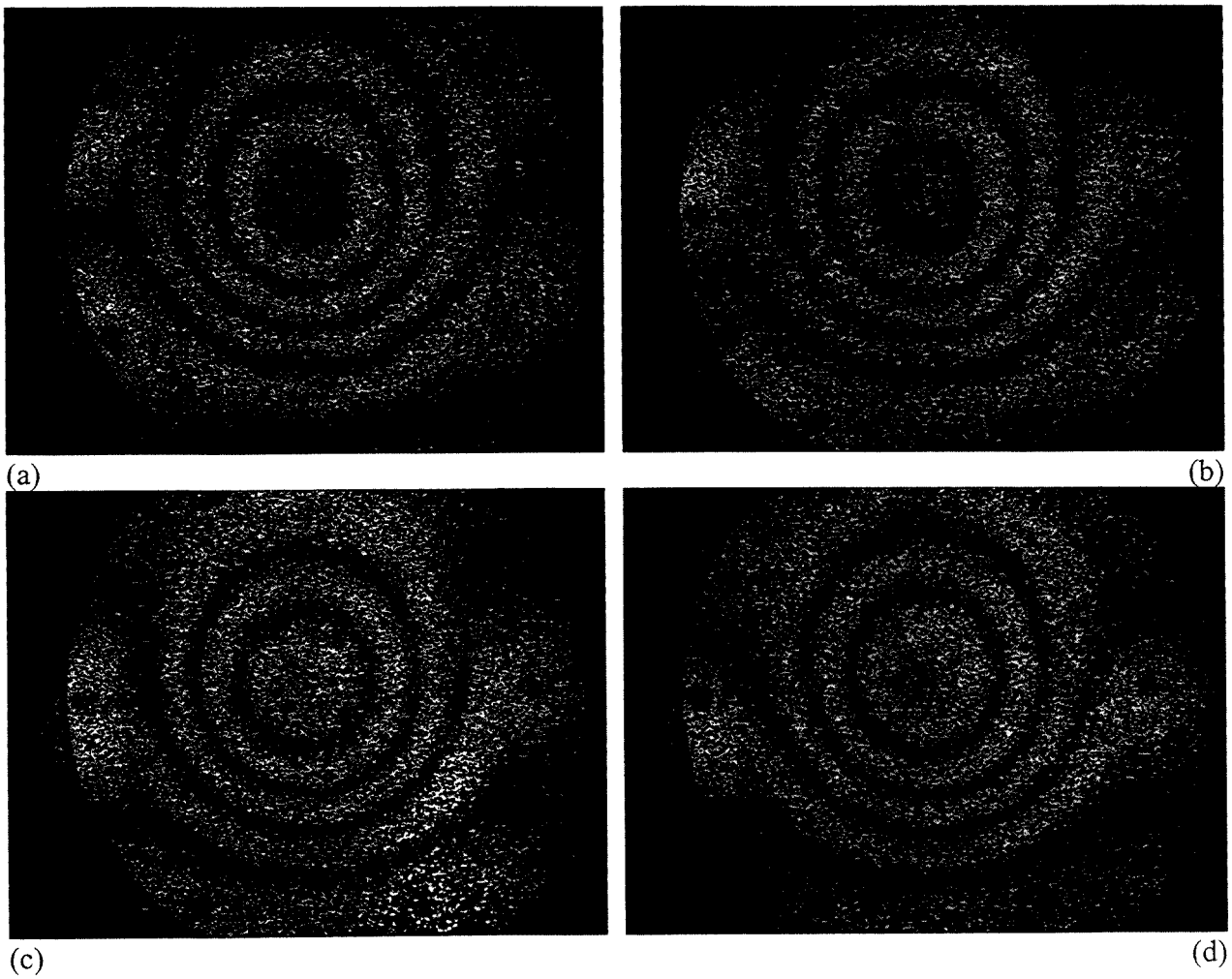


Fig. 3.14. Modulação de fase de imagens obtidas por ICS, (a) 0°, (b) 90°, (c) 180° e (d) 270°.

Basicamente a técnica consiste em modificar os pontos de amplitude de vibração nula. Este efeito pode ser conseguido através da colocação dum espelho a vibrar com a mesma frequência do objecto no braço de referência do interferómetro. Desta forma, controlando a amplitude de vibração desse espelho, poderemos "mover" os pontos de vibração nula, já que serão agora os pontos de amplitude de vibração igual à do espelho que parecerão imóveis. A Fig. 3.16 mostra esse efeito: a primeira imagem corresponde a amplitude de vibração do espelho nula, o que permite obter as franjas tradicionais de *time average*; as imagens que se seguem são obtidas aumentando progressivamente a amplitude de vibração. Como se pode ver, a franja de ordem zero (máxima intensidade) vai-se deslocando da zona central para uma posição de ordem mais elevada, relativamente à primeira imagem.

O sistema antes utilizado necessita de algumas modificações para permitir modular as franjas J_0. Assim, inclui os elementos já utilizados na modulação de fase em interferometria holográfica e *speckle*, isto é, o sistema de aquisição e a modulação de fase de um dos feixes. Junta-se agora o sistema de excitação do objecto e a modulação em frequência do outro feixe, Fig. 3.15. Um gerador de sinal excita um cristal piezoeléctrico colado ao objecto; a excitação do objecto também pode ser feita recorrendo a um altifalante, sendo um destes responsável por colocar o objecto em vibração numa das suas frequência próprias de vibração. O gerador de sinal fornece também o sinal à fonte de alimentação do cristal piezoeléctrico que modula o segundo feixe (no

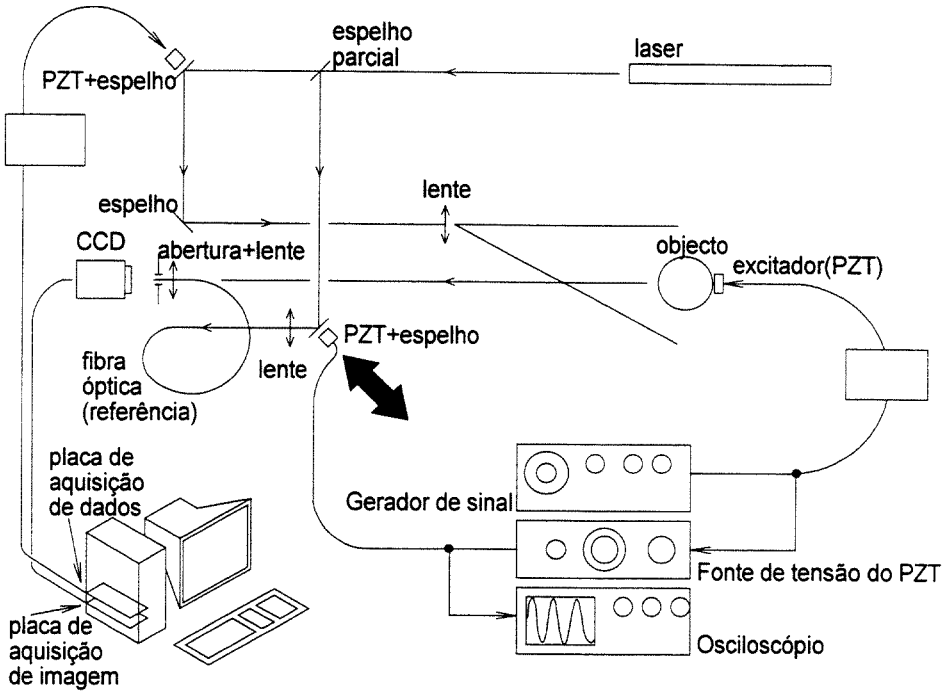


Fig. 3.15. Modulação da fase das franjas J_0 numa montagem de ICS com referência especular funcionando em *time average*.

caso da figura o feixe de referência) em frequência. Este feixe vibra assim com a mesma frequência do objecto, podendo a amplitude ser controlada através da alteração do ganho na fonte de tensão do cristal piezoeléctrico. Para controlar a variação de amplitude com rigor suficiente, foi colocado um osciloscópio para visualizar o sinal enviado ao cristal. A fonte de tensão pode ser também controlada através do computador, a placa de aquisição de dados utilizada é que não suportava as frequências necessárias e por esse motivo não foi possível utilizá-la. É que no caso de se utilizar este tipo de controle, o sinal tem que ser controlado quer em frequência quer em amplitude, sendo a entrada a mesma usada para introduzir o sinal a partir do gerador de sinal. O outro cristal piezoeléctrico pode ser usado para alterar a fase dos *speckles* que, como já vimos no capítulo 2, tem utilidade na obtenção de franjas de melhor contraste.

O sistema acima descrito permite assim mover a franja de ordem zero, e as outras, pois ao pôr um dos feixes a vibrar com a mesma frequência do objecto, todos os pontos que tenham a mesma amplitude de vibração do espelho comportam-se como se estivessem parados. Neste caso as franjas não são do tipo co-seno mas sim moduladas pela função de Bessel de ordem zero. Contudo, excepção feita à localização do primeiro zero, todos os outros zeros de maior ordem são quase igualmente espaçados, Tabela 3.1, dando-lhe uma característica quase periódica, que poderá ser utilizada na análise quantitativa deste tipo de problemas. A forma de determinar o argumento recorre portanto à possibilidade de mover as franjas J_0 por modulação sinusoidal de um dos feixes, referência ou objecto, com a mesma frequência e fase de vibração do objecto. Deste modo, a determinação do argumento da função de Bessel pode ter uma implementação idêntica à usada para as funções sinusoidais, isto é usando os mesmos algoritmos com as devidas correcções de funções. A equação que permite quantificar a modulação das franjas de *time average* é dada por:

zeros de J_0	diferença para a raiz anterior
2.4048	4.8096
5.5201	3.1153
8.6537	3.1136
11.7915	3.1378
14.9309	3.1394
18.0711	3.1402
21.2116	3.1405

Tabela 3.1. Os zeros da função de Bessel de ordem zero e as "distâncias" entre eles.

$$I = 4\sqrt{I_1 I_2 \cos^2 \psi} \cdot \left| J_0\left(\frac{4\pi a_0}{\lambda} - b\right)\right| \tag{3.11}$$

onde b representa o desvio (*bias*) das franjas, introduzido pela modulação sinusoidal de um dos feixes. A Fig. 3.16 mostra quatro imagens com b respectivamente igual a 0, 0.78, 1.56 e 2.34. Deste modo as franjas de ordem 1 na primeira imagem passarem quase à ordem 2 na última das imagens, do mesmo modo as de ordem -2 passarem a ter quase ordem -1.

3.3 Modulação Espacial da Fase (Portadora)

Uma alternativa à modulação temporal de fase é a modulação espacial, com vantagens em muitas circunstâncias devido sobretudo à possibilidade de registar a informação de fase numa única imagem, ou seja com um único registo. A inexistência de partes móveis é outra vantagem, tornando o sistema de aquisição de interferogramas apenas dependente da velocidade de aquisição de imagem.

Na Fig. 3.17(a) pode ver-se o efeito produzido num padrão de franjas quando se introduz uma portadora. Este efeito pode ser conseguido por rotação de uma das frentes de onda. A base deste método consiste em converter um padrão de franjas comum, com franjas fechadas, num padrão monótono crescente ou decrescente. Desta forma um só inteferograma permite determinar a fase do padrão de franjas usando a desmodulação espectral (FFT) ou sinusoidal. Para que isto seja possível deve ser conhecido o sinal da portadora, caso contrário existe uma indeterminação de sinal, pois para o mesmo padrão de franjas existem dois conjuntos deslocamento/portadora que são solução do problema, Fig. 3.17(b). Normalmente o sinal da portadora é perfeitamente

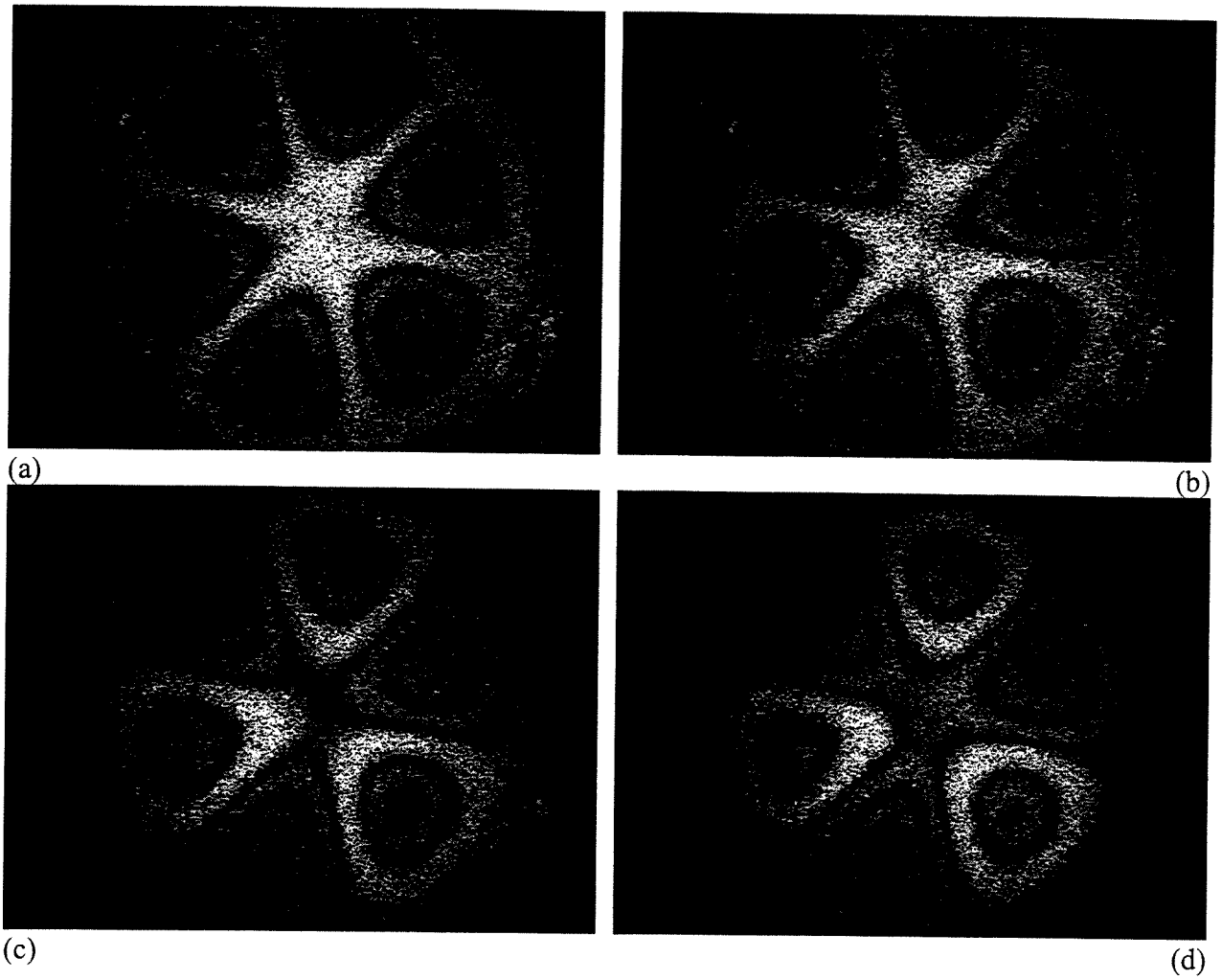


Fig. 3.16. Deslocamento das franjas J_0 por modulação sinusoidal da referência em ICS funcionando em *time average*.

conhecido, o que permite resolver esta indeterminação e, por conseguinte, o problema do cálculo da fase.

Analisada no domínio das frequências, a introdução da portadora pode ser explicada duma forma talvez mais esclarecedora. A Fig. 3.18 mostra no primeiro gráfico a fase correspondente a um deslocamento com uma forma sinusoidal. As franjas obtidas para esse deslocamento são exactamente iguais, quer a fase esteja a crescer quer esteja a decrescer (franjas). Quer isto dizer que um deslocamento simétrico produziria exactamente as mesmas franjas. Quando se faz a passagem para o domínio espectral as duas situações, sinal e sinal simétrico, sobrepõem-se à volta do termo médio, portanto da frequência zero (a origem foi transladada para o centro do gráfico). Desta forma os dois sinais misturam-se, não havendo forma de os separar e, por isso, nesta situação só a variação das franjas (*phase-shift*) permite prever a sua fase. Quando se introduz uma portadora de frequência constante de modo a tornar a variação de fase monótona, o aspecto das franjas é agora diferente nas zonas de aumento e de diminuição da deformação, isto porque quando a fase varia mais rapidamente a frequência das franjas aumenta e o inverso se passa na situação contrária. Quer isto dizer que se a deformada fosse simétrica o aspecto das franjas também o seria. No entanto, o mesmo padrão de franjas seria obtido se a portadora e o sinal fossem, ao mesmo tempo, simétricos dos anteriores. Estas duas situações traduzem-se no

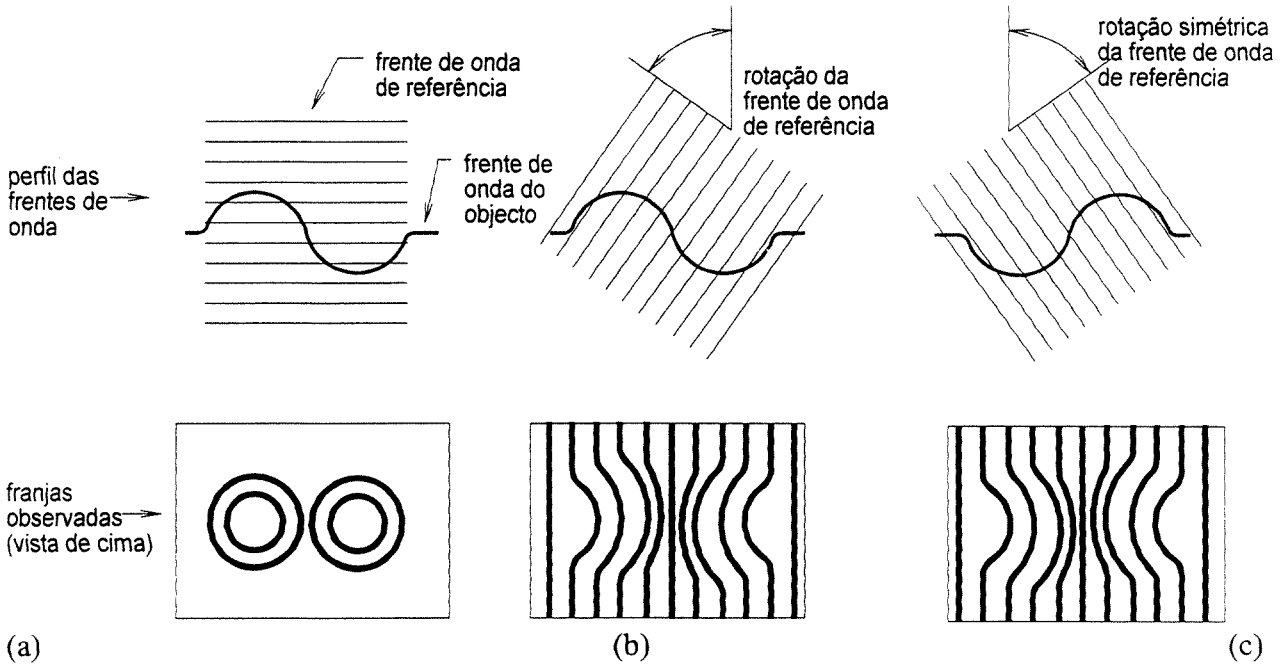


Fig. 3.17. Efeito produzido pela introdução de uma portadora (inclinação de um dos feixes) num padrão de franjas (b), e o mesmo padrão de franjas para uma portadora simétrica (c).

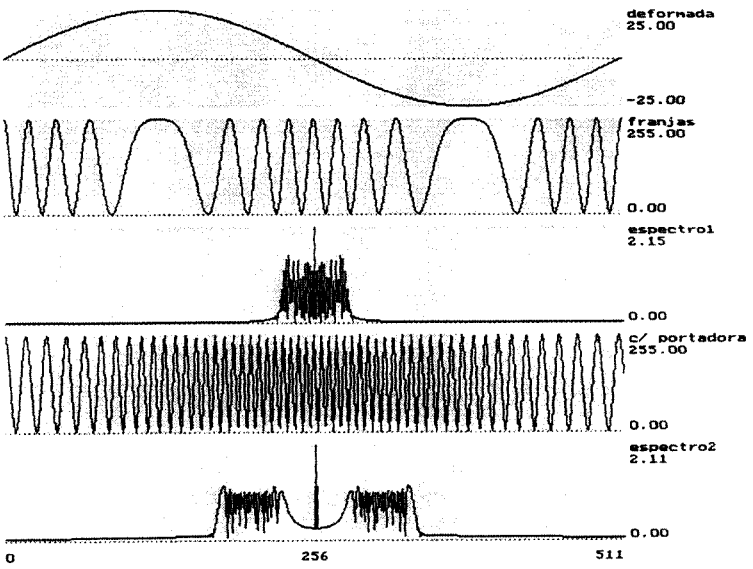


Fig. 3.18. Alteração do conteúdo espectral do padrão de franjas por introdução de uma portadora.

domínio espectral nas duas bandas de ambos os lados do termo contínuo (pico central); assim a banda do lado direito corresponde à deformada da figura com uma portadora positiva, isto é a fase aumenta no sentido positivo das abcissas. A banda do lado esquerdo corresponde à situação simétrica da anterior.

A introdução de uma portadora pode ser conseguida através de um espelho rotativo, da mudança de caminho de um dos feixes (efeito idêntico à da rotação do espelho), da rotação do próprio objecto ou ainda pela utilização de um elemento óptico que introduza um atraso linear numa

direcção do espaço perpendicular ao caminho óptico, usado por exemplo em fotoelasticidade. Na exposição que se segue é sugerida, no caso de franjas secundárias, a técnica de mudança de feixe, que pode ser controlada por um modulador electro-óptico. Os dois feixes encontram-se ligeiramente inclinados um em relação ao outro, permitindo assim criar a portadora ao fazer interferir hologramas gravados com cada uma das referências. Um efeito idêntico pode ser obtido fazendo a mesma alteração no feixe que ilumina o objecto. No caso das franjas primárias, a portadora é simplesmente introduzida se existir uma ligeira inclinação entre as duas frentes de onda que se fazem interferir na superfície fotossensível da câmara CCD, inclinação que se mantém sempre igual e, por isso, neste caso não há qualquer alteração do percurso dos feixes.

3.3.1 Fotoelasticidade

Quan *et al.* (1993) mostraram ser possível aplicar a modulação espacial às imagens obtidas na fotoelasticidade. O método baseia-se na introdução de uma cunha de quartzo ou de um outro material birrefringente no campo do polariscópio circular, Fig. 3.19. Devido à variação de espessura, o atraso introduzido no vector luminoso varia linearmente na direcção do eixo rápido, permitindo transformar a equação da intensidade em:

$$I = I_0\left[1 - V \cdot \cos(\Delta + 2\pi f_0 r)\right] \tag{3.12}$$

onde f_0 é a frequência da portadora introduzida pela cunha birrefringente e r a coordenada na direcção da portadora, a direcção do declive da cunha.

Este método não foi abordado neste trabalho, ficando a sua referência apenas a dever-se à possibilidade de execução e aos resultados interessantes que permite obter, Quan *et al.* (1993). A título ilustrativo, mostra-se na Fig. 3.20(b) o aspecto das franjas isocromáticas obtidas com a aplicação desta técnica.

3.3.2 Projecção de Redes

Este é um método em que as franjas se encontram naturalmente moduladas por uma portadora: as franjas paralelas projectadas na superfície do objecto. A rede a utilizar não necessita de ser de franjas paralelas podendo ser um outro padrão regular, do tipo malha por exemplo, ou até não regular como no caso do *speckle*. As alterações ao padrão de franjas, isto é a modulação devida ao objecto, são devidas à observação das franjas ser feita a partir de um ponto de vista diferente do de projecção das franjas paralelas. Um exemplo da codificação da topografia de um objecto e, portanto, do aspecto das franjas obtidas com este método, já foi dada no capítulo 2.

3.3.3 Holografia de Dupla Exposição e em Tempo Real

Estas são duas técnicas holográficas que podem ser usadas com a modulação espacial da fase. Para tal, pode ser usado um sistema muito semelhante ao usado para a holografia de dupla referência, Fig. 3.9, no qual não é necessário agora a modulação temporal. A não necessidade da modulação temporal permite eliminar o cristal PZT da referida montagem, veja-se a Fig. 3.21. Outro pormenor reside na separação da óptica dos dois feixes de referência que devem ter agora

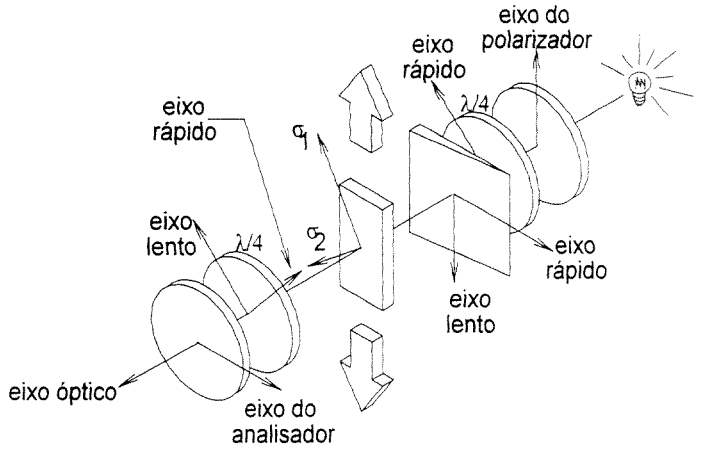
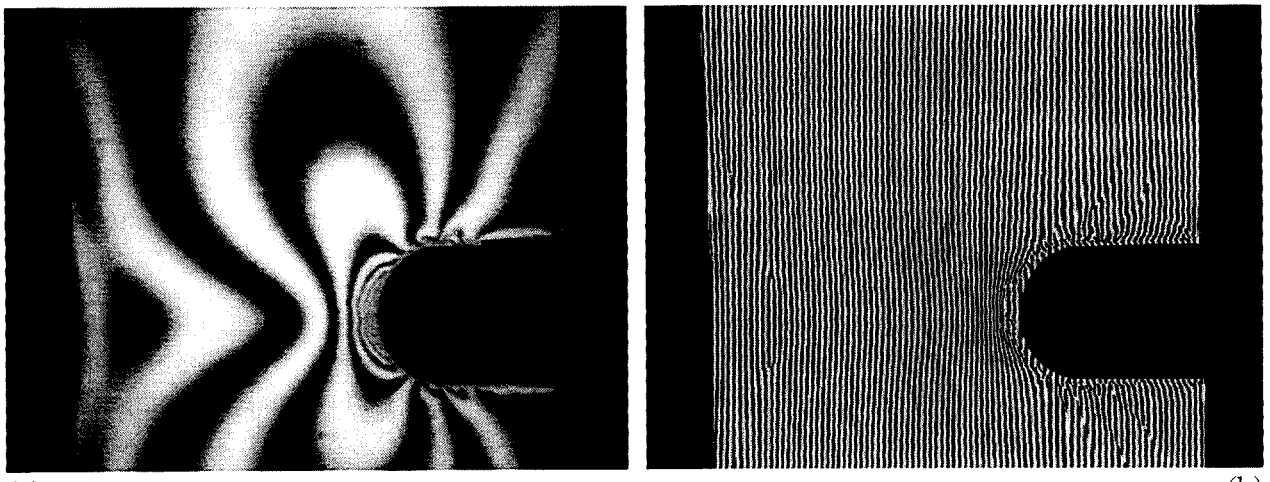


Fig. 3.19. Modificação do polariscópio circular para introdução de uma portadora nas franjas isocromáticas.



(a) (b)

Fig. 3.20. Aspecto das franjas isocromáticas comuns (a) e com a introdução de uma portadora (b).

pontos de origem bem separados, para gerarem uma portadora com uma frequência suficientemente elevada (Dändliker, 1994; Judge *et al.*, 1992).

No caso da IHDE, a criação de um interferograma com uma portadora nas franjas secundárias resulta da gravação do primeiro holograma com uma das referências e o segundo com a outra. Isto pode ser conseguido através do modulador óptico, fazendo com que num dos casos a polarização do feixe seja horizontal e no outro vertical. Colocando um polarizador com eixo a 45° no feixe objecto, fica garantida uma iluminação igual nas duas situações. A placa meia-onda ($\lambda/2$) garante igual polarização para as duas referências, ao rodar a polarização de 90°, de modo a permitir interferência entre as duas frentes de onda. No caso da IHTR a diferença é que apenas é revelada a primeira exposição feita com uma das referências, sendo a segunda exposição feita em tempo real e usando a outra referência. As franjas assim obtidas podem ser representadas pela equação:

$$I = I_M\left(1 + V\cos(\Delta\phi + 2\pi f_0 r)\right) \tag{3.13}$$

em que admitimos a introdução de uma portadora de frequência f_0, com componentes nos eixos x e y, e de direcção arbitrária r.

3.3.4 Holografia *Sandwich*

A holografia *sandwich* é, por natureza, uma técnica vocacionada para a utilização da modulação espacial da fase. Após o registo dum holograma deste tipo, é possível introduzir a portadora que se quiser, simplesmente por rotação do holograma, sendo a expressão para a intensidade idêntica à apresenta em (3.13). O maior inconveniente desta técnica é, sem dúvida, a gravação do holograma, que exige grande precisão no posicionamento após revelação do primeiro holograma. A ideia da utilização desta técnica ocorreu-nos há algum tempo aquando das primeiras experiências com projecção de redes, não tendo sido concretizada por limitações técnicas. Entretanto, a aplicação deste tipo de processamento foi também sugerida por Paoletti e Spagnolo (1994).

3.3.5 Interferometria *Speckle*

Franjas Primárias

A introdução de uma portadora nas franjas primárias é um dos métodos mais prometedores na determinação da fase de imagens funcionais. A implementação de um sistema deste género é bastante simples, não exigindo qualquer mecanismo móvel de modulação de fase, como no caso

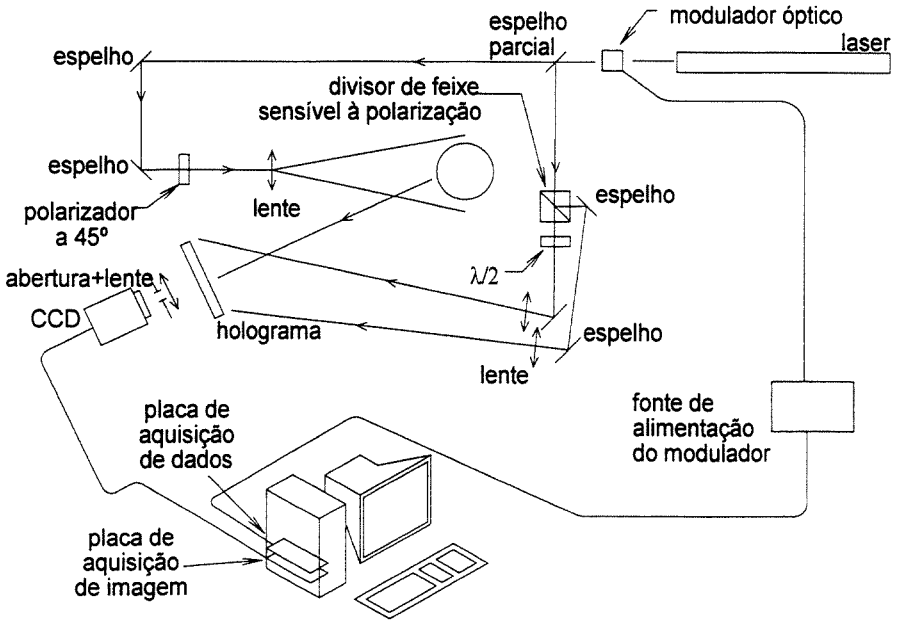


Fig. 3.21. Montagem para modulação espacial das franjas obtidas em IHDE e IHTR.

da modulação por *phase-shift*. Isto tem como consequência o facto de o tempo de resposta ser somente dependente do sistema de aquisição de imagem, tornando este método adequado para a análise de fenómenos dinâmicos, como será sugerido no capítulo 7.

Neste campo, o nosso trabalho apresenta alguns aspectos inovadores. Pedrini *et al.* (1993) começaram por usar a modulação espacial retirando da imagem gravada três imagens com *phase-shifts* relativos que permitiam usar os algoritmos de *phase stepping* para calcular a fase. Esse procedimento pareceu-nos desnecessário e, por isso, a nossa opção foi usar a desmodulação sinusoidal (capítulo 5), o que permitia calcular de uma forma mais directa a informação de fase. Pedrini *et al.* (1996) viriam mais tarde a utilizar a desmodulação espectral (FFT), computacionalmente menos eficiente. A introdução da portadora através de uma fibra óptica colocada na abertura do sistema formador de imagem é outro dos pontos inovadores do nosso trabalho.

A montagem do interferómetro é idêntica à da Fig. 3.10, mas sem a necessidade do sistema de modulação temporal de fase. A introdução da portadora é conseguida através de um ligeiro desalinhamento das duas frentes de onda, objecto e referência, e do aumento da dimensão do *speckle* de modo a cobrir pelo menos três *pixel*, de preferência mais, o que permite ter a mesma fase aleatória nestes *pixels*. Para garantir que a portadora é uniforme e monótona, é também necessário assegurar que as duas frentes de onda têm igual curvatura, ou pelo menos bastante aproximada. A diferença de curvatura pode originar a inversão de sinal mostrada na Fig. 3.23. A portadora constante não é imprescindível no caso de medições diferenciais, mas o sinal deve ser sempre o mesmo.

A Fig. 3.22 mostra várias possibilidades de introduzir uma diferença de fase monótona entre as duas frentes de onda. Note-se que, sendo a frente de onda objecto esférica, isso implica a utilização de uma frente de onda também esférica na referência. O primeiro caso mostra a forma mais convencional de implementar a referência, ou seja através de um espelho parcial que permite combinar as duas frentes de onda. As linhas a cheio mostram as duas frentes de onda perfeitamente alinhadas, utilizada nas montagens de ESPI convencionais. A tracejado representa-se a frente de onda de referência ligeiramente desalinhada, o que permite criar uma diferença de fase monótona entre as duas frentes de onda, vejam-se os arcos na extremidade das frentes de onda. No segundo caso, muito mais fácil de controlar, a referência é introduzida à custa de uma fibra óptica monomodo, o que representa uma solução inovadora na introdução da

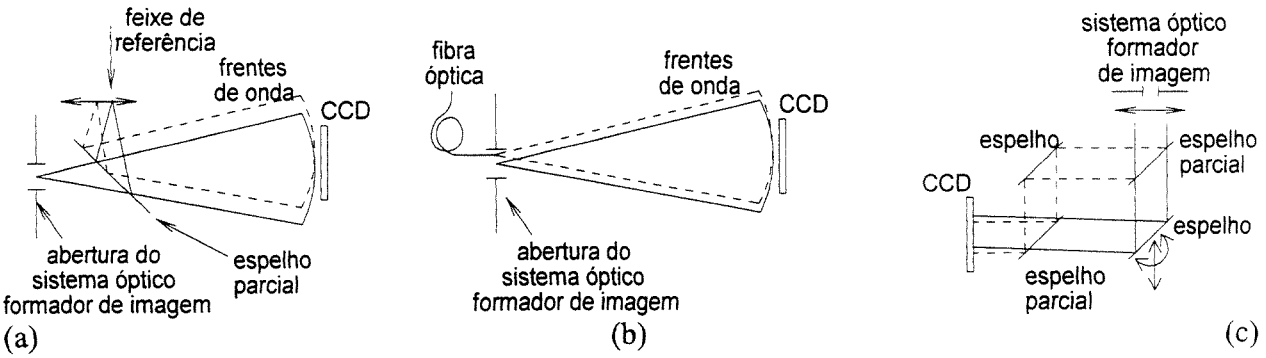
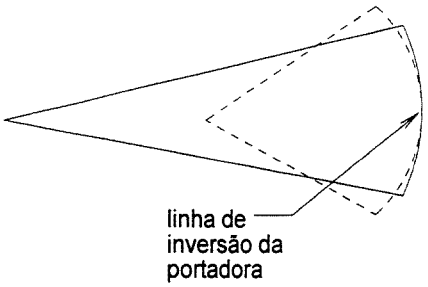


Fig. 3.22. Formas de introduzir uma portadora nas franjas primárias. (a) o sistema convencional de implementação da referência e (b) a utilização de uma fibra óptica monomodo para a frente de onda de referência. Em (c) uma forma de aplicar a técnica à *shearography*.

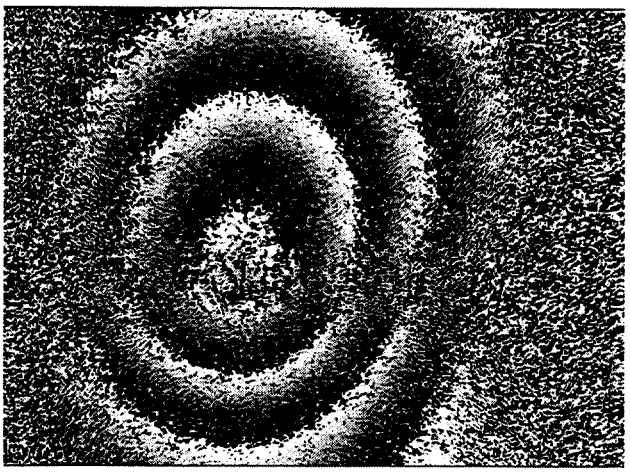
portadora espacial (Chousal e Gomes, 1998). A fibra é colocada na abertura do sistema óptico formador de imagem, garantindo à partida uma curvatura igual para as duas frentes de onda. A portadora é conseguida desviando ligeiramente a fibra óptica do centro da abertura do sistema óptico formador de imagem. As duas soluções acima apresentadas são para o caso do interferómetro sensível ao deslocamento fora do plano. Pedrini *et al.* (1996) mostraram a aplicação da técnica à *shearography*; para o efeito usaram uma montagem do tipo Mach-Zehnder, Fig. 3.22(c), onde a rotação de um dos espelhos permite controlar a portadora introduzida nas franjas primárias e a translação é utilizada para variar o *shear* (deslocamento lateral) entre as duas imagens.

A não utilização de frentes de onda com igual curvatura, ou mais concretamente com mudança do valor da portadora, origina o efeito mostrado na Fig. 3.23, ou seja a inversão do sinal da fase. No esquema da Fig. 3.23, com o perfil das frentes de onda, pode ver-se que a diferença de fase diminui até à linha de inversão da portadora, aumentando de seguida, o que significa uma mudança de sinal da portadora. A inversão de sinal é bem visível, na metade superior a fase decresce em direcção ao centro enquanto na metade inferior se passa o contrário, invertendo-se a zona de transição preto/branco quando se passa de uma zona para a outra.

O aumento do tamanho do *speckle* implica a diminuição da abertura do sistema óptico (ver capítulo 2). A Fig. 3.24 mostra duas soluções possíveis para aumentar o tamanho do *speckle*. A primeira é relativa à abertura circular, que deve ser diminuída até o grão de *speckle* abarcar pelo menos três *pixel*. Esta solução poderá eventualmente reduzir demasiado a luz que chega à superfície fotossensível e trazer consequências negativas em termos de contraste da imagem obtida. A abertura rectangular representa uma alternativa que permite resolver esse problema, pois a abertura é apenas reduzida na direcção de introdução da portadora, ou seja na direcção em que se pretende aumentar o tamanho do *speckle*. A maior dimensão na direcção perpendicular permite compensar a redução da abertura, de modo a possibilitar a entrada de mais luz. A forma da abertura pode ser vista claramente pela banda passante observável no domínio das frequências, Fig. 3.25. Esta figura mostra a potência espectral da FFT no caso do uso das aberturas circular e rectangular, onde o formato da abertura é bem visível. A presença das duas



(a)



(b)

Fig. 3.23. Utilização de frentes de onda com curvaturas diferentes origina uma mudança súbita da fase. Repare-se como a fase inverte o seu sinal para ambos os lados da linha horizontal sensivelmente a meio da imagem (b).

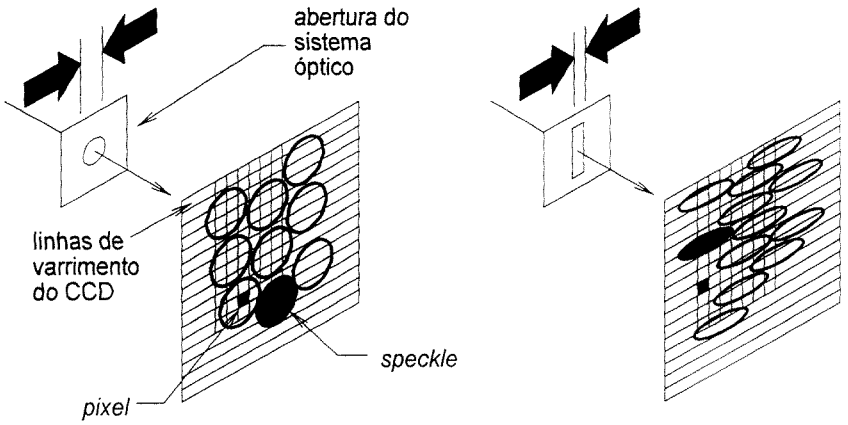
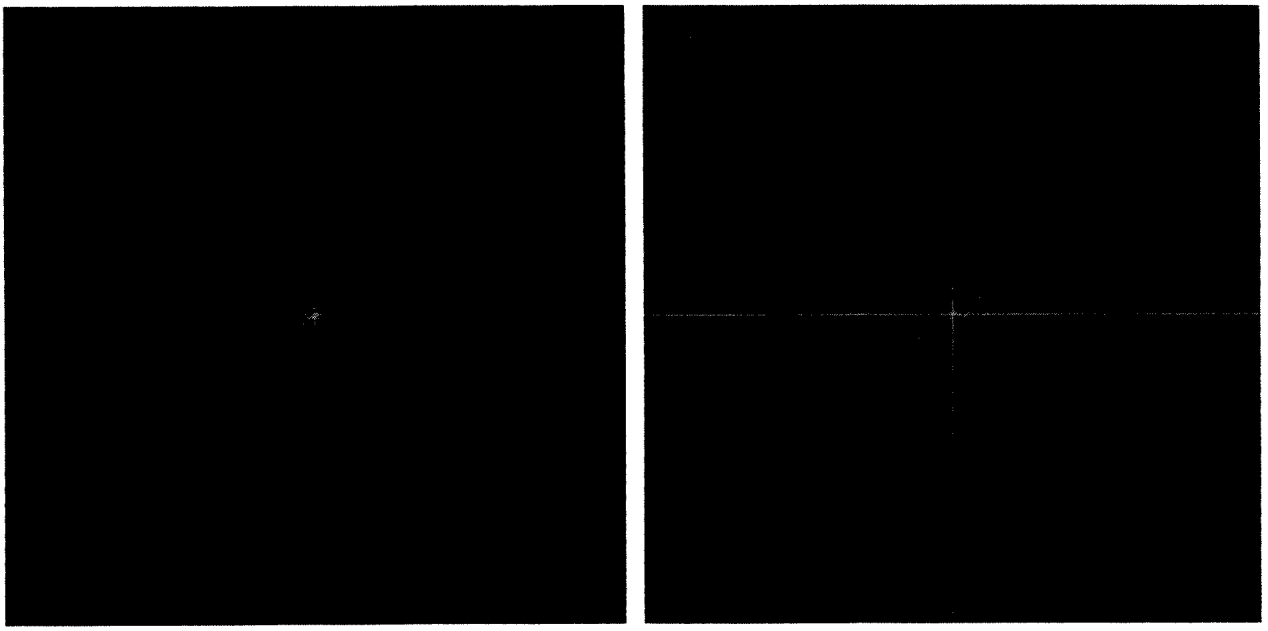


Fig. 3.24. Duas soluções para o aumento do tamanho do *speckle*: com a abertura circular e com a abertura rectangular.



(a) (b)

Fig. 3.25. Potência espectral da FFT de imagens com portadora espacial obtidas com as aberturas circular (a) e rectangular(b).

bandas laterais na FFT testemunha a existência de uma portadora nas franjas primárias que pode ser vertical, horizontal ou diagonal. No caso da abertura circular, a portadora foi introduzida na direcção vertical, enquanto que no caso da abertura rectangular a portadora foi introduzida na direcção horizontal.

Devido à geometria das células fotossensíveis da câmara utilizada, Fig. 3.35, com diferente espaçamento nas duas dimensões, constatou-se que os melhores resultados são obtidos quando se introduz a portadora na direcção vertical. Esta situação permite acomodar melhor a portadora na direcção vertical devido à maior continuidade das células nessa direcção. Por outro lado, sendo o varrimento efectuado na direcção horizontal o efeito do ruído electrónico faz-se sentir mais nesta direcção; por isso a maior estabilidade vertical favorece o uso da portadora nessa direcção.

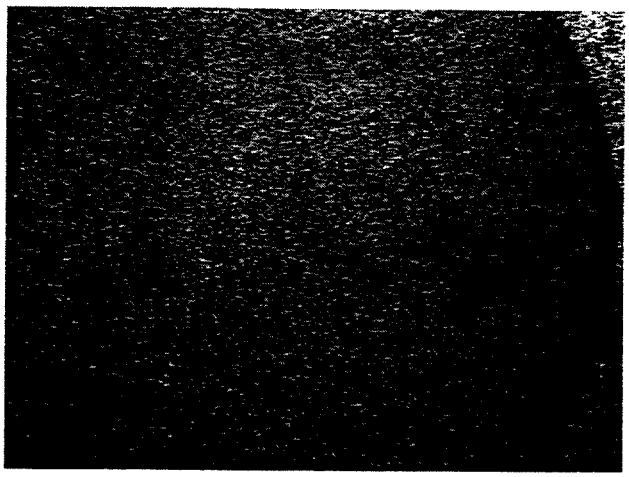


Fig. 3.26. Aspecto típico de franjas primárias com uma portadora de sinal.

As franjas primárias com uma portadora espacial podem ser descritas pela equação:

$$I = I_M + I_V \cdot \cos(\phi + 2\pi f_0 r) \tag{3.14}$$

onde f_0 é a frequência da portadora, que pode ter componentes x e y, representando r a coordenada na direcção da portadora. A forma da equação de intensidade com portadora de sinal é de um modo geral muito idêntica em todos os métodos, conforme pode ser comprovado pelas expressões apresentadas até agora. O aspecto das imagens é que varia consideravelmente com o tipo de franjas utilizadas, sendo neste caso como o da imagem da Fig. 3.26, isto é, sem qualquer informação visual.

Franjas Secundárias

A introdução de uma portadora também pode ser feita nas franjas secundárias, sendo neste caso de implementação um pouco mais complexa. Este efeito consegue-se deslocando lateralmente o feixe que ilumina o objecto entre as duas exposições, isto é alterando a frente de onda objecto. A rotação do próprio objecto permite criar o mesmo efeito, mas de modo muito mais difícil de controlar. A alteração da frente de onda de referência feita de modo idêntico ao da iluminação permitiria obter o mesmo efeito.

A Fig. 3.27 mostra uma das montagens possíveis para a utilização desta técnica. Para gravar um interferograma deve registar-se um primeiro padrão primário usando uma das iluminações possíveis. A selecção é feita através do modulador que permite rodar a polarização do feixe objecto. O divisor de feixe sensível à polarização encaminha o feixe por uma dos dois caminhos possíveis. O segundo padrão primário é então registado usando o caminho alternativo para a frente de onda de referência. Da subtracção destes dois padrões primários resulta um padrão secundário com uma diferença de fase monótona adicionada à própria diferença de fase resultante do deslocamento do objecto, ou seja um padrão de franjas secundárias com uma portadora como o mostrado na Fig. 3.28(c).

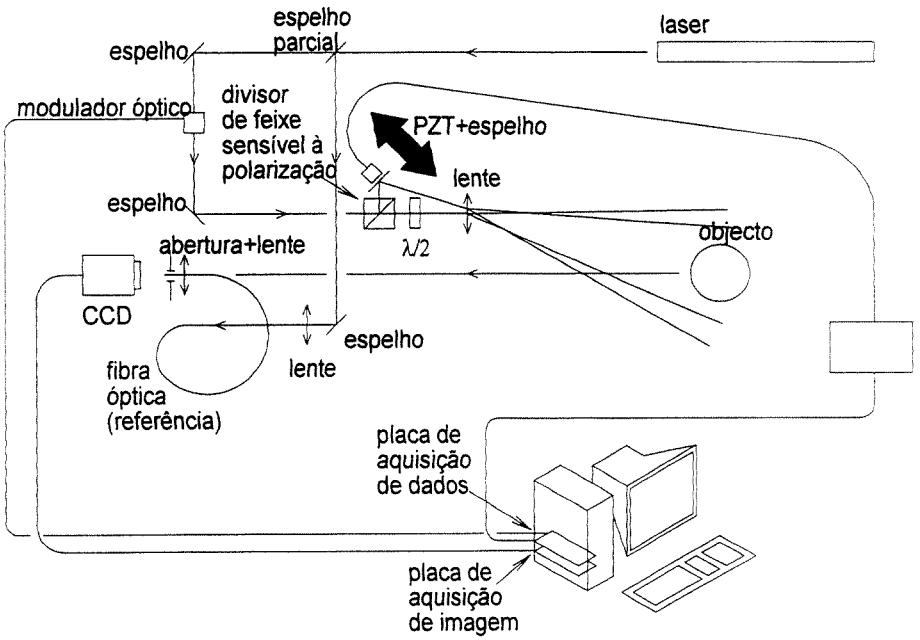


Fig. 3.27. Montagem de ICS para introdução de uma portadora nas franjas secundárias.

A Fig. 3.28 mostra a aplicação e o efeito da modulação espacial num padrão de franjas secundárias. As imagens mostradas nesta figura são o equivalente bidimensional do exemplo mostrado na Fig. 3.18. Sem a introdução da portadora as franjas são, neste exemplo concreto, circulares (a) originando uma potência espectral da FFT como a que se pode ver na imagem (b), com toda a informação sobreposta à volta do termo médio. Quando se introduz a portadora (c) a informação é separada em dois lóbulos (d) correspondentes às duas soluções que referimos anteriormente. A separação da informação permite obter a fase das franjas circulares iniciais usando apenas um interferograma, como teremos oportunidade de ver no capítulo 5, quando estudarmos a determinação de fase.

Esta técnica é muito mais sensível que a modulação espacial das franjas primárias. Isto deve-se sobretudo ao facto de a fase aleatória nas franjas secundárias ser ruído, limitando a frequência máxima da portadora utilizada. À medida que se aumenta a frequência da portadora, as franjas começam a confundir-se com o *speckle* porque as suas dimensões começam a ser de igual grandeza. Deslocamentos muito elevados provocam o mesmo tipo de problemas e impõem uma outra limitação devido ao aumento da largura de banda do sinal: a sobreposição com o termo contínuo, tornando a determinação da fase impossível. A Fig. 3.29 sintetiza estas limitações e a Fig. 3.30 mostra um exemplo de modulação insuficiente para aplicação do método.

Dentro das condições que foram referidas é possível usar esta técnica de modulação para obter a fase do padrão de franjas secundárias. Estas franjas podem ser descritas pela equação de intensidade:

$$I = I_M - I_V \cos(\Delta\phi + 2\pi f_0 r) \tag{3.15}$$

muito semelhante à equação para as franjas primárias, onde aparece agora a diferença de fase $\Delta\phi$ e onde I_V contém ruído de *speckle* que degrada acentuadamente este tipo de franjas.



Fig. 3.28. Um padrão de franjas circulares (a) e a sua potência espectral (b). A introdução duma portadora naquele padrão de franjas (c) permite separar no domínio espectral as duas soluções possíveis (fase crescente e decrescente) (d).

3.4 Holografia Digital

Na holografia digital, o próprio processo de gravação é já 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. Na holografia convencional tal não é possível, pois a reconstrução sendo óptica, só permite o registo da informação de amplitude. A modulação é conseguida à custa da portadora devida ao ângulo entre as duas frentes de onda que se fazem interferir no meio de registo. Esta portadora permite separar os sinais correspondentes às imagens real e virtual do termo de ordem zero, de um modo muito semelhante ao método utilizado para introduzir a portadora em franjas secundárias, anteriormente referido. A diferença é que neste caso não é registado um holograma de imagem como antes, mas sim a interferência de duas frentes de onda sem qualquer sistema óptico formador de imagem. Este padrão de interferência contém informação de fase e amplitude necessárias para reconstruir toda a frente de onda gravada.

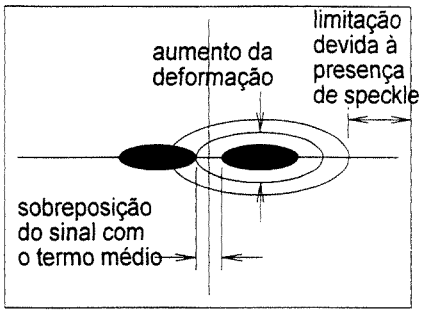
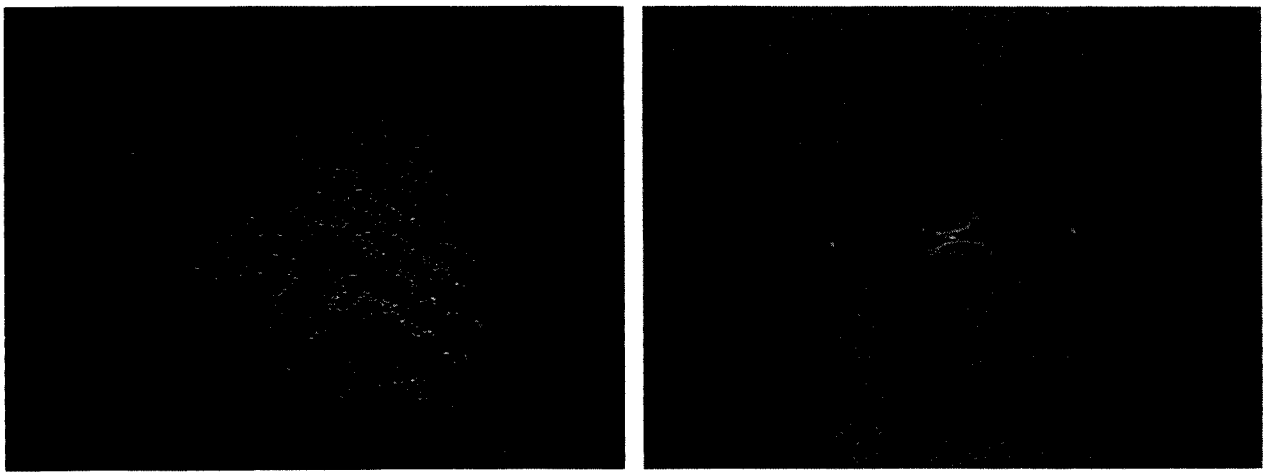


Fig. 3.29. Principais limitações resultantes da introdução de uma portadora nas franjas secundárias de ICS.



(a) (b)

Fig. 3.30. Uma imagem com uma portadora de baixa modulação espacial (a) tem um sinal que no domínio das frequências (potência espectral) anda muito próximo da frequência zero (b).

A montagem utilizada para o registo de hologramas digitais, mostrada na Fig. 3.31, é baseada na montagem fora do eixo proposta por Leith e Upatnieks (1963). Como se pode ver pela Fig. 3.31, é uma montagem extremamente simples, o que a torna facilmente implementável e sem grandes problemas de alinhamento e estabilidade, devido sobretudo ao uso de poucos componentes. Não há necessidade de nenhum sistema óptico formador de imagem, uma vez que o registo a efectuar é o da interferência entre as frentes de onda, a de referência e a proveniente do objecto. A frente onda de referência convém que seja plana (Kreis e Jüptner, 1997), pois facilita a aproximação em termos de integral de Fresnel; por isso é usado um sistema óptico (colimador) para esse efeito. 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 um fotodetector vídeo, ou seja uma câmara CCD. Não é necessário, também neste caso, nenhum sistema óptico formador de imagem.

No entanto, nem tudo são vantagens. Para garantir a completa resolução do padrão de interferência pelo detector, o ângulo entre os feixes objecto e de referência deve ser muito menor que no caso da holografia convencional. Isto deve-se à baixa resolução do meio de registo, que

como já referimos é muito inferior à dos registos fotográficos usados na holografia convencional. Para remediar este problema, o método impõe restrições quanto às dimensões do objecto e relativamente à distância a que aquele deve ser colocado de modo a gravar o holograma sem ultrapassar a frequência máxima, Fig. 3.33. Como foi mostrado no capítulo anterior o espaçamento das franjas de interferência depende do comprimento de onda λ da radiação utilizada e do ângulo θ entre as frentes de onda que interferem, Fig. 3.32, do seguinte modo:

$$d = \frac{\lambda}{2 \cdot sen(\theta/2)} \tag{3.16}$$

Foi utilizada uma câmara CCD com 760H×576V *pixels*, tendo cada elemento uma dimensão aproximada de 17×11 μm. A imagem adquirida é amostrada pela placa de processamento de imagem com uma resolução de 512×512 *pixels* e 8 *bits/pixel*. A área da zona fotossensível é aproximadamente de 8.8×6.6 mm. Utilizando um LASER de He-Ne (λ=633μm) e atendendo a que não pode ser ultrapassada a frequência de Nyquist, isto é não poderemos ter mais que uma

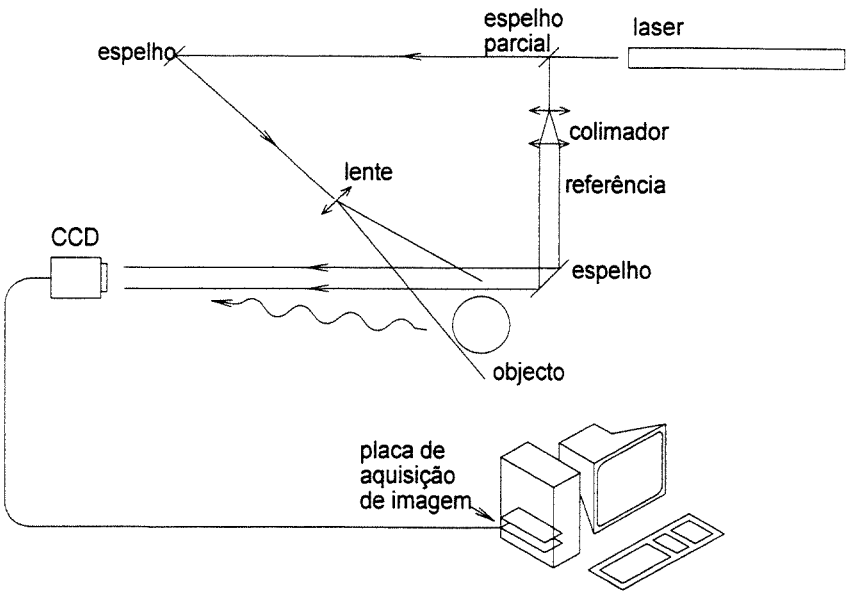


Fig. 3.31. Montagem para a gravação de hologramas digitais.

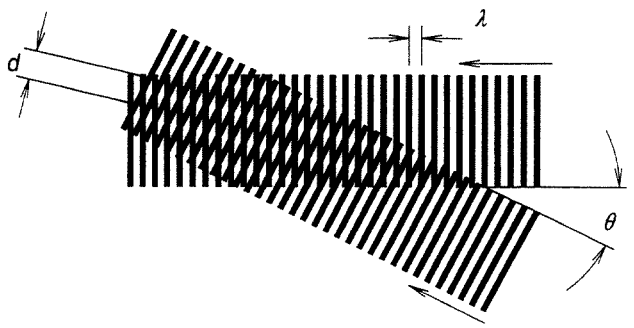


Fig. 3.32. Formação das franjas de interferência quando duas frentes de onda planas se cruzam no espaço (analogia com a formação de franjas *moiré*).

franja por cada dois *pixel*, facilmente se calcula que o ângulo θ não pode ultrapassar 1° (Fig. 3.33). Como exemplo, pode dizer-se que para um objecto situado a 2 metros da câmara CCD ele não deve ter dimensões superiores a 35mm. Estas limitações quanto às dimensões do objecto poderão ser ultrapassadas com o aumento da resolução do meio de registo. Sem isto a solução é afastar o objecto do meio de registo, o que tem obviamente um limite devido à quantidade de luz finita fornecida ao objecto. A evolução da tecnologia CCD permitirá certamente dentro em breve ter resoluções muito maiores, o que tornará esta técnica aplicável a objectos muito maiores.

A Fig. 3.34 ilustra as máximas frequências que é possível resolver nas direcções horizontal (a) e vertical (b) com a câmara utilizada. De notar que a câmara foi rodada de 90° durante a sua utilização, donde pode resultar alguma confusão quanto à orientação das imagens. Quanto ao limite das dimensões do objecto na direcção horizontal, a Fig. 3.34(a) mostra um fenómeno curioso: a separação do objecto em duas partes, que pode ser explicado pela disposição das células fotossensíveis da câmara CCD. Uma primeira observação permite constatar que a frequência máxima é superior à frequência de Nyquist (metade das frequências horizontais). Convém referir que a frequência zero se situa no canto superior esquerdo das imagens. O valor superior da frequência acontece porque a câmara tem mais células na direcção horizontal do que o número de pontos amostrado e enviado para a placa de processamento de imagem e, por isso, a

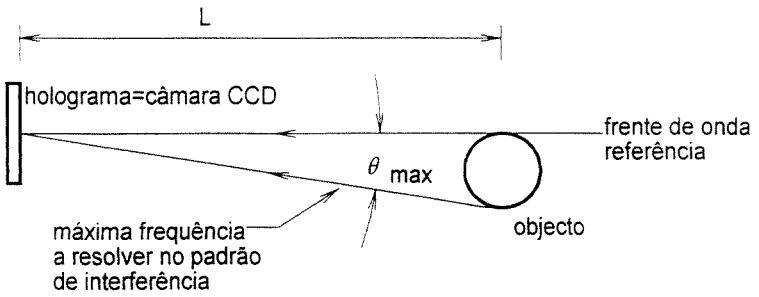
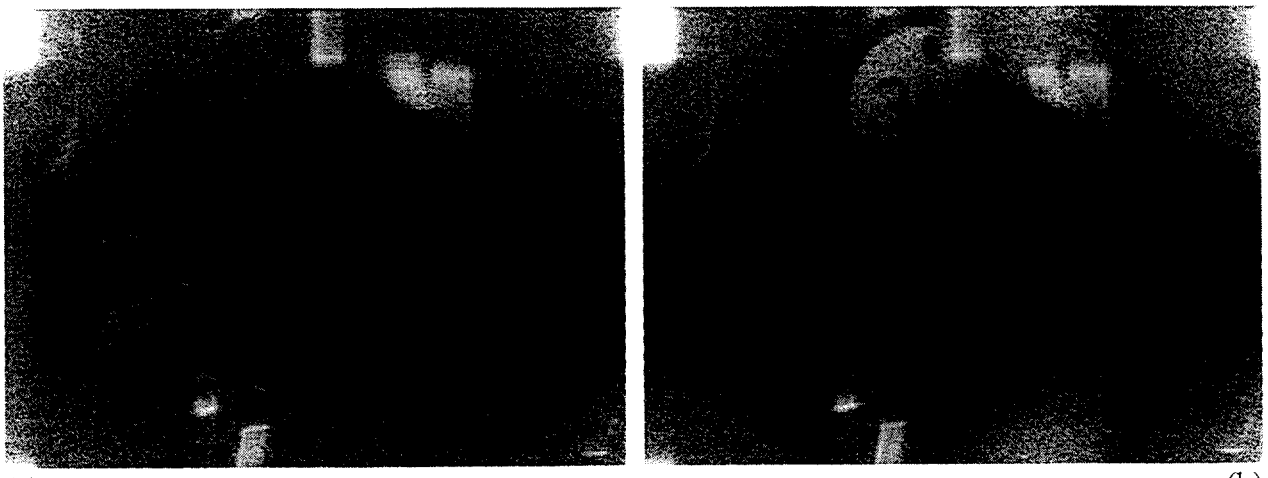


Fig. 3.33. Geometria da gravação dum holograma digital onde a frequência máxima corresponde à extremidade exterior do objecto.



(a) (b)

Fig. 3.34. Os limites da frequência resolúvel pela câmara utilizada para registar hologramas digitais: (a) na direcção horizontal e (b) na direcção vertical.

frequência de Nyquist é ligeiramente superior na realidade. Quando se atinge a frequência de Nyquist real, a rede deixa de poder ser resolvida, sendo a restante parte do objecto "deslocada" para frequências mais baixas (Greivenkamp, 1987). Este fenómeno de subamostragem é conhecido como *aliasing*. A explicação reside no facto de as células de transporte, ao serem verticais, originarem um espaçamento entre as células fotossensíveis, Fig. 3.35. Este espaçamento permite criar um efeito de subamostragem que leva a restante parte do objecto a aparecer em frequências mais baixas, conforme se percebe da Fig. 3.35. Em (b) pode ver-se a limitação na direcção vertical que é muito próxima da frequência de Nyquist, ou seja metade da gama de frequências. Nessa direcção as células fotossensíveis encontram-se muito mais próximas e, por isso, não se verifica o mesmo fenómeno observado na direcção horizontal.

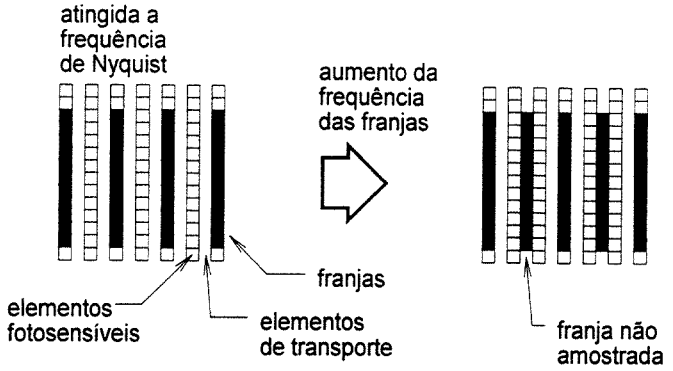
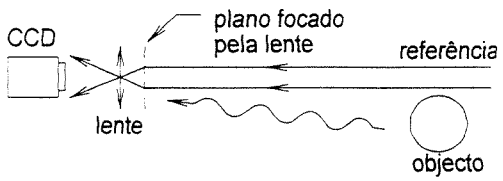


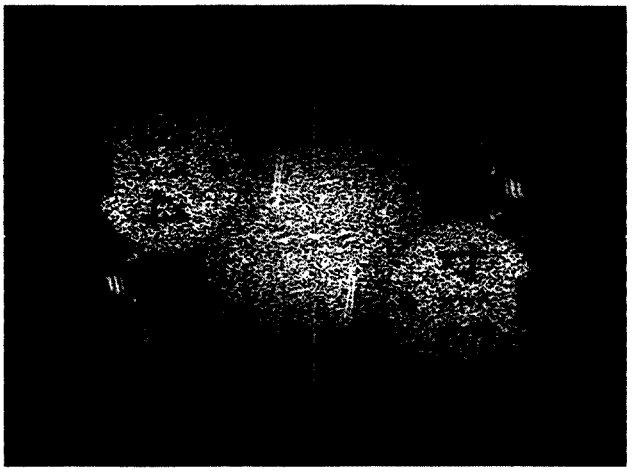
Fig. 3.35. Quando se ultrapassa a frequência de Nyquist horizontal ocorre um fenómeno de subamostragem (*aliasing*), que pode criar frequências fantasma.

Do ponto de vista de utilização, é preferível que as franjas sejam paralelas às linhas de varrimento da câmara, normalmente horizontais. Isto implica uma variação mais lenta ao longo de cada linha, de modo a não ser exigido um grande desempenho da câmara na resposta às altas frequências. Este foi o motivo que levou a utilizar a câmara rodada de 90°, já que estando o objecto ao mesmo nível da câmara as franjas de interferência que se formam são verticais.

No caso da frequência espacial do padrão de interferência ser superior à resolução do fotodetector, pode ser usada uma lente para ampliar a rede a registar. Na Fig. 3.36(a) mostra-se a alteração efectuada na montagem da Fig. 3.31 para permitir ampliar a rede de interferência de modo a manter-se dentro da frequência de Nyquist. Como a figura pretende ilustrar, a rede capturada encontra-se agora num plano ligeiramente à frente da câmara CCD, sendo focada com ampliação na superfície fotossensível do detector. Desta forma é obtido um holograma de Fourier (Yaroslavskii e Merzlyakov, 1980), no qual as duas frentes de onda -1 e +1 aparecem no mesmo plano, Fig. 3.36(b).

Existe uma outra modificação que pode ser feita na montagem de modo a conseguir-se agora realizar hologramas de campo integral (Chousal *et al.*, 1995). Na montagem da Fig. 3.31, a necessidade de a frente de onda de referência ter um pequeno ângulo relativamente à frente de onda objecto obriga a que apenas metade da área disponível seja utilizada para colocar o objecto. A modificação mostrada na Fig. 3.37(a) permite alterar esta limitação. Introduzindo a frente de onda de referência através de um espelho parcial, podemos agora colocar o objecto bem na frente





(a) (b)

Fig. 3.36. Montagem com recurso a uma lente para ampliar o padrão de interferência de modo a poder ser resolvido pelo digitalizador (a). Reconstrução de um holograma com ampliação de 1:2 do padrão de interferência (b). Note-se o aparecimento das duas imagens no mesmo plano.

da câmara de modo a que na reconstrução obtenhamos uma imagem em que o objecto ocupa toda a área disponível, como se pode ver na imagem (b). Para conseguir obter hologramas de campo integral é necessário usar um pequeno artifício, caso contrário o termo de ordem zero aparece a perturbar a reconstrução, bem no centro do objecto, Fig. 3.37(b). Esse artifício consiste em subtrair dois hologramas obtidos um a seguir ao outro, como referido no capítulo 2. A diferença temporal entre os dois hologramas é o suficiente para originar uma ligeira alteração devida a perturbações ambientais que permite, após subtracção, eliminar exclusivamente o termo de ordem zero, Fig. 3.37(c). Nesta imagem pode ainda ver-se uma ligeira perda de nitidez na metade esquerda da imagem, devida precisamente à presença do espelho parcial.

A expressão (3.16) mostra que, para o mesmo objecto, quanto maior for o comprimento de onda, menores exigências teremos em termos de frequência máxima, ou seja o espaçamento entre franjas aumenta. Também se verificou que para as mesmas condições da montagem e objecto, o aumento do comprimento de onda resulta na diminuição do objecto obtido na reconstrução numérica, que é uma consequência da constatação anterior. Esta constatação permitiu ainda verificar que a qualidade dos hologramas também aumenta à medida que se usam comprimentos de onda maiores. A Fig. 3.38 permite avaliar esse aumento de qualidade. Em (a) mostra-se o objecto utilizado na gravação dos hologramas (uma bomba de engrenagens). O primeiro holograma foi gravado usando um LASER de Argon com um comprimento de onda λ=515 nm e a reconstrução mostra-se algo nublada, como se pode ver em (b). Usando um LASER de Hélio-Neon com λ=633 nm, o resultado melhora significativamente, conforme se pode comprovar em (c). Nesta reconstrução os pormenores ficam muito mais claros, sendo inclusive possível ver o efeito do espelho parcial usado para introduzir a referência na técnica de campo integral antes referida. O espelho parcial afecta a metade esquerda do objecto, onde se nota uma pequena perda de contraste. Finalmente, usando um díodo LASER com um comprimento de onda λ=784 nm obtivemos a reconstrução mostrada em (d). Apesar de neste caso não termos usado a mesma porção do objecto, existe um pormenor que pode atestar da qualidade do holograma: o espelho usado para introduzir a referência. Este pode ver-se claramente na zona

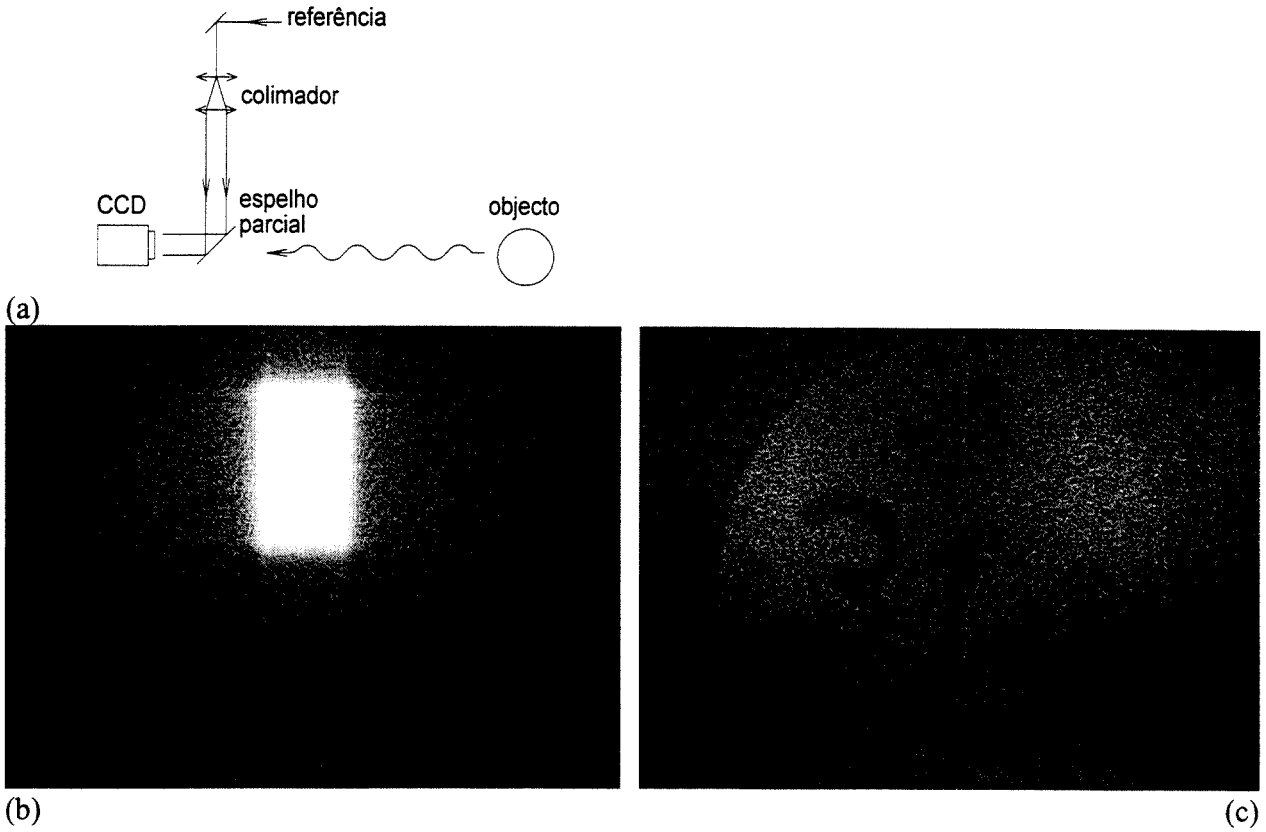


Fig. 3.37. Montagem alternativa para obtenção de hologramas de campo integral (a). O objecto "314" ocupando agora toda a área de reconstrução (b). A mesma reconstrução com subtracção para eliminar o termo de ordem zero (c).

central da imagem sendo todos os detalhes nesta reconstrução muito mais nítidos que nas imagens anteriores.

A reconstrução dos hologramas digitais apresenta um problema que é comum à representação das transformadas de Fourier: a dominância (em valor) do termo de ordem zero. E porque a reconstrução numérica dos hologramas também é feita recorrendo a transformadas de Fourier, remetemos para o capítulo 4 os detalhes relativos a este assunto. A reconstrução da amplitude, se for efectuada sem qualquer modificação, apresenta o problema do termo de ordem zero ser muito mais intenso que a restante informação, como se pode ver no primeiro gráfico da Fig. 3.39, onde se mostra a amplitude no domínio das frequências de um determinado sinal. Para obviar este problema é necessário usar operadores que permitam atenuar estes valores mais elevados de modo a diminuir a sua importância relativamente às restantes frequências. Um operador com estas características é a raiz quadrada; a aplicação deste operador permite aumentar significativamente o detalhe das bandas laterais, como se pode ver no segundo gráfico. Um outro operador, bem conhecido de quem lida com transformadas de Fourier é a potência espectral ou espectro logarítmico. O espectro logarítmico de um sinal A é definido como:

$$LogS(A) = \log(1 + |A|) \tag{3.17}$$

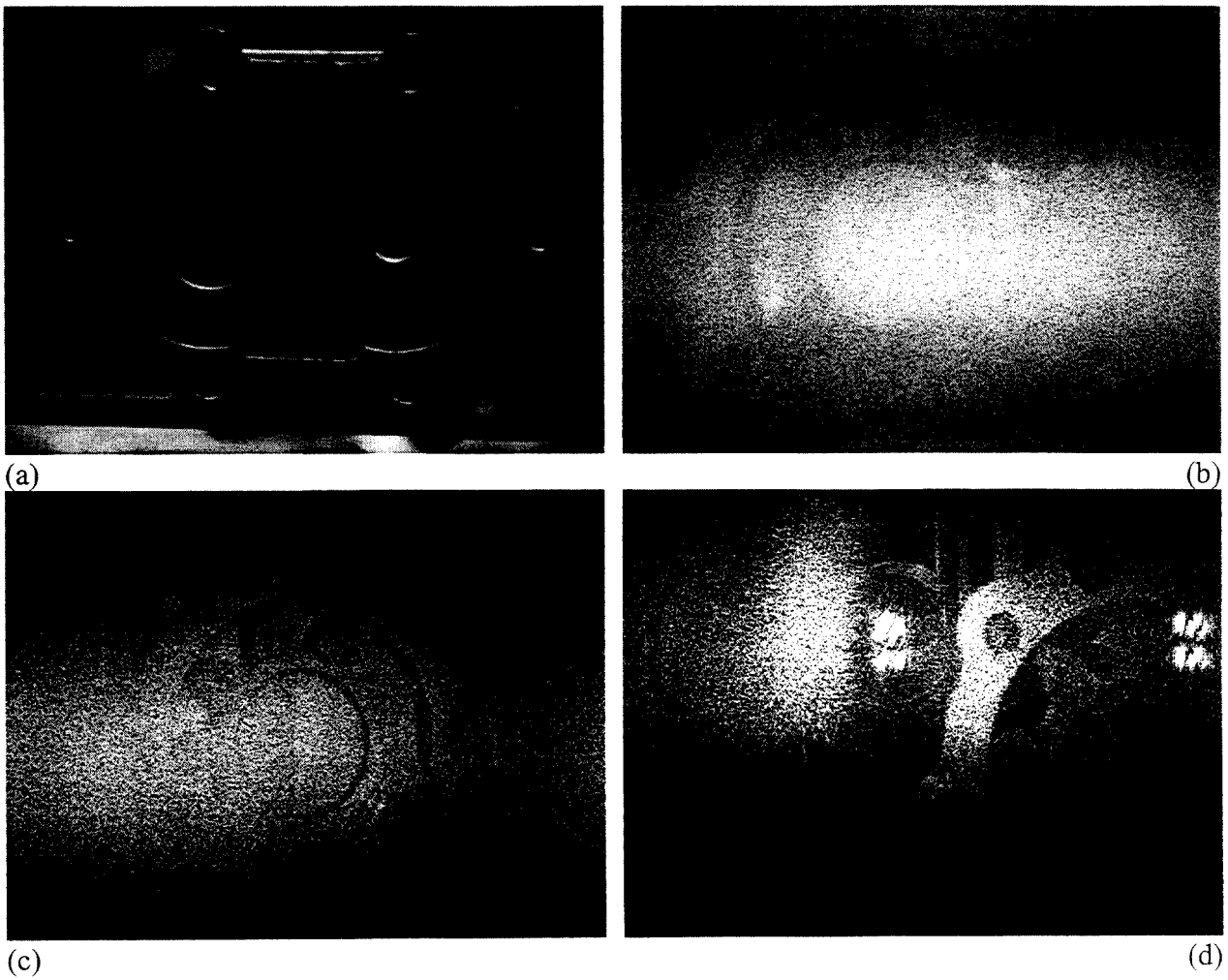


Fig. 3.38. Uma bomba de engrenagens (a) e hologramas deste objecto gravados com diferentes comprimentos de onda: LASER de Argon λ=515 nm (a), LASER de Hélio-Neon λ=633 nm (b) e díodo LASER λ=784 nm (c).

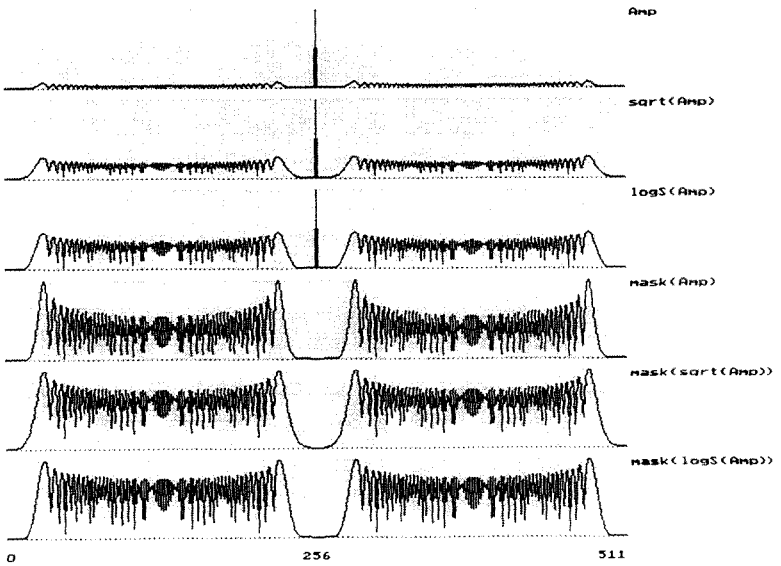


Fig. 3.39. Vários processos de evidenciar a informação obtida numa transformada de Fourier através da aplicação de operadores e *masking*.

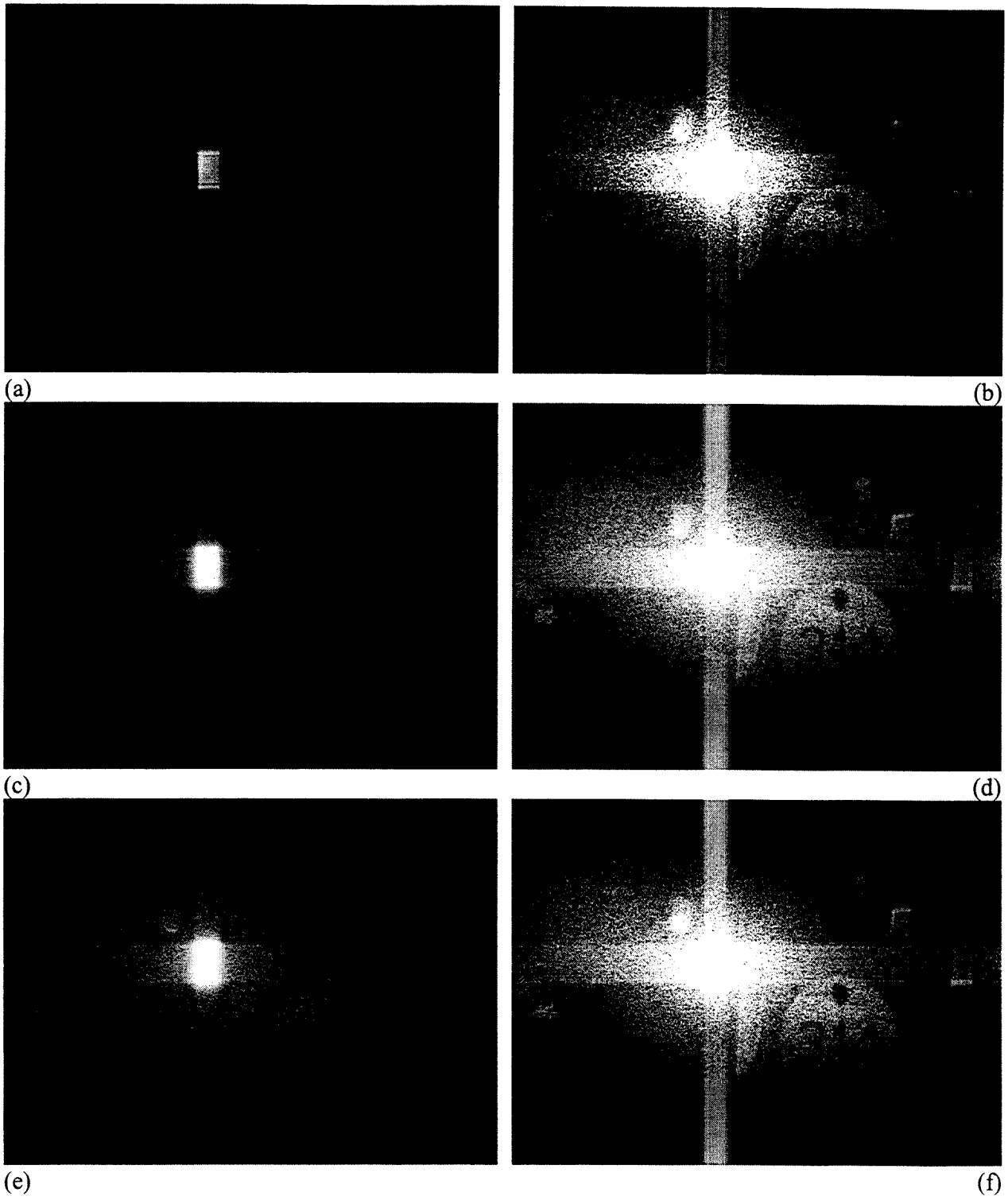


Fig. 3.40. Vários tipos de processamento da amplitude de hologramas digitais. Em (a) a amplitude tal como resulta da transformada de Fresnel. Considerando apenas a informação contida numa janela à volta do objecto (*masking*) (b). Aplicação do operador raiz quadrada sem (c) e com janela de *masking* (d). Aplicação do espectro logarítmico sem (e) e com *masking* (f).

Quando a norma do sinal A é superior a 1, esta operação permite reduzir significativamente a importância dos valores mais elevados e ver muito mais pormenores na amplitude da transformada de Fourier. O terceiro gráfico da Fig. 3.39 mostra o efeito deste operador que permite mais realce do sinal do que a raiz quadrada. Outra forma de aumentar o detalhe da informação em que estamos interessados consiste em fazer o chamado *masking*, que não é mais do que eliminar da informação a parte correspondente ao termo contínuo. Os três gráficos seguintes mostram esta operação aplicada aos sinais dos três primeiros gráficos. De um modo geral, a aplicação da raiz quadrada permite obter uma imagem mais suave, enquanto que o espectro logarítmico aumenta o contraste da imagem final obtida.

Fazendo a mesma aplicação aos hologramas digitais, podemos ver melhor os efeitos que acabamos de referir. Na Fig. 3.40(a) mostra-se a amplitude obtida processando normalmente o holograma, o que origina apenas o termo de ordem zero, tal é a sua intensidade. A aplicação de *masking*, isto é considerando uma janela à volta do objecto onde serão calculados os máximos e mínimos para representar a imagem, permite retirar a preponderância ao termo contínuo (passando inclusive a existir saturação nessa zona). Nestas circunstâncias já é possível ver o objecto (b). A aplicação do operador raiz quadrada permite, desde logo, ter uma boa visão do holograma, como se pode ver em (c). O contraste obtido com este processamento não é o melhor; no entanto, a utilização de *masking* permite melhorar a visibilidade geral do holograma, como se mostra em (d). Finalmente a aplicação do espectro logarítmico permite obter os melhores resultados. Esta afirmação não constitui uma regra, já que por vezes a raiz quadrada fornece melhores resultados; tudo depende do holograma e de como foi efectuada a sua gravação. Aqui são a prática e a experimentação que ditam as suas leis. A imagem (e) mostra já um bom contraste de modo que todos os pormenores são perfeitamente perceptíveis, tornando-se a imagem mais intensa quando se faz o *masking*, como mostrado na imagem (e).

Muito se pode ainda fazer neste campo do processamento da amplitude de hologramas digitais, ficando esta afirmação como sugestão de trabalho e desenvolvimentos futuros. A evolução da tecnologia CCD permitirá dentro em breve resoluções significativamente maiores e aí sim a holografia digital vai ter o devido protagonismo no mundo da metrologia óptica. No capítulo 4 referiremos ainda operações de pré-processamento que podem contribuir para a melhoria das reconstruções numéricas. Quanto ao processamento da fase de hologramas digitais ele será abordado no capítulo 5.

4

Filtragem de Imagens

Conforme o método óptico utilizado, assim as imagens funcionais podem ou não necessitar de um pré-processamento que melhore as suas características de sinal/ruído. Nos métodos referidos neste trabalho, muitas das imagens contêm *speckle*, o que as torna difíceis de processar se o método de cálculo da fase não permitir eliminar esse ruído. Por este motivo, alguns métodos exigem a utilização de filtros que permitam eliminar ruído ou mesmo realçar certas características das imagens funcionais.

Neste capítulo iremos referir operações de pré-processamento necessárias nos métodos de fase apresentados mais adiante neste trabalho. Essas operações consistem na sua maioria na utilização de filtros conhecidos por filtros passa-banda e que são utilizados nos mais comuns programas de processamento de imagem. As operações de filtragem apresentadas são basicamente de dois tipos: a filtragem no domínio espacial e a filtragem no domínio espectral. A filtragem no domínio espacial consiste na manipulação directa dos *pixel* numa dada imagem, este tipo de filtragem é também designada por convolução espacial. A filtragem no domínio espectral é baseada na modificação da transformada de Fourier da imagem em análise.

Antes de nos referirmos à filtragem espectral iremos fazer uma breve introdução à transformada de Fourier, mais concretamente à implementação numérica da transformada de Fourier discreta (FFT). Existem outras transformadas mas a FFT é reconhecidamente a mais adequada ao processamento de sinais do tipo imagem funcional.

Os fundamentos das técnicas de filtragem estão no teorema da convolução (Gonzalez e Wintz, 1977). Seja $g(x,y)$ uma imagem gerada pela convolução de outra $f(x,y)$ através de um operador $h(x,y)$ invariante com a posição:

$$g(x,y) = h(x,y) * f(x,y) \tag{4.1}$$

Esta expressão representa a filtragem no domínio espacial, onde $h(x,y)$ representa a máscara usada nessa filtragem, também conhecida como função de transferência do filtro. Pelo teorema da convolução teremos que, no domínio espectral, a mesma relação será descrita por:

$$G(u,v) = H(u,v)F(u,v) \tag{4.2}$$

onde G, H e F representam as transformadas de Fourier das funções g, h e f, respectivamente. A filtragem de imagens pode ser feita usando uma das duas expressões acima apresentadas. Segundo Gonzalez e Wintz (1977), a convolução discreta é mais eficiente no domínio espectral usando a FFT.

Usando a filtragem espectral, a imagem filtrada pode ser obtida através da FFT inversa do seguinte modo:

$$g(x,y) = \mathcal{F}^{-1}\{H(u,v)F(u,v)\} \tag{4.3}$$

onde $\mathcal{F}^{1}$ representa aquela transformada.

Convém aqui referir que não existe uma teoria geral para se conseguir uma boa filtragem de imagens. Se a imagem é processada para análise visual, o observador é o único juiz e, por isso, trata-se de uma classificação muito subjectiva. No caso em que a imagem será utilizada num processamento mais ou menos automatizado, o processo torna-se menos subjectivo, uma vez que a melhor filtragem será aquela que conduz a uma melhor relação sinal/ruído. Contudo esta avaliação pode variar de caso para caso, de modo que mesmo naquelas situações em que à partida se conhece o melhor processo de filtragem, somos sempre confrontados com uma certa metodologia de tentativa e erro antes de chegar ao melhor resultado.

4.1 Filtragem Espacial

Muitas técnicas de melhoramento de imagem são baseadas em operações espaciais efectuadas na vizinhança dos *pixels* a serem processados. À imagem é aplicada uma convolução com um filtro de resposta impulsional finita, normalmente chamado de máscara espacial. A filtragem no domínio espacial pode ser feita através de um algoritmo que percorre uma área predefinida e em que cada *pixel* é transformado tomando em conta, geralmente, os valores dos *pixels* vizinhos, Fig. 4.1. Na figura pode ver-se uma matriz 3×3 onde o ponto central vai sofrer uma determinada transformação relacionada com os seus vizinhos, no caso da figura os oito pontos vizinhos. Conforme a forma e composição daquela matriz, assim será a natureza do filtro implementado.

O varrimento da área de processamento é iniciado no princípio da primeira linha, prosseguindo até ao fim da mesma linha. Terminada a primeira linha passa-se para a linha seguinte e para o seu início. O processo repete-se para as linhas seguintes até se completar toda a área definida para a operação de filtragem. Os valores utilizados na operação de convolução são os da imagem original, isto é da imagem antes da transformação. Há casos, porém, em que se utilizam os valores após actualização, como por exemplo nos filtros recursivos.

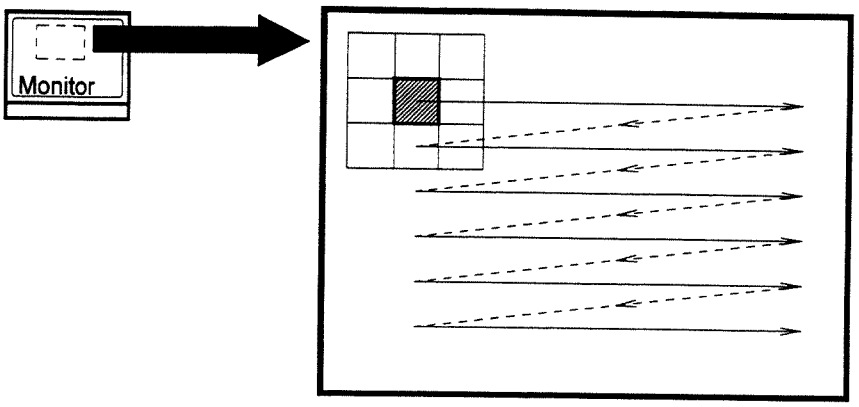


Fig. 4.1. Mecanismo da filtragem espacial e forma usual de implementar o varrimento de uma área da imagem.

4.1.1 Filtragem por Convolução

A filtragem por convolução é uma operação de vizinhança que consiste em transformar a imagem $f(x,y)$ modificando o valor do *pixel* (x,y) através de um determinada função dos *pixels* de f contidos na vizinhança S daquele *pixel*. Matematicamente esta transformação traduz-se em:

$$g(x,y) = \sum_{(n,m)\in S} h(m,n) f(x-m, y-n) \tag{4.4}$$

isto é, para cada *pixel* existe uma transformação condicionada pelo valor dos seus *pixels* vizinhos na área S. A matriz a utilizar para a transformação pode ter os mais diversos formatos conforme o fim a que se destina. Pode ser rectangular, quadrada com três ou mais *pixel* de lado. Alguns dos elementos podem ser nulos pelo que dentro dos formatos já referidos poderemos ter muitos outros.

Filtros Passa-Baixo

Este tipo de filtros destinam-se a diminuir o ruído devido aos mais variados motivos. Contornos e variações abruptas nos valores da intensidade, ou seja os detalhes, de uma imagem são esbatidos. A sua utilização primordial neste trabalho é para eliminar o ruído introduzido pelo *speckle* nas franjas secundárias. O cálculo da fase com as franjas previamente filtradas permite obter um mapa de fase muito mais limpo e com mais informação que é perdida pelo efeito prejudicial que o *speckle* tem neste tipo de franjas. Um dos tipos mais simples deste variante de filtro apresenta uma matriz da forma:

$$h(m,n) = \frac{1}{5}\begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \tag{4.5}$$

Existem muitas variantes de filtros deste tipo, conforme o preenchimento da matriz. Os pesos da matriz utilizada são normalizados de modo a que não seja introduzida alteração do nível médio da imagem. A ideia básica é a de que este tipo de filtro efectua uma média, que pode ou não ser pesada, de um conjunto de *pixels* na vizinhança do *pixel* a ser transformado. Pode-se dizer que este filtro actua como uma integração do sinal na zona de influência da matriz. A matriz mais comum utilizada na filtragem do tipo passa-baixo é da forma:

$$h(m,n)=\frac{1}{9}\begin{bmatrix}1 & 1 & 1\\ 1 & 1 & 1\\ 1 & 1 & 1\end{bmatrix} \tag{4.6}$$

sendo a que normalmente fornece os melhores resultados para as imagens processadas no âmbito do trabalho aqui apresentado. Podem utilizar-se imagens com maior dimensão, o que permite tornar o filtro mais agressivo. No entanto é preferível utilizar a matriz anterior efectuando mais do que uma passagem, de modo a conseguir uma maior redução do ruído sem afectar demasiado o sinal a processar, neste caso as franjas secundárias. A Fig. 4.2 mostra um exemplo da filtragem efectuada deste modo. O *speckle* é um tipo de ruído muito difícil de eliminar, como se pode ver pela figura; contudo a melhoria da qualidade das franjas é notória e permite uma melhoria ainda mais significativa em termos de cálculo de fase. A atenuação do ruído permite, para a mesma gama de níveis de intensidade, ter uma imagem muito mais perceptível.

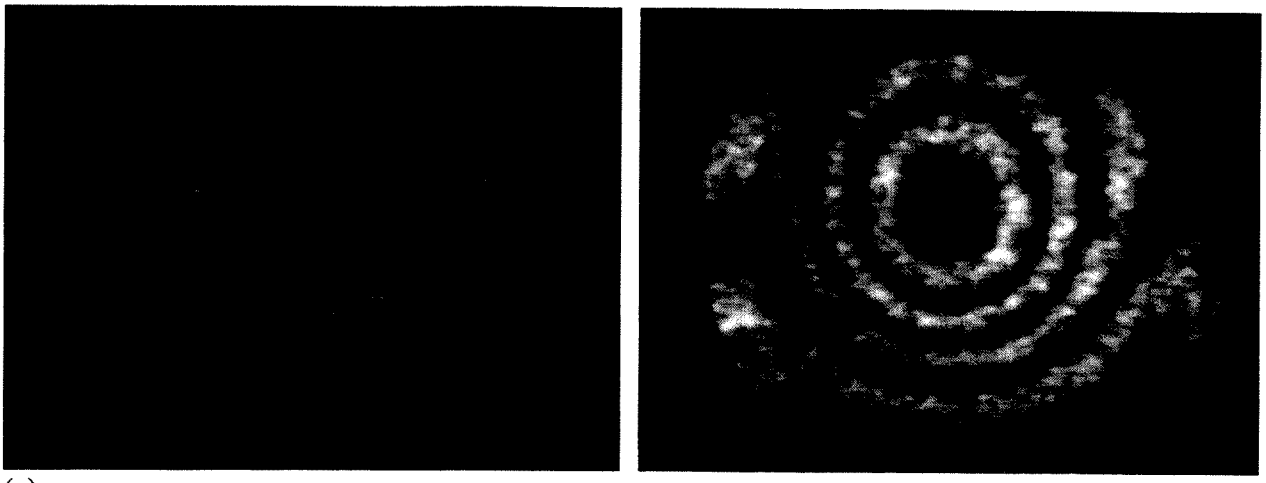
A matriz a usar pode também ser construída de modo a darmos pesos diferentes aos *pixels* envolvidos no processamento. Um exemplo é o seguinte:

$$h(m,n)=\frac{1}{32}\begin{bmatrix}0 & 1 & 1 & 1 & 0\\ 1 & 2 & 2 & 2 & 1\\ 1 & 2 & 4 & 2 & 1\\ 1 & 2 & 2 & 2 & 1\\ 0 & 1 & 1 & 1 & 0\end{bmatrix} \tag{4.7}$$

O pesos atribuídos podem inclusive seguir um perfil gaussiano, como é o caso, ou outro pretendido para um fim específico. A utilização de matrizes de dimensões muito elevadas também não é frequente, pois nestes casos a filtragem usando a FFT é mais eficiente. A matriz a utilizar também não precisa de ser quadrada podendo, por exemplo, se pretendermos fazer uma filtragem com uma direcção preferencial, usar uma matriz do tipo:

$$h(m,n)=\frac{1}{10}\begin{bmatrix}1 & 2 & 4 & 2 & 1\end{bmatrix} \tag{4.8}$$

Concluindo, pode dizer-se que a forma da matriz e a sua composição dependem do resultado que se pretende obter, onde a experiência do utilizador desempenha um papel importante.



(a) (b)

Fig. 4.2. Imagem com franjas secundárias de *speckle* (a) e filtragem passa-baixo usando a filtragem espacial por convolução (b).

Filtro Passa-Alto

Este filtro tem um efeito contrário ao do filtro passa-baixo. Quer isto dizer que agora são evidenciadas as transições bruscas e atenuadas as variações lentas, de que é exemplo a intensidade média da imagem. A mesmas considerações do filtro passa-baixo se podem aplicar aqui quanto à construção da matriz. A matriz mais frequentemente utilizada é do tipo:

$$h(m,n) = \begin{bmatrix} -1 & -1 & -1 \\ -1 & 9 & -1 \\ -1 & -1 & -1 \end{bmatrix} \tag{4.9}$$

A diferença de sinal entre o elemento central e os seus vizinhos faz com que as variações bruscas dêem lugar a uma resposta muito mais significativa do que a das variações ligeiras. Repare-se que o resultado da aplicação desta máscara pode dar lugar a resultados negativos. Por isso o resultado da convolução deve posteriormente ser acondicionado na gama de valores disponível para representar a imagem, normalmente de 0 a 2^n, onde n é o número de *bits* usados para cada ponto.

A utilização deste tipo de filtro encontra utilização, por exemplo, no pré-processamento dos hologramas digitais. Na Fig. 4.3 pode ver-se a aplicação deste tipo de filtro a um holograma digital (c), o que permite aumentar o contraste das franjas de interferência resultando numa melhor qualidade após a reconstrução numérica (d). Se observarmos cuidadosamente a zona filtrada podemos ver muito melhor as franjas de interferência. A melhoria conseguida na reconstrução verifica-se sobretudo na visibilidade geral do holograma, onde se nota uma menor influência do termo de ordem zero (mancha cruciforme em (b)) na reconstrução.

O uso do filtro passa-alto nas franjas secundárias pode ter utilidade no caso dum sistema com controlo visual. Em termos de cálculo de fase, o filtro passa-alto só piora as coisas, mas em

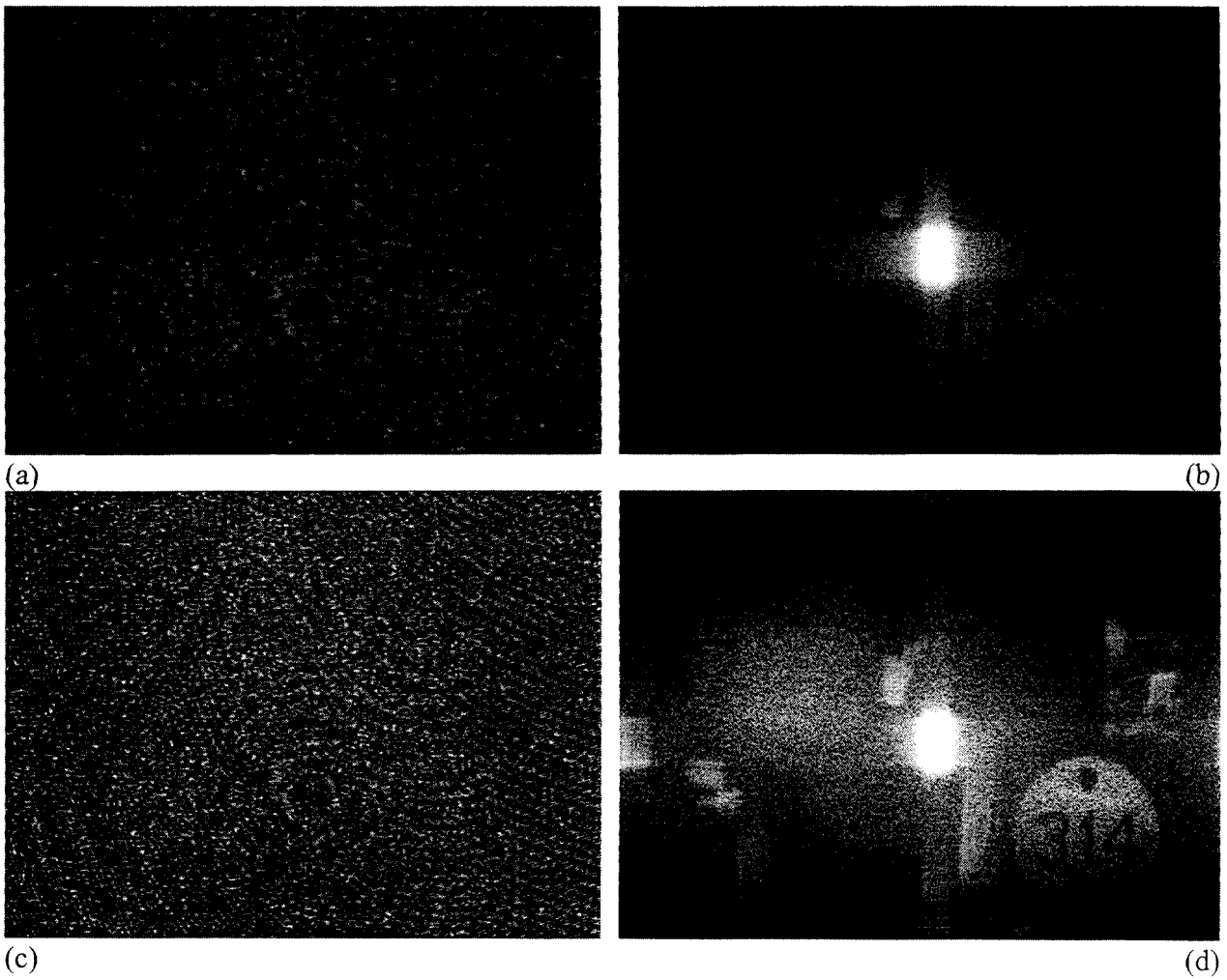


Fig. 4.3. Holograma digital (a) e sua reconstrução numérica (b). Aplicação da filtragem passa-alto ao holograma digital (c) e o efeito obtido na sua reconstrução (d).

termos de clareza visual pode ter efeitos muito positivos. O filtro passa-alto aumenta o contraste das imagens com ruído de *speckle* e, por isso, em termos visuais as imagens podem melhorar significativamente. A Fig. 4.4 pretende ilustrar estas afirmações. As franjas secundárias têm frequentemente uma modulação baixa, devido à necessidade de evitar a saturação quando se obtêm as imagens com franjas primárias e, por isso, visualmente são geralmente escuras. A aplicação de um filtro passa-alto, operação que pode ser feita em tempo real, permite tornar as franjas secundárias muito mais visíveis, como se mostra em (b) e (d). A modulação das franjas mostradas em (c) é mesmo muito baixa, de tal modo que praticamente não se vêm franjas na imagem. Estas imagens foram obtidas com técnicas pulsadas, o que geralmente origina uma intensidade diferente nas duas imagens, resultando por isso uma imagem de subtracção de baixo contraste. A normalização das imagens antes da subtracção pode resolver parcialmente o problema. A aplicação do filtro passa-alto permite identificar claramente todas as franjas existentes na imagem.

Outra utilização de interesse é o caso da correlação espacial de *speckle* para medir os deslocamentos no plano, Fig. 4.5. A filtragem passa-alto permite aumentar significativamente o contraste do *speckle*, o que confere ao método uma maior fiabilidade no cálculo. Ainda neste método pode acrescentar-se a binarização da imagem (*threshold*) que permite eliminar a fase dos

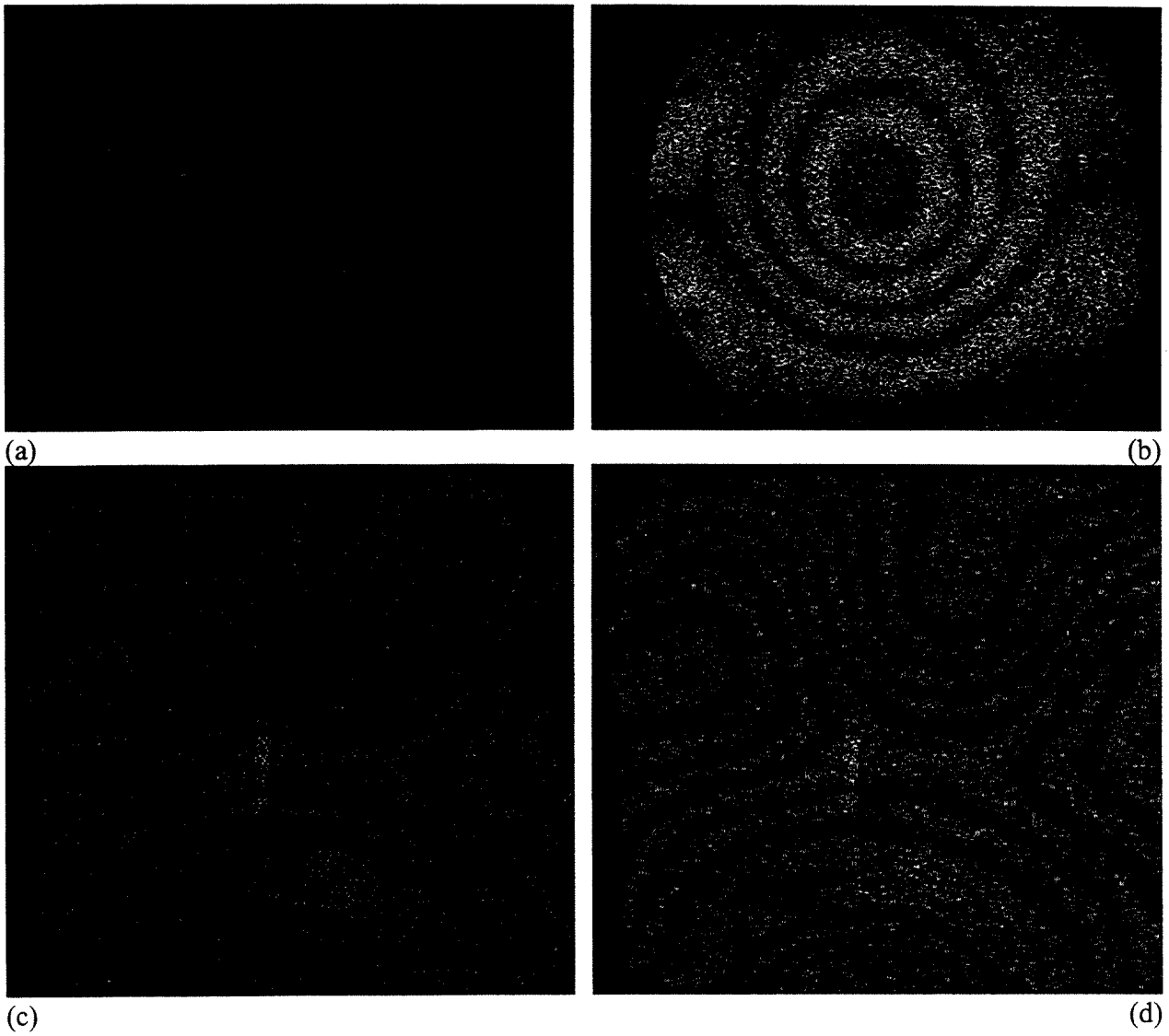


Fig. 4.4. Aplicação da filtragem passa-alto a franjas secundárias de *speckle*. Um caso de franjas estáticas antes (a) e após filtragem (b). E o caso dum fenómeno dinâmico (d) com uma modulação muito baixa (c).

grãos de *speckle*. A Fig. 4.5(c) mostra a aplicação desta operação à imagem da Fig. 4.5(b). Nesta operação é necessário garantir que haja uniformidade de pontos brancos e pretos, caso contrário o resultado global será pior. Por isso se existirem zonas muito escuras ou claras é preferível usar apenas o filtro passa-alto.

Detecção de Contornos (Derivação por Convolução)

Os filtros deste tipo são úteis principalmente para evidenciar contornos (transições bruscas dos níveis de intensidade) numa imagem. Se o filtro passa-baixo é uma integração, este funciona como uma derivação e é de certa forma também complementar daquele, logo evidenciando os detalhes e atenuando a variações lentas. O que o distingue do filtro passa-alto é a soma dos elementos (pesos) da matriz h que no caso do filtro passa-alto é a unidade e neste é nulo.

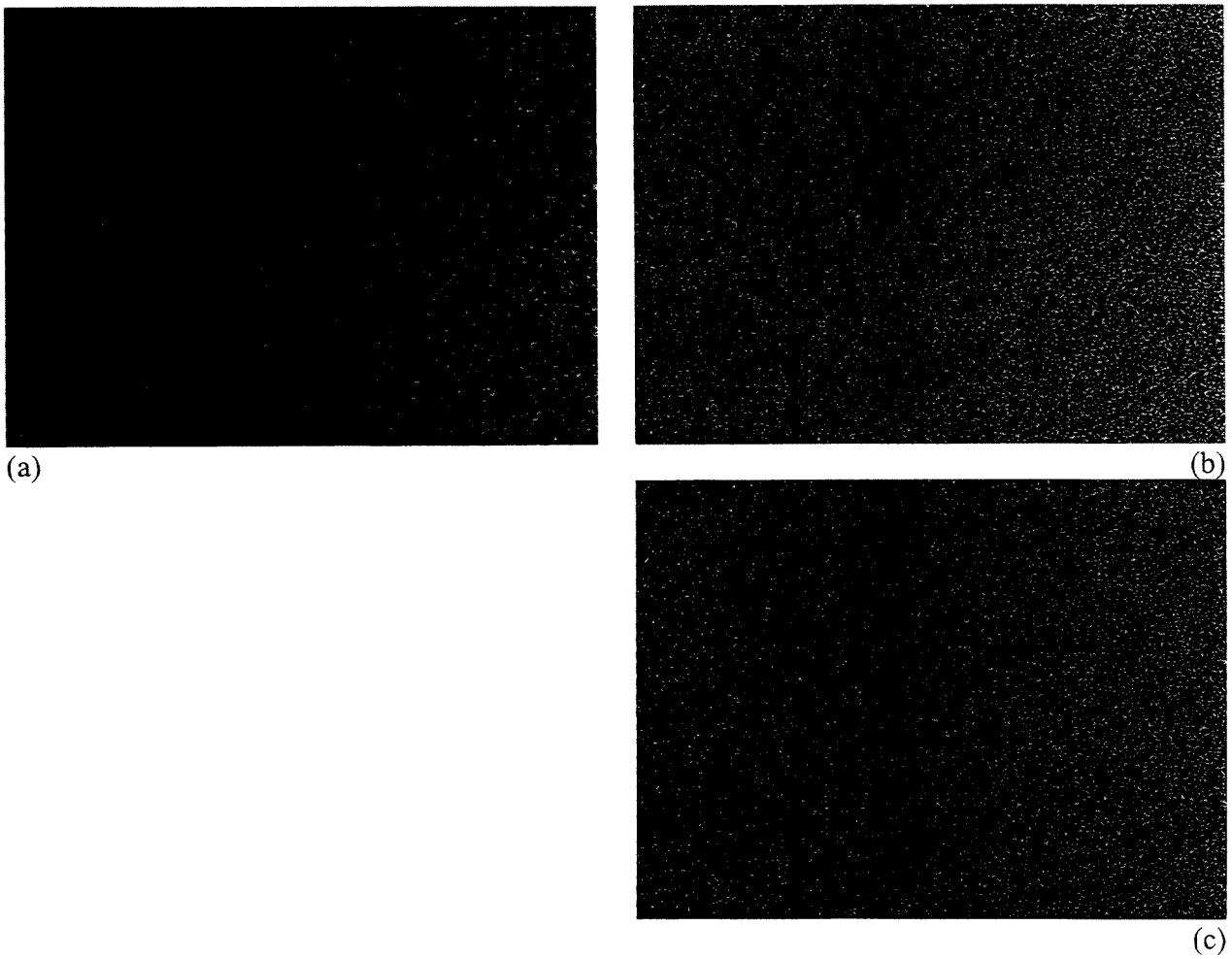


Fig. 4.5. Imagem de um padrão de *speckle* (a) que aumenta significativamente de contraste quando lhe é aplicado um filtro passa-alto (b). O *threshold* permite eliminar a fase dos *speckles* (c).

O método mais comum de derivação em processamento de imagem é o da aplicação do operador gradiente. Dada uma função $f(x,y)$, o gradiente de f no ponto (x,y) é definido pelo vector:

$$G[f(x,y)] = \begin{bmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} \\ \frac{\partial f}{\partial y} \end{bmatrix} \tag{4.10}$$

A derivada para uma dada direcção pode ser aproximada, em termos de diferenças finitas à frente, por:

$$\frac{\partial f}{\partial x} \cong \frac{f(x,y) - f(x+1,y)}{\Delta x} \tag{4.11}$$

ou por diferenças finitas centrais:

$$\frac{\partial f}{\partial x} \cong \frac{f(x-1,y)-f(x+1,y)}{2\Delta x} \tag{4.12}$$

Se usarmos as diferenças finitas à frente e considerarmos todas as oito direcções correspondentes aos *pixels* vizinhos do *pixel* a ser transformado:

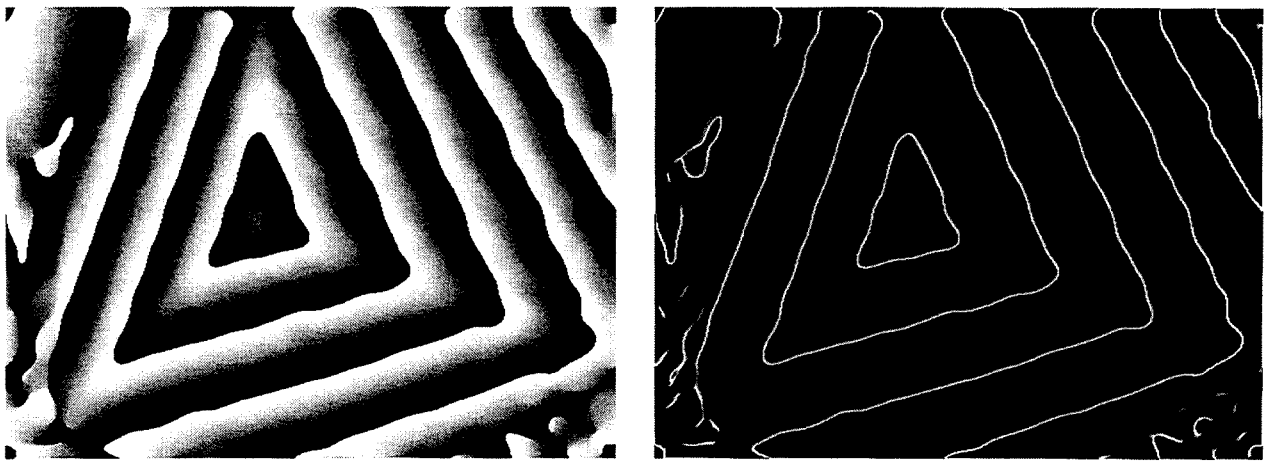
$$h(m,n)=\begin{bmatrix}0&0&0\\0&1&-1\\0&0&0\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}0&0&-1\\0&1&0\\0&0&0\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}0&-1&0\\0&1&0\\0&0&0\end{bmatrix}+\ldots+\begin{bmatrix}0&0&0\\0&1&0\\0&0&-1\end{bmatrix} \tag{4.13}$$

obteremos uma matriz que é frequentemente utilizada para a detecção de fronteiras no caso da segmentação de imagens:

$$h(m,n)=\begin{bmatrix}-1&-1&-1\\-1&8&-1\\-1&-1&-1\end{bmatrix} \tag{4.14}$$

Este filtro que também é conhecido por Laplaciano (Pratt, 1978) e permite determinar mudanças bruscas de intensidade seja qual for a direcção. A aplicação deste filtro a imagem com um mapa de fase pode servir para detectar as zonas de transição dos valores principais da função arco-tangente (saltos 2π), como se pode ver na Fig. 4.6. Outras aplicações do género podem ser encontradas especialmente no processamento de imagem aplicado ao reconhecimento de padrões. No trabalho agora apresentado não teve aplicação, mas como sugere o exemplo da Fig. 4.6 pode ainda vir a ser utilizado em desenvolvimentos futuros.

Nem sempre estamos interessados na detecção de gradientes em todas as direcções e, por isso, o Laplaciano não é o único filtro deste tipo a ser usado. Se estivermos interessados apenas na



(a) (b)

Fig. 4.6. Mapa de fase módulo 2π (a) e aplicação do operador Laplaciano a esse mapa permitindo evidenciar as transições 2π da fase (b).

derivação segundo uma direcção podemos usar um filtro do tipo:

$$h(m,n)=\begin{bmatrix}-1 & 0 & 1\\ -2 & 0 & 2\\ -1 & 0 & 1\end{bmatrix} \tag{4.15}$$

afectando neste caso pesos diferentes à linha central e laterais, e usando diferenças finitas centrais. Tal como nos filtros passa-baixo e passa-alto, pode-se construir uma infinidade funções de transferência; a única regra a seguir é manter as características de banda passante de cada um dos filtros adaptando a máscara ao problema em questão.

4.1.2 Filtro de Mediana

O filtro de mediana é um filtro não linear desenvolvido por Tukey (1971) para remover ruído devido a pontos com valores díspares. O funcionamento é baseado na substituição do *pixel* central da janela de filtragem pelo valor mediano de todos os *pixel* incluídos naquela janela. Este tipo de filtro ao eliminar valores de intensidade díspares é ideal para eliminar ruído aleatoriamente distribuído numa imagem. A grande diferença, e talvez uma grande vantagem, relativamente ao filtro passa-baixo é a não eliminação de transições bruscas, preservando por isso os detalhes e contornos mais significativos de uma imagem. A expressão que traduz esta operação de filtragem é:

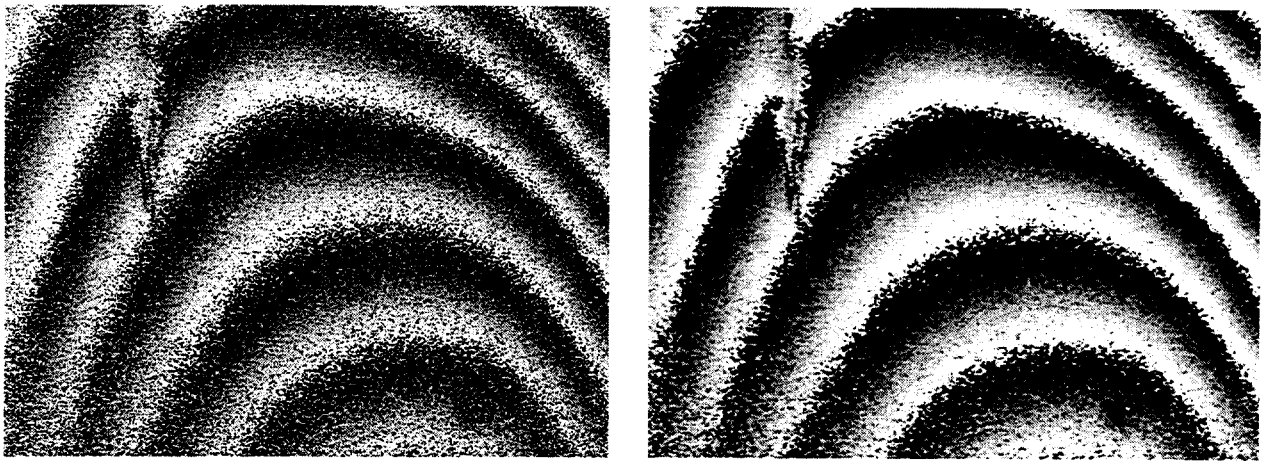
$$g(x,y)=med\{f(x-m,y-n),(m,n)\in W\} \tag{4.16}$$

Exemplifiquemos a aplicação do filtro de mediana a uma situação em concreto, considerando a matriz de pontos abaixo e à esquerda. A ordenação dos valores dos pontos incluídos na matriz resultará em 8, 9, 10, 11, 12, 12, 14, 17, 63, donde se conclui que o valor da mediana é 12. Assim sendo, o valor do ponto central passa a ser 12 após a aplicação do filtro, o que dará como resultado a matriz que se encontra à direita:

$$\begin{bmatrix}10 & 12 & 9\\ 12 & 63 & 8\\ 11 & 14 & 17\end{bmatrix}\rightarrow\begin{bmatrix}10 & 12 & 9\\ 12 & 12 & 8\\ 11 & 14 & 17\end{bmatrix}$$

Uma estratégia para a utilização deste filtro é começar com uma matriz 3×3, se não houver perda significativa do sinal pode aumentar-se a dimensão da matriz e aplicá-lo novamente à imagem original. O processo termina quando se começar a verificar maior degradação da imagem do que eliminação do ruído. Este filtro pode ser usado com ou sem actualização dos pontos que vão sendo processados.

Dadas as suas características, este filtro não serve normalmente para eliminar ruído de natureza *speckle*, mas encontra utilização na filtragem de mapas de fase. Nestes casos permite eliminar pontos onde se verificam erros de cálculo devido à falta de modulação e dar um aspecto muito mais limpo ao mapa de fase, como se pode ver na Fig. 4.7. Antes do desenvolvimento dos chamados filtros de fase (capítulo 6), este tipo de filtro era o processo utilizado para filtrar a fase.



(a) (b)

Fig. 4.7. Mapa de fase módulo 2π com ruído de *speckle* (a) e o resultado da aplicação de um filtro de mediana (b).

4.1.3 Filtro Recursivo

Recursivo significa realimentado, por isso, este tipo de filtro fornece o resultado em função não só dos valores de entrada mas também dos de saída. Em certas situações a filtragem recursiva pode ser mais eficiente do ponto de vista computacional do que a filtragem por transformadas (Pratt, 1978). Outra vantagem pode ser a menor exigência em termos de espaço de armazenamento, já que a mesma área de memória usada pela imagem pode servir para colocar o valor da filtragem. O filtro recursivo é baseado na relação recursiva entre a entrada e a saída do seguinte modo:

$$g(x,y) = \sum_{i,j \in S_1} a(i,j) \cdot f(x-i, y-j) - \sum_{k,l \in S_2} b(k,l) \cdot g(x-k, y-l) \tag{4.17}$$

onde f e g representam respectivamente as imagens de entrada e de saída, e a e b representam matrizes de coeficientes pesados. O conceito fundamental está em que a imagem resultante depende não só da imagem original mas também do resultado entretanto produzido para os pontos já processados.

Qin *et al.* (1994) propuseram um filtro recursivo para eliminar o ruído introduzido pelo *speckle* que produz resultados bastante positivos e se revela relativamente rápido no processamento. Tomando como sinal de entrada o próprio *pixel* a processar (x,y) e o *pixel* anterior $(x\text{-}1,y)$ já processado, a operação de filtragem é feita, numa primeira passagem, de acordo com:

$$g_1(x,y) = \frac{1}{a+b}\left[a \cdot f(x,y) + b \cdot g_1(x-1,y)\right] \tag{4.18}$$

onde a e b são constantes que representam os pesos da imagem original e da imagem processada. Diferentes tipos de filtragem podem ser conseguidas através da variação daqueles pesos. Assim quanto maior o valor de a mais informação primária é preservada, e o contrário se passa com o

aumento de b. Os valores de a e b podem ser ajustados experimentando várias combinações, até se chegar a um resultado satisfatório. Geralmente esta escolha varia de imagem para imagem, representando a:b=1:7 uma boa relação de pesos para o caso das imagens de *speckle*. O processamento é repetido em toda a área a processar, fazendo-se um varrimento do tipo descrito na Fig. 4.1.

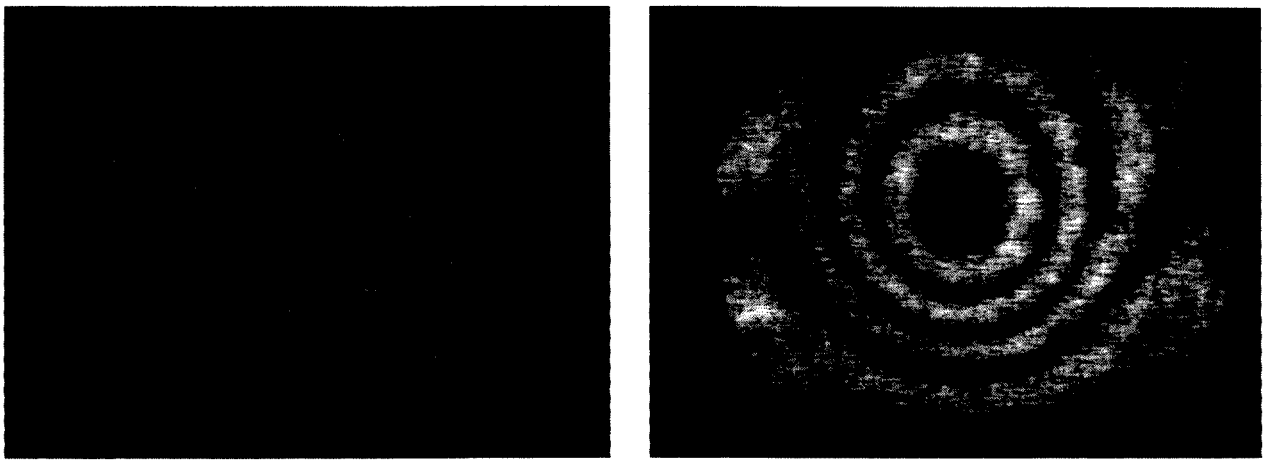
A segunda passagem é feita usando um procedimento idêntico, mas agora no sentido oposto:

$$g_2(x,y) = \frac{1}{a+b}\left[a \cdot g_1(x,y) + b \cdot g_2(x,y-1)\right] \tag{4.19}$$

Este varrimento em sentido oposto elimina o ligeiro "arrastamento" da imagem para a direita provocado pela aplicação da expressão (4.18). O filtro permite obter resultados bastante aceitáveis, como se mostra na Fig. 4.8. As franjas secundárias filtradas permitem obter um mapa de fase com menor ruído e mais fácil de processar à *posteriori* . O processamento com este tipo de filtro permite filtragens, muito mais rápidas que a filtragem espectral usando a FFT e em certos casos mais rápidas que a própria convolução.

4.1.4 Filtro Adaptativo

Dávila *et al.* (1996) propuseram um outro tipo de filtro a que chamaram filtro à escala espacial. O filtro é baseado na teoria de informação e nas propriedades estatísticas da imagem. Segundo os resultados apresentados, este filtro permite uma melhoria na redução do ruído *speckle* quando comparado com os filtros espectrais usando a FFT. Em comparação com os filtros passa-baixo por convolução e de mediana, a melhoria dos resultados é muito significativa. O filtro apresenta uma outra característica muito importante que é a preservação das fronteiras e furos dos objectos incluídos na imagem.



(a) (b)

Fig. 4.8. Filtragem de uma imagem com franjas secundárias (a) usando o filtro recursivo apresentado (b). Compare-se com a filtragem da Fig. 4.2(b).

4.2 Filtragem Temporal (Média de Imagens)

O problema da redução do ruído de *speckle* é diferente e mais complicado que o do ruído aditivo, precisamente pelo facto de não ser puramente aditivo. Quando o fenómeno de *speckle* está presente, a forma mais eficiente de eliminar esse tipo de ruído é fazer uma média de várias imagens correspondentes à mesma situação de solicitação. Este procedimento permite eliminar o ruído devido quer a todo a parte electrónica quer a perturbações ambientais. Se acrescentarmos a mudança do campo de *speckle*, por exemplo alterando a iluminação do objecto, conseguimos também eliminar o *speckle* existente na imagem. Este procedimento é designado por decorrelacionamento do *speckle*. Os problemas desta técnica devem-se à quantidade de imagens necessárias para conseguir uma melhoria de qualidade significativa no resultado final. O fenómeno a ser observado deve ser suficientemente estável para que seja possível registar imagens com as mesmas franjas. Por esse motivo, a principal dificuldade no uso deste método reside na dificuldade de registar várias imagens referentes à mesma situação.

Uma imagem com ruído pode ser descrita pelo seguinte modelo:

$$g(x,y) = f(x,y)\eta(x,y) + \varepsilon(x,y) \tag{4.20}$$

onde $\eta(x,y)$ representa o ruído introduzido pelo fenómeno de *speckle* e $\varepsilon(x,y)$ o ruído electrónico e ambiental que é aditivo. Se descorrelacionarmos o *speckle*, através da mudança da iluminação, o ruído aditivo, que tem um valor médio nulo, numa média de imagens tende a desaparecer. O objectivo deste procedimento é obter um resultado menos ruidoso por adição de uma série de imagens com ruído $g_i(x,y)$.

Se as considerações antes feitas forem verdadeiras, então uma imagem formada pela média de N imagens com ruído:

$$\bar{g}(x,y) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} g_i(x,y) \tag{4.21}$$

conduz a um valor esperado:

$$E\left[\bar{g}(x,y)\right] = f(x,y)\overline{\eta}(x,y) \tag{4.22}$$

sendo o desvio padrão da imagem dado por:

$$\sigma_{\bar{g}(x,y)} = \frac{1}{\sqrt{N}}\sigma_{\eta(x,y)} \tag{4.23}$$

o que sugere que, à medida que aumentamos o número de imagens, diminui o desvio padrão e por conseguinte a expressão (4.22) tende para a imagem isenta de ruído. Por outras palavras, à medida que o número de imagens aumenta a imagem tende para $f(x,y)$. Sendo o contraste dado por (Jain, 1989):

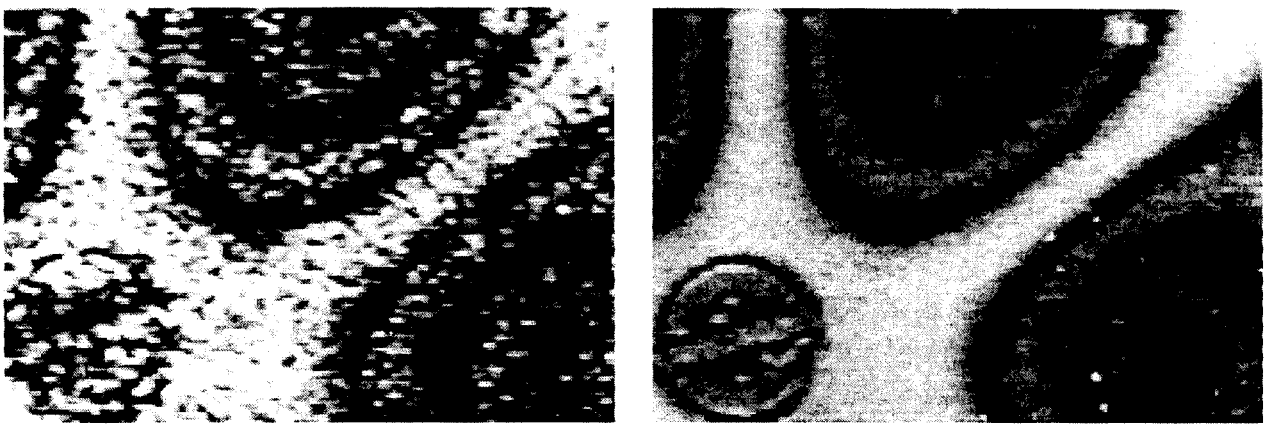
$$V = \frac{\sigma_{\bar{g}(x,y)}}{E[\bar{g}(x,y)]} \tag{4.24}$$

de imediato se pode concluir que o contraste aumenta de $\sqrt{N}$ para uma média temporal de N imagens. A Fig. 4.9 mostra um exemplo da aplicação desta técnica à interferometria *speckle* em *time average* que foi sugerida pela primeira vez por Vikhagen (1989). O número de imagens torna o processo pesado em termos computacionais e mesmo operacionais, mas repare-se que a melhoria de qualidade é notável.

Esta técnica é fácil de implementar no caso da correlação *speckle* por *time average*, mas não no caso de situações estáticas. Isto porque é extremamente difícil conseguir gravar vários interferogramas de uma situação estática quando se muda a iluminação para descorrelacionar o *speckle*. Isto obrigaria a gravar novas imagens de referência e deformada com o mesmo carregamento. Nestas situações o melhor será usar a média espacial (convolução) como refere Jain (1989). Contudo Vikhagen e Løkberg (1997) já propuseram técnicas para tentar ultrapassar estas dificuldades, onde mostram que a média temporal permite aumentar a relação sinal/ruído e a resolução da imagem resultante.

4.3 A Transformada de Fourier

A transformada de Fourier é conhecida por ser uma ferramenta matemática usada na resolução de problemas lineares. A teoria das transformadas de Fourier tem um papel preponderante em diversos ramos da ciência, sendo impressionante o número de aplicações que esta ferramenta matemática pode ter. As transformadas de Fourier são largamente usadas para estudar funções que variam com o tempo ou com o espaço no domínio das frequências (Papoulis, 1962; Bracewell, 1986). Uma onda - óptica, eléctrica ou acústica - e os seus espectros de frequência são transformadas de Fourier uma da outra, o que quer dizer que a transformada de Fourier é uma relação essencialmente física.



(a) (b)

Fig. 4.9. Filtragem do *speckle* por média de 50 imagens (Løkberg, 1993).

O par de transformadas de Fourier a uma variável é definido como (Bracewell, 1986):

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{f(x)\} = F(u) &= \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\exp(-i2\pi xu)dx \\ \mathcal{F}^{-1}\{F(u)\} = f(x) &= \int_{-\infty}^{+\infty} F(u)\exp(i2\pi xu)du \end{aligned} \tag{4.25}$$

A primeira expressão é a definição de transformada de Fourier da função $f(x)$ e a segunda a transformada inversa daquela. A conjunção das duas expressões traduz o teorema do integral de Fourier. As duas transformadas não são exactamente iguais devido à necessidade de cumprir este teorema, ou seja de que a transformada inversa de $F(u)$ deve permitir obter novamente a função $f(x)$. As condições de existência da transformada de Fourier são as da existência de integral de $f(x)$ no intervalo definido e de que qualquer descontinuidade em $f(x)$ seja finita.

A transformada de Fourier de uma função real é normalmente uma função complexa, ou seja:

$$F(u) = \mathrm{Re}(u) + i\,\mathrm{Im}(u) \tag{4.26}$$

onde Re e Im designam respectivamente as partes real e imaginária de $F(u)$. É frequente expressar a equação anterior na forma:

$$F(u) = |F(u)|\exp[i\phi(u)] \tag{4.27}$$

onde

$$|F(u)| = \left[\mathrm{Re}^2(u) + \mathrm{Im}^2(u)\right]^{1/2} \tag{4.28}$$

e

$$\phi(u) = \tan^{-1}\left[\frac{\mathrm{Im}(u)}{\mathrm{Re}(u)}\right] \tag{4.29}$$

representando $|F(u)|$ o espectro de Fourier de $f(x)$, e $\phi(u)$ a sua fase.

Um pequeno número de propriedades e teoremas permite compreender melhor como se pode pensar e executar o processamento de sinal através do uso das transformadas de Fourier. Vamos referir-nos a alguns deles que são uma ajuda importante na compreensão de alguns métodos usados neste trabalho.

A mudança de escala no domínio espacial, ou teorema da similaridade de uma função f, é descrita por:

$$f(ax) \Leftrightarrow \frac{1}{|a|}F(u/a) \tag{4.30}$$

onde a representa uma constante. A expressão representa uma equivalência entre o domínio espacial (esquerda) e o domínio espectral (direita), ou seja representa pares de transformadas. O teorema traduz a compressão da escala espectral quando se expande a escala espacial. A compressão da escala é acompanhada de um aumento da amplitude, como é mostrado na Fig. 4.10.

O reciproco do teorema anterior será a mudança de escala no domínio espectral:

$$\frac{1}{|b|} f(x/b) \Leftrightarrow F(bu) \tag{4.31}$$

Os teoremas da adição e da linearidade permitem constatar que:

$$a\, f(x) + b\, g(x) \Leftrightarrow a\, F(u) + b\, G(u) \tag{4.32}$$

ou seja que a transformada da soma de duas funções é igual à soma das suas transformadas. Na equação a e b representam duas constantes que traduzem a linearidade da transformada.

O teorema do deslocamento no domínio espacial traduz-se numa alteração de fase da transformada, mantendo-se a amplitude constante:

$$f(x - x_0) \Leftrightarrow F(u) \exp(-2\pi i u x_0) \tag{4.33}$$

A Fig. 4.11 mostra o que acontece a uma função sinusoidal quando esta se desloca no domínio espacial. Como se pode ver pela figura a amplitude mantém-se, havendo apenas alteração da fase.

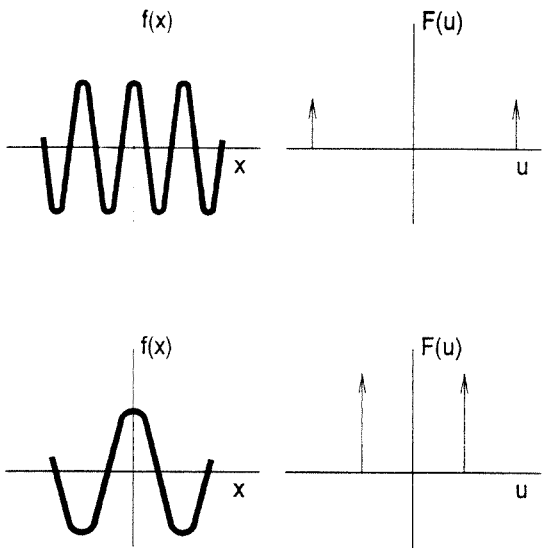


Fig. 4.10. Mudança de escala no domínio espacial e suas consequências na transformada de Fourier.

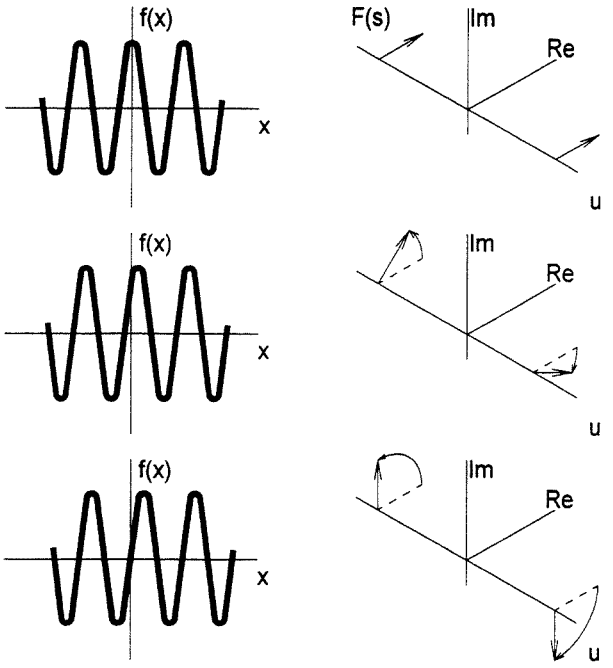


Fig. 4.11. Deslocamento no domínio espacial e suas consequências na transformada de Fourier.

O deslocamento no domínio das frequências é um dos teoremas importantes usados neste trabalho, Fig. 4.12. É o caso da introdução de uma portadora numa determinada imagem que vai originar um deslocamento do sinal em termos de domínio espectral e vai tornar possível a determinação da fase das franjas moduladas com portadoras. Este teorema traduz-se em:

$$f(x)\exp(-2\pi i u_0 x) \Leftrightarrow F(u-u_0) \tag{4.34}$$

ou como alguns autores apresentam de forma alternativa, chamando-lhe teorema da modulação:

$$f(x)\cos(\omega x) \Leftrightarrow \tfrac{1}{2}F(u-\omega/2\pi)+\tfrac{1}{2}F(u+\omega/2\pi) \tag{4.35}$$

sendo desta forma mais perceptível a separação dos dois sinais nos métodos que usam a transformada de Fourier para determinação da fase das franjas de interferometria.

A convolução de duas funções é definida do seguinte modo:

$$f * g \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} f(s)g(x-s)ds \tag{4.36}$$

onde s representa uma coordenada auxiliar colinear com x. É esta convolução que vai permitir, por exemplo, efectuar filtragens usando a transformada de Fourier como veremos mais à frente. Em termos de transformada de Fourier, o teorema da convolução traduz-se em:

$$f * g \Leftrightarrow F(u)G(u) \tag{4.37}$$

ou seja a convolução de duas funções é igual ao produto das respectivas transformadas.

Por outro lado, a correlação entre duas funções f e g é definida por:

$$f \circ g \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} f(s)g(x+s)ds \tag{4.38}$$

o que em termos de transformadas resulta no teorema da correlação:

$$f \circ g \Leftrightarrow F(u)H^{*}(u) \tag{4.39}$$

este teorema é um caso particular do teorema da convolução, Fig. 4.13. Um caso particular do teorema da correlação é também o teorema de Wiener-Khinchin ou da autocorrelação que se

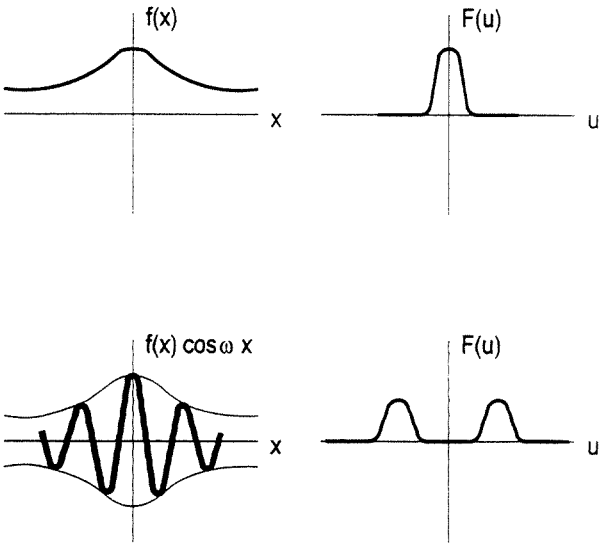


Fig. 4.12. O teorema da modulação que corresponde à introdução de um sinal portador modulado em amplitude pela função $f(x)$.

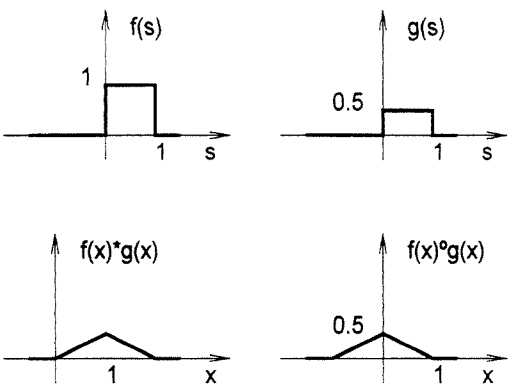


Fig. 4.13. As diferenças e semelhanças entre a convolução e a correlação.

traduz em:

$$f \circ f \Leftrightarrow |F(u)|^2 \tag{4.40}$$

ou seja que a função autocorrelação pode ser expressa no domínio das frequências pelo quadrado da transformada da função.

O teorema da derivação permite definir a derivada em termos de domínio espectral do seguinte modo:

$$f'(x) \Leftrightarrow i2\pi u F(u) \tag{4.41}$$

Esta multiplicação da transformada por u permite verificar que a derivação evidencia as altas frequências, atenua as baixas e elimina o termo de ordem zero.

4.3.1 A Transformada Discreta e Bidimensional

A transformada de Fourier pode ser aplicada a funções contínuas ou discretas, sendo a formulação adaptada a cada um destes tipos de funções. No caso do processamento digital de sinais, trata-se invariavelmente de funções de que apenas conhecemos valores discretos em intervalos regulares, apesar de estar subjacente uma função contínua. Qualquer que seja o caso, os valores da transformada só estarão disponíveis para determinados pontos do domínio considerado. Do ponto de vista operacional é irrelevante falar de valores que não aqueles medidos e transformados.

A medida discreta pode ser vista como um caso especial da medição contínua. A amostragem pode ser vista como uma medição pontual registada numa matriz por funções delta de Dirac igualmente espaçadas com uma amplitude dada pelos seus coeficientes, Fig. 4.14. Nas situações mais comuns a função é amostrada em intervalos regulares de espaço. Se Δ for o intervalo espacial entre amostragens de modo que

$$f_i = f(i\Delta) \quad i = 0,\ldots,n \tag{4.42}$$

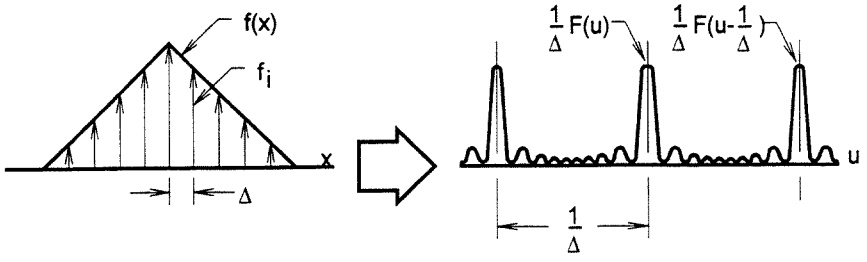


Fig. 4.14. Amostragem duma função $f(x)$ e a sua transformada de Fourier, que é a repetição da transformada de $f(x)$ em intervalos de $1/\Delta$.

então $1/\Delta$ representa a frequência de amostragem. Quando se trata de amostragens, é usual definir um valor crítico para esta frequência de amostragem que não deve ser ultrapassada, o que conduziria à representação de uma função que não aquela pretendida. Este valor limite é designado por frequência crítica de Nyquist e é normalmente dada pela expressão:

$$\nu_c \equiv \frac{1}{2\Delta} \tag{4.43}$$

Por exemplo, a amostragem da função seno conduziria, na situação limite, à consideração do valor do pico positivo da função seguido do valor mínimo negativo e assim sucessivamente. Isto significa que a amostragem crítica da função seno seria constituída por duas amostras por ciclo. Mesmo assim isto poderia conduzir a problemas na amostragem, se em vez de acertarmos nos picos positivos e negativos acertacemos nos zeros, o que conduziria à amostragem de uma função nula. Por estes motivos não se deve andar muito próximo da frequência crítica. A passagem da frequência de Nyquist origina um fenómeno chamado *aliasing* que origina uma função inexistente e totalmente diferente da função real dentro da gama de frequências $-\nu_c < \nu < \nu_c$. Este fenómeno acontece devido à subamostragem da função.

A transformada de uma função amostrada é uma série de repetições da transformada da função original $f(x)$ separadas no domínio das frequências por intervalos $1/\Delta$, Fig. 4.14. A sobreposição dessas repetições seria o resultado do fenómeno de *aliasing* originado por subamostragem da função.

Translação de Origem e Espectro Logarítmico

A Fig. 4.15 mostra um exemplo de cálculo da transformada de Fourier. A função a transformar é um impulso que após aplicar a transformada de Fourier dará uma amplitude como a mostrada no segundo gráfico da mesma figura. Quando se faz a transformada o resultado aparece em termos das frequências de 0 a n-1, que não é a melhor representação para a análise do sinal, já que a zona fundamental do sinal se encontra separada e nas extremidades do domínio. Por isso, é habitual centrar a transformada de Fourier como se mostra no gráfico seguinte. A translação da origem é feita através da multiplicação da função por $(-1)^x$ antes de efectuar a transformada. Como mostra a equação (4.34), isto corresponde a transladar a transformada de $n/2$ no domínio das frequências. Esta operação não afecta a magnitude da transformada de Fourier, como se pode ver na Fig. 4.15.

Outra operação que costuma ser utilizada para tornar mais visível o sinal da transformada é a apresentação sob a forma de amplitude logarítmica, também conhecida por espectro logarítmico, que é obtida por:

$$A(u) = \log(1 + |F(u)|) \tag{4.44}$$

Esta transformação tem como objectivo acentuar as frequências mais elevadas de modo a tornar mais visível a distribuição do sinal. As frequências mais elevadas têm, em geral, uma amplitude muito menor que as mais baixas e, por vezes, é difícil visualizar aquelas se não se usar este efeito ampliador. Quando se trata de imagens (sinais bidimensionais), o efeito é ainda mais relevante, uma vez que neste caso a informação é apresentada sob a forma de intensidade luminosa e, por isso, pequenas diferenças de valores dificilmente são visíveis devido à gama dinâmica do sistema

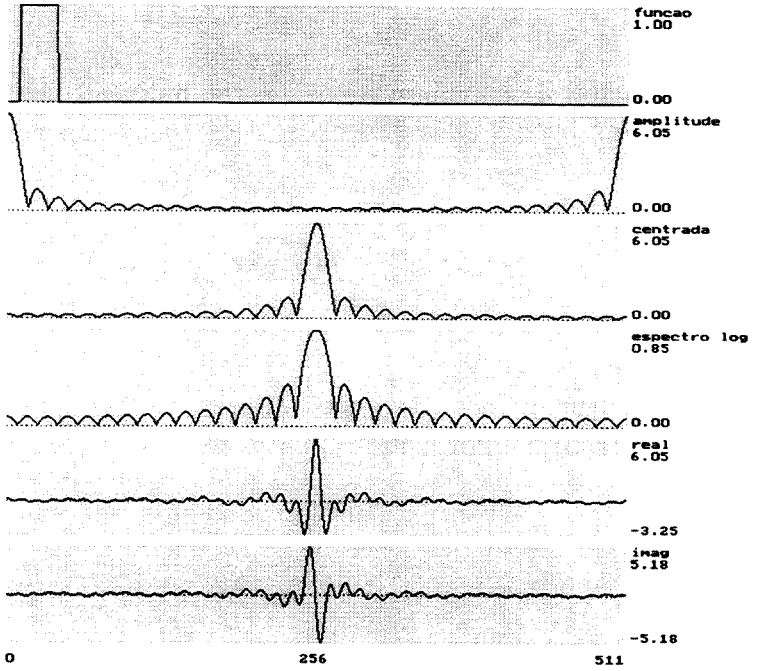


Fig. 4.15. Transformada de Fourier de uma função real. Centragem da transformada efectuada multiplicando a função por $(-1)^x$. O espectro logarítmico permite evidenciar a parte mais fraca do sinal. Partes real e imaginária da transformada de Fourier.

de visão humana. A Fig. 4.15 mostra a aplicação desta transformação ao sinal analisado, permitindo evidenciar as frequências mais elevadas.

O uso dum sinal a uma dimensão torna algumas explicações muito mais claras e, por isso, sempre que necessário recorreremos à sua utilização. Devido ao tipo de sinal que estamos interessados em processar (as imagens), o nosso interesse dirige-se agora para as transformadas discretas bidimensionais. A transformada bidimensional discreta de uma função $f(x,y)$ é facilmente obtida a partir do caso unidimensional e é dada pelo par de transformadas:

$$F(u,v) = \frac{1}{MN} \sum_{x=0}^{M-1} \sum_{y=0}^{N-1} f(x,y) \exp\left[-i2\pi(ux/M + vy/N)\right]$$

$$f(x,y) = \sum_{x=0}^{M-1} \sum_{y=0}^{N-1} F(u,v) \exp\left[i2\pi(ux/M + vy/N)\right] \tag{4.45}$$

O uso da transformada de Fourier permite estudar a estrutura duma imagem no domínio das frequências e fornecer uma visão mais clara das suas características de modulação. Isto deve-se ao facto da transformada decompor a frente de onda numa série de frentes de onda planas, para as quais os co-senos directores correspondem às suas frequências espaciais. A propagação destas componentes pode, por isso, ser analisada de uma forma extremamente simples (Hariharan, 1984).

Separabilidade

Uma das propriedades importantes da transformada de Fourier bidimensional é a separabilidade, isto é a transformada pode ser feita nas duas dimensões de forma independente e por qualquer ordem, ou seja:

$$F(u,v) = \frac{1}{MN} \sum_{x=0}^{M-1} \exp(-i2\pi ux/M) \sum_{y=0}^{N-1} f(x,y) \exp(-i2\pi vy/N) \tag{4.46}$$

Isto traz como principal vantagem o facto de a transformada poder ser efectuada em passos sucessivos através de transformadas unidimensionais como se mostra na Fig. 4.16.

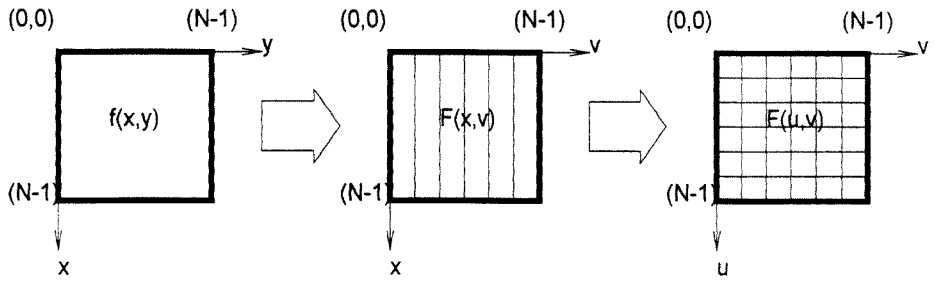


Fig. 4.16. A separabilidade permite obter a transformada bidimensional através de duas operações que envolvem apenas transformadas unidimensionais.

Por uma questão de pura semelhança e atendendo a que normalmente a matriz (imagem) é quadrada, é também frequente apresentar o par de transformadas sob a forma:

$$F(u,v) = \frac{1}{N} \sum_{x=0}^{N-1} \sum_{y=0}^{N-1} f(x,y) \exp[-i2\pi(ux+vy)/N] \tag{4.47}$$

$$f(x,y) = \frac{1}{N} \sum_{x=0}^{N-1} \sum_{y=0}^{N-1} F(u,v) \exp[i2\pi(ux+vy)/N]$$

onde as duas expressões são formalmente iguais, à excepção do sinal do argumento da função exponencial e, evidentemente, da troca das funções a transformar.

Periodicidade e Simetria Conjugada

A transformada discreta de Fourier e a sua inversa são periódicas com período N, como já se viu na Fig. 4.14, ou seja:

$$F(u,v) = F(u+N,v) = F(u,v+N) = F(u+N,v+N) \tag{4.48}$$

A transformada de Fourier exibe simetria conjugada, uma vez que:

$$F(u,v) = F^*(-u,-v) \tag{4.49}$$

ou, doutro modo:

$$|F(u,v)| = |F(-u,-v)| \tag{4.50}$$

Estas propriedades permitem concluir que a magnitude da transformada de $N/2+1$ até $N-1$ é a imagem dos valores à esquerda da origem. A formulação da transformada em termos de intervalo $[0,N-1]$ resulta em dois meios períodos em que o fim de um se deveria encontrar com o princípio do outro, Fig. 4.15. Por esse motivo, a centragem da transformada faz sentido e é conveniente em termos de processamento de sinal, como aliás já havíamos referido.

Vejamos agora o mesmo tipo de exemplo da Fig. 4.15, mas bidimensional, ou seja com uma imagem. O equivalente a um impulso será um rectângulo como o mostrado na Fig. 4.17(a). O espectro, ou seja a amplitude da transformada de Fourier desta imagem será como o mostrado em (b) que após centragem da transformada, operada em ambas as coordenadas, resultará na imagem mostrada em (c). A centragem da transformada de Fourier permite obter uma imagem muito mais perceptível em termos de frequências; neste caso a origem do plano das frequências será no centro da imagem.

O cálculo do espectro logarítmico torna a informação ainda mais perceptível ao aumentar a importância das frequências com menor amplitude. No caso das imagens, este efeito é ainda mais notado pelo facto de estarmos a olhar para uma representação em intensidade; a Fig. 4.18 mostra bem esta afirmação, sobretudo quando comparada com a Fig. 4.17(c).

Valor Médio

Uma quantidade frequentemente importante no processamento de imagem é a de valor médio, o que em termos de transformada de Fourier se pode traduzir em:

$$\overline{f}(x,y) = \frac{1}{N^2}\sum_{x=0}^{N-1}\sum_{y=0}^{N-1} f(x,y) = \frac{1}{N}F(0,0) \tag{4.51}$$

Este conceito é muito importante uma vez que na obtenção da fase usando técnicas de Fourier é frequentemente necessário eliminar o termo contínuo (intensidade média). Isto no domínio das frequências corresponde a eliminar o ponto (0,0) antes de calcular a transformada inversa.

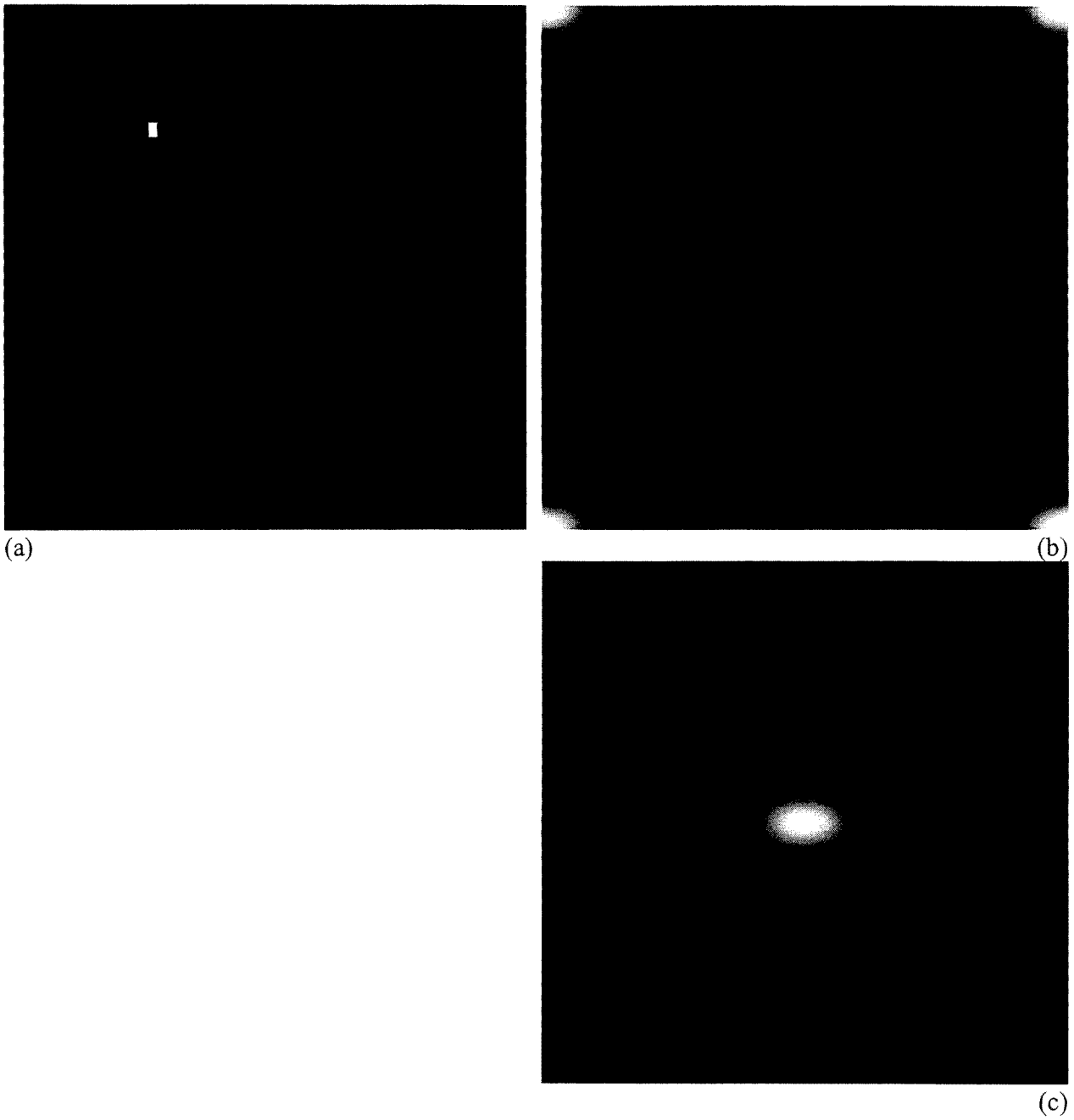
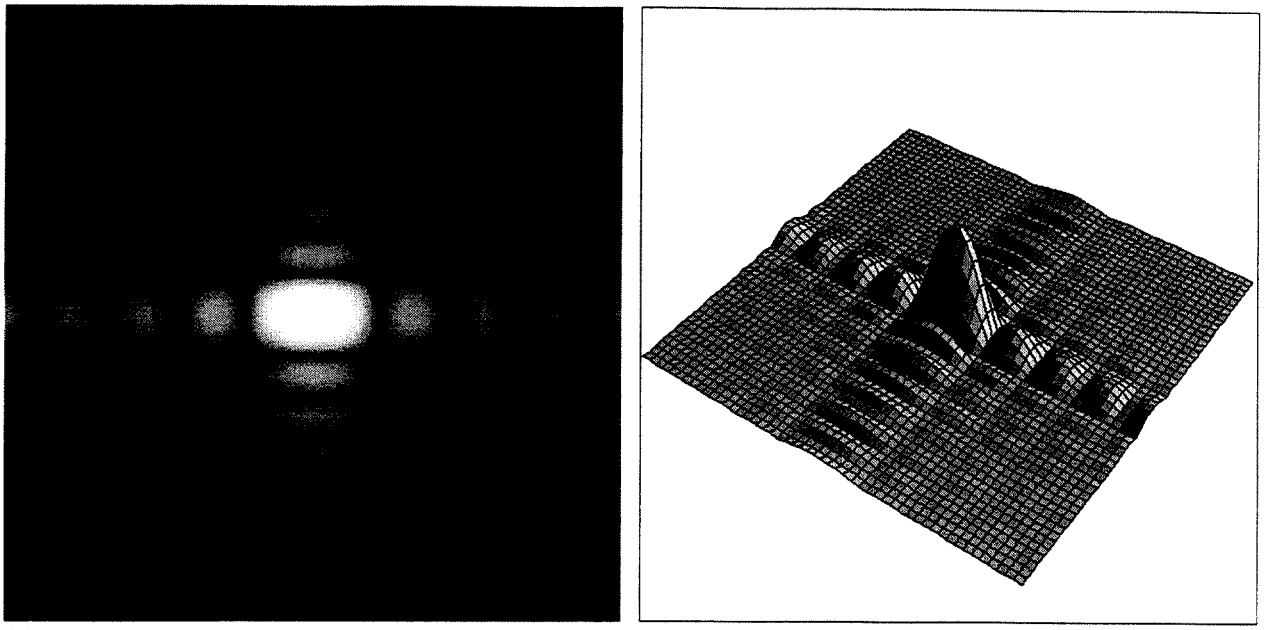


Fig. 4.17. Imagem com um pequeno rectângulo (a) e amplitude da sua transformada de Fourier (b). A centragem da transformada de Fourier ao colocar as frequências (0,0) no centro da imagem, torna a sua interpretação muito mais fácil (c).

Convém referir que, por vezes, é necessário alargar esta definição pois o termo médio espalha-se por mais pontos além do central.

Rotação

Já tínhamos falado do deslocamento no domínio espacial, que não introduzia variações na amplitude da transformada de Fourier. Essa afirmação é também verdade para o caso



(a) (b)

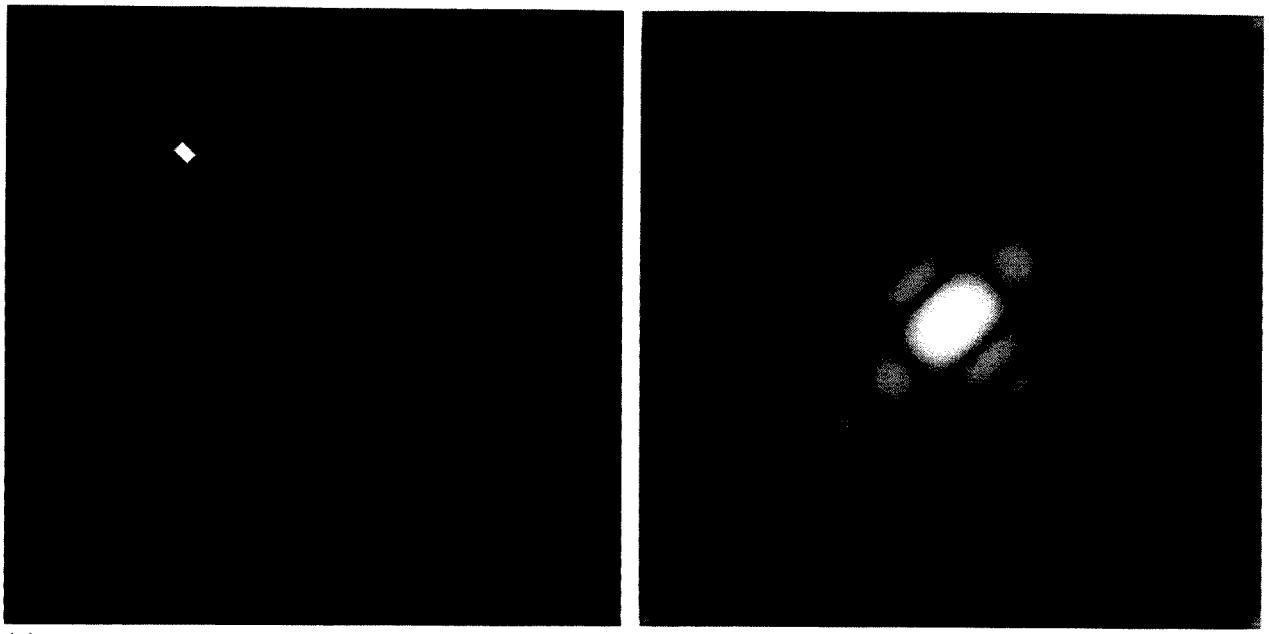
Fig. 4.18. O espectro logarítmico da imagem da Fig. 4.17(a), a forma habitual de representação de uma transformada bidimensional. Em (b) mostra-se a sua representação pseudo 3D.

bidimensional, à qual se pode acrescentar agora a rotação. Relativamente à rotação da imagem, verifica-se que a transformada se mantém acompanhando a rotação da imagem, isto é uma rotação no plano espacial origina a mesma rotação no plano das frequências em torno da origem. As modificações verificadas na transformada são essencialmente ao nível da fase e, por isso, o seu espectro logarítmico se mantém, acompanhando a rotação sofrida pela imagem. A Fig. 4.19 pretende ilustrar esta propriedade, onde o pequeno rectângulo da imagem Fig. 4.17(a) foi rodado segundo um ângulo de 45°. Se repararmos agora no espectro logarítmico, verificamos que ele acompanhou essa rotação.

A *Fast Fourier Transform* (FFT)

Um método computacionalmente mais eficiente desenvolvido por Cooley (1965) tornou a transformada de Fourier viável em tratamentos que envolvessem matrizes razoavelmente grandes, como é o caso das imagens. Esse método viria a ficar conhecido por *Fast Fourier Transform* ou, abreviadamente, FFT. Através da factorização, conseguiu-se reduzir de N^2 para $N\log_2 N$ o número de operações envolvidas no cálculo da transformada de uma imagem $N \times N$. Existem várias implementações de algoritmos de FFT, dos quais podemos referir como exemplos Gonzalez e Wintz (1977), Bracewell (1986) e Press *et al.* (1992).

No que diz respeito à transformada inversa, esta também pode ser obtida usando o mesmo algoritmo utilizado para calcular a transformada directa. Somente algumas alterações aos valores de entrada necessitam de ser efectuadas. Senão vejamos as seguintes duas expressões:



(a) (b)

Fig. 4.19. Rotação do pequeno rectângulo da imagem Fig. 4.17(a) dá lugar a uma transformada da mesma forma da Fig. 4.18 rodada de um ângulo igual ao da rotação da imagem em torno da origem das frequências (b).

$$F(u,v) = \frac{1}{N}\sum_{x=0}^{N-1}\sum_{y=0}^{N-1} f(x,y)\exp[-i2\pi(ux+vy)/N]$$

(4.52)

$$f^*(x,y) = \frac{1}{N}\sum_{x=0}^{N-1}\sum_{y=0}^{N-1} F^*(u,v)\exp[-i2\pi(ux+vy)/N]$$

Ou seja, se alimentarmos o algoritmo com o complexo conjugado de $F(u,v)$ obteremos o complexo conjugado de $f(x,y)$, donde facilmente se obtém a própria função. Deste modo o mesmo algoritmo serve para implementar o par de transformadas, com a natural simplificação na programação do método.

4.3.2 A Transformada de Fourier em Coordenadas Polares

A transformada de Fourier também pode ser implementada em coordenadas polares, sendo então conhecida como transformada de Hankel (Iizuka, 1987). A expressão da transformada em coordenadas polares pode ser obtida da transformada em coordenadas cartesianas através da mudança de coordenadas:

$$\begin{aligned} x &= r\cos\theta \\ y &= r\,\mathrm{sen}\,\theta \\ dxdy &= r\,dr\,d\theta \end{aligned} \tag{4.53}$$

o que permite chegar a:

$$F(\rho,\phi) = \int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} f(r,\theta)\exp[-i2\pi\rho r\cos(\theta-\phi)]r\,dr\,d\theta \tag{4.54}$$

Em termos de cálculo, tudo se pode fazer usando o mesmo algoritmo utilizado para a transformada discreta em coordenadas cartesianas. Esta abordagem do processamento em coordenadas polares é inovadora e pode vir a ter aplicação em situações específicas de processamento digital de imagem. As figuras que se mostram de seguida exemplificam a aplicação da FFT em coordenadas polares a imagens. A Fig. 4.20(a) apresenta uma imagem de uma elipse branca sob um fundo preto. As imagens seguintes são as transformadas nas coordenadas radial r (b) e tangencial θ (c), respectivamente. Fazendo a transformada nas duas coordenadas esta apresentará o aspecto ilustrado na Fig. 4.21, que mostra o espectro logarítmico sem (a) e com centragem na coordenada radial (b).

Na Fig. 4.22 mostram-se dois casos mais complexos de aplicação da transformada de Fourier em coordenadas polares. No primeiro caso mostra-se um imagem com franjas circulares limpas (a), isto é sem ruído de qualquer tipo. Em (b) pode ver-se o resultado da FFT polar, onde a origem das frequências é junto à zona de maior intensidade na imagem. O segundo caso é também relativo a franjas circulares, mas agora com ruído do tipo *speckle* (c), o que origina uma maior dispersão do sinal no plano das frequências (d). A origem continua a ser bem identificada, pois aí reside a informação relativa à intensidade média que é geralmente a mais significativa.

4.4 Filtragem Espectral (FFT)

Como tivemos a oportunidade de verificar, a filtragem no domínio espectral é conseguida através da escolha conveniente da função $H(u,v)$, função de transferência do filtro, na equação:

$$G(u,v) = H(u,v)F(u,v) \tag{4.55}$$

onde $F(u,v)$ é a transformada da imagem que desejamos filtrar e $G(u,v)$ é o resultado dessa filtragem ainda no domínio espectral. A escolha adequada da função $H(u,v)$ permite isolar de forma selectiva a gama de frequências que se pretende, possibilitando uma flexibilidade impossível de conseguir através do uso da convolução espacial.

A transformada inversa permite passar do plano das frequências para o plano da imagem ou espacial, operação que como já havia sido visto se traduz por:

$$g(x,y) = \mathcal{F}^{-1}\{G(u,v)\} \tag{4.56}$$

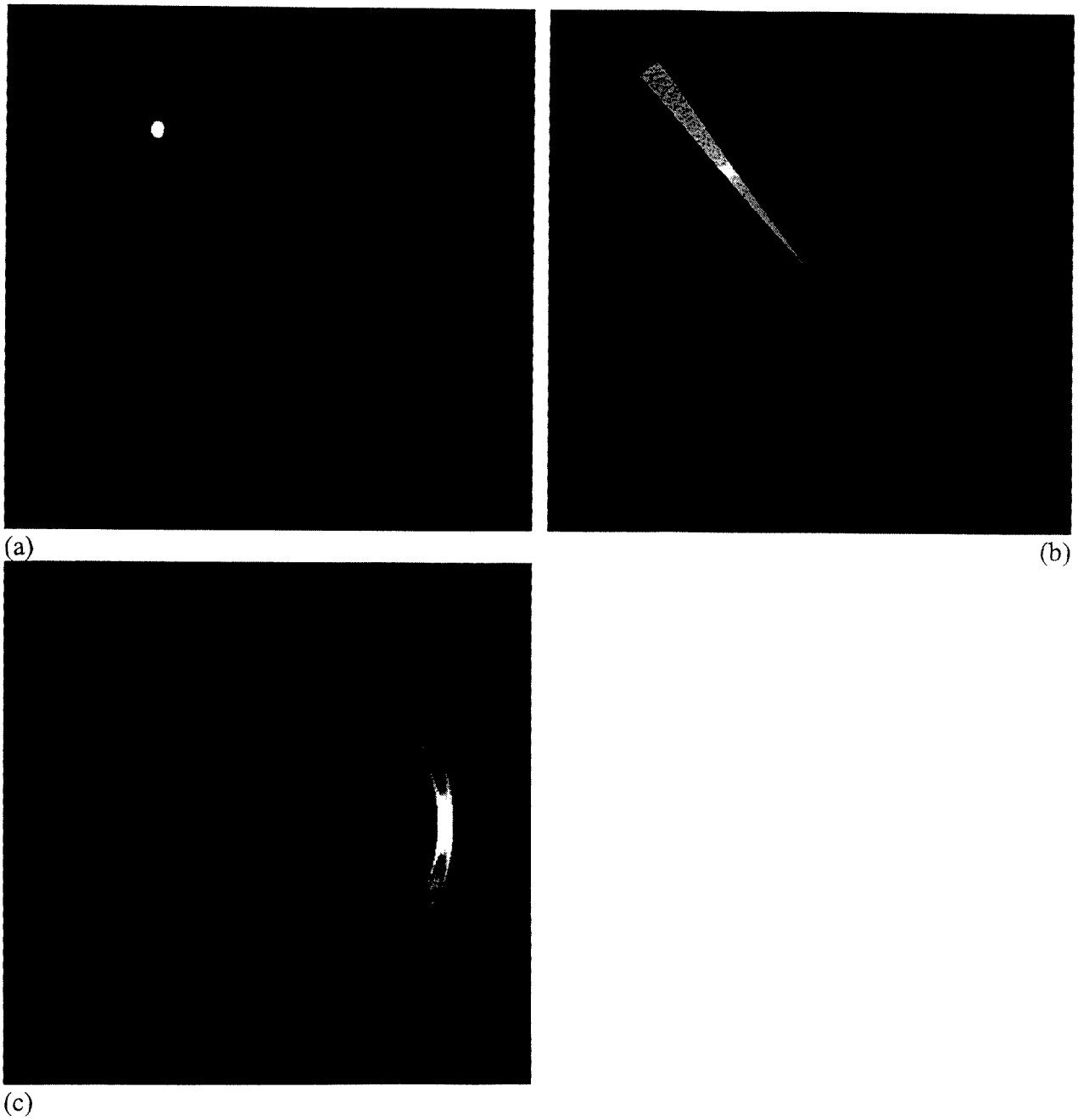
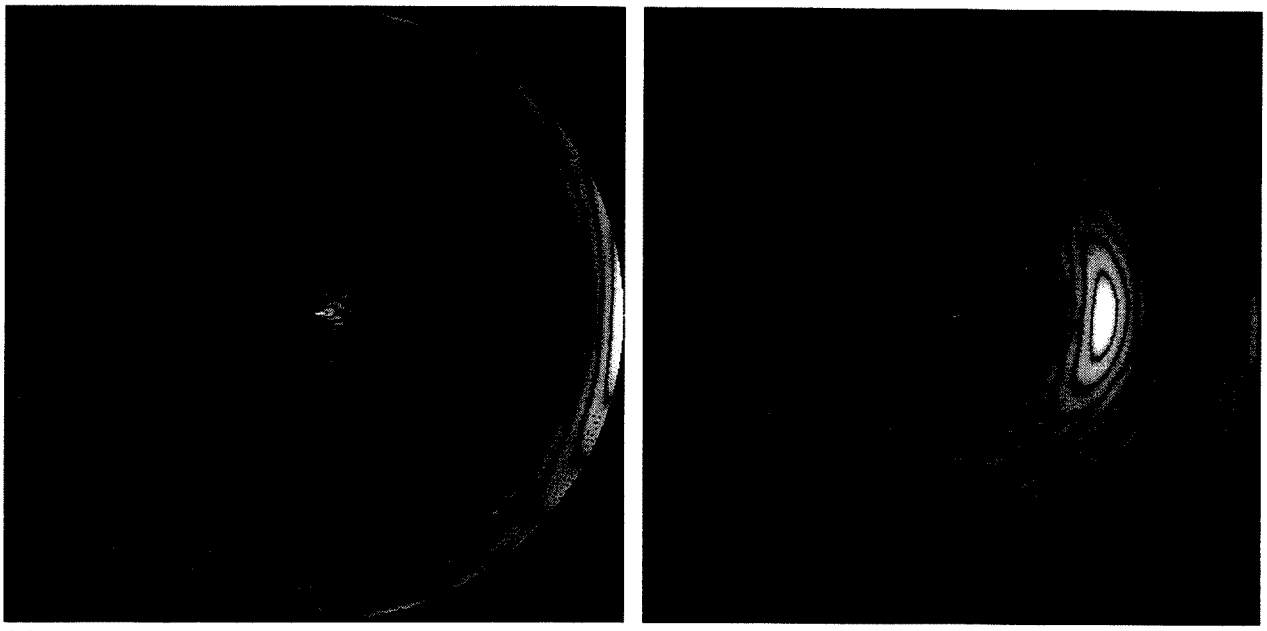


Fig. 4.20. Imagem com uma pequena elipse (a), a transformada de Fourier radial (b) e a transformada de Fourier tangencial (c).

A Fig. 4.23 mostra esquematicamente a sequência seguida na filtragem espectral de uma imagem. Primeiro é obtida a FFT da imagem à qual é aplicada a função de transferência ou máscara, que deixa passar apenas a gama de frequências de interesse, eliminando as frequências restantes. A FFT inversa permite regressar ao plano espacial e obter a imagem filtrada, isto é, com a gama de frequências escolhida.



(a) (b)

Fig. 4.21. Transformada de Fourier bidimensional da imagem da Fig. 4.20(a) em coordenadas polares (a) e a mesma transformada com centragem na coordenada radial (b).

4.4.1 Filtro Passa-Baixo

Neste tipo de filtro estamos interessados em utilizar uma função $H(u,v)$ que permita a passagem da informação apenas de baixa frequência. Ou seja eliminar as altas frequências do espectro da imagem final. A transformada inversa de $G(u,v)$ permitirá obter $g(x,y)$ ou seja $f(x,y)$ com uma gama limitada de frequências.

O filtro passa-baixo ideal tem como função de transferência:

$$H(u,v) = \begin{cases} 1 & se\ D(u,v) \leq D_0 \\ \\ 0 & se\ D(u,v) > D_0 \end{cases} \tag{4.57}$$

onde D_0 é um valor real não negativo e $D(u,v)$ é a distância do ponto (u,v) à origem do plano das frequências, ou seja:

$$D(u,v) = (u^2 + v^2)^{1/2} \tag{4.58}$$

A designação ideal advém do facto de todas as frequências dentro do raio D_0 passarem sem qualquer atenuação, enquanto todas as outras fora do círculo limite serem completamente eliminadas. Para um filtro ideal a zona de transição de $H(u,v)$ entre os valores 0 e 1 é designada por frequência de corte do filtro, ou seja, para o caso presente, a frequência de corte será dada por D_0. O filtro aqui apresentado afecta de igual modo as partes real e imaginária da transformada de

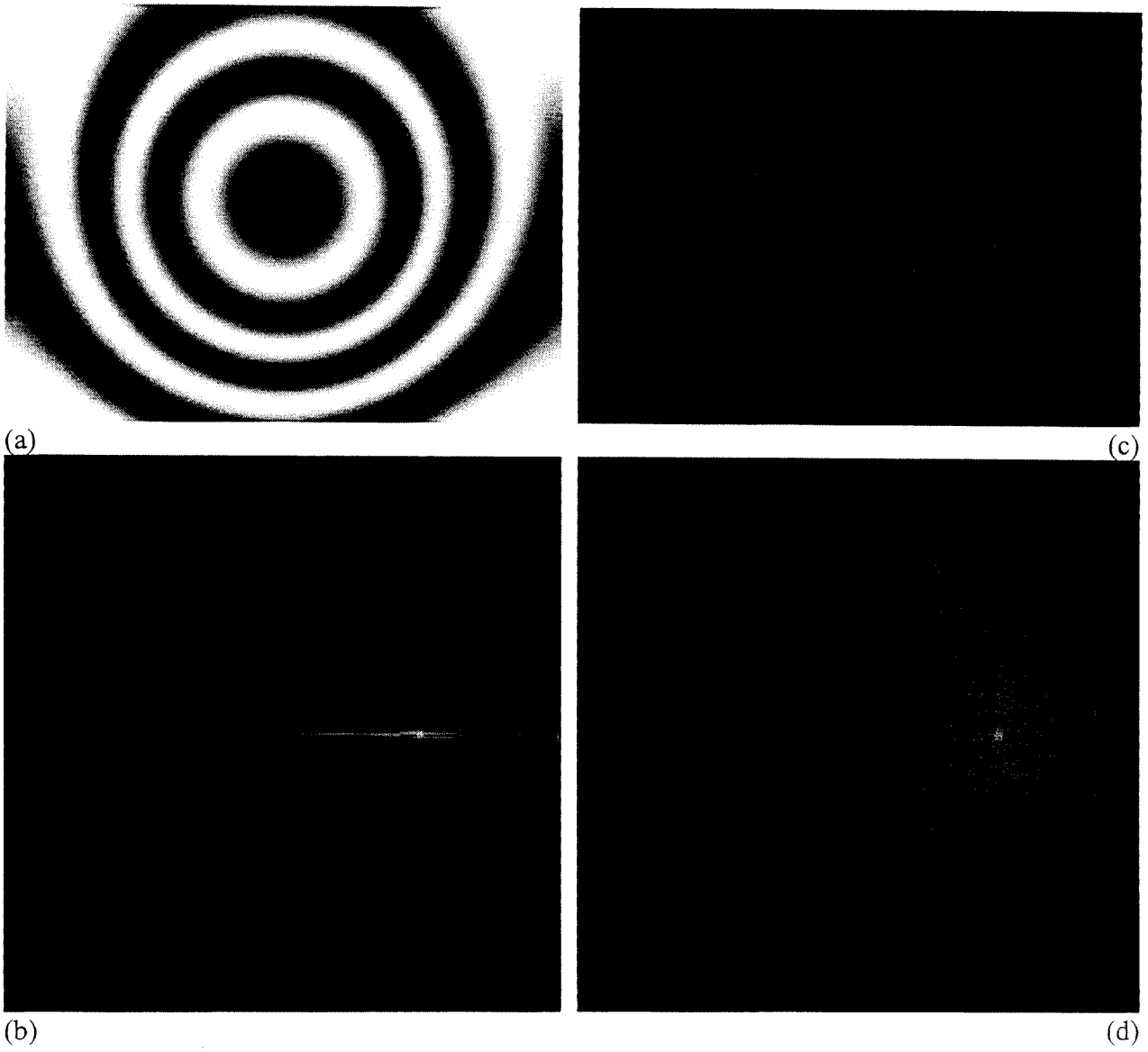


Fig. 4.22. Transformada de Fourier em coordenadas polares. Franjas circulares sem ruído (a) (b) e franjas circulares com ruído *speckle* (c) (d).

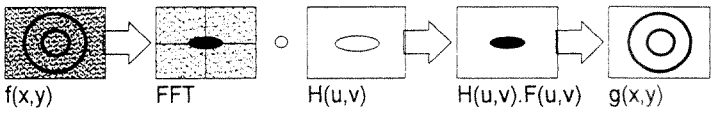


Fig. 4.23. Esquematização da filtragem de imagem através da aplicação de uma função de transferência no domínio espectral.

Fourier. Por não alterarem a fase da transformada, este tipo de filtros é designado por *zero-phase-shift*.

A Fig. 4.24 exemplifica a aplicação do filtro passa-baixo a um sinal com ruído de *speckle*. Na figura podem ver-se as partes real e imaginária da transformada de Fourier a que se segue o espectro logarítmico. No gráfico do espectro logarítmico está definida uma janela de filtragem

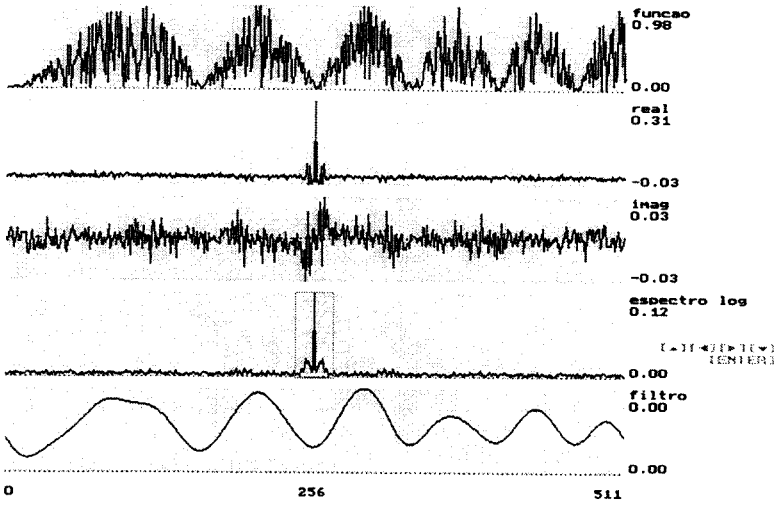


Fig. 4.24. Aplicação do filtro passa-baixo a um sinal com ruído do tipo *speckle*.

que fixa as frequência de corte. Neste caso é deixado passar apenas o sinal dentro da referida janela. O último gráfico mostra o sinal após a FFT inversa, onde se pode ver o efeito do filtro na eliminação da parte do sinal de alta frequência.

Voltando novamente ao caso bidimensional, o limite de corte não terá de ser necessariamente circular como em (4.58), podendo tomar outras formas de acordo com o sinal que se pretende processar. Por outro lado, o corte abrupto no plano das frequências nem sempre produz os resultados desejados numa filtragem, conseguindo-se muito melhores resultados com uma transição mais suave, ou seja em vez de uma frequência de corte, usando uma banda de corte progressivo.

Vejamos agora o caso bidimensional exemplificado na Fig. 4.25. Em (a) pode ver-se a imagem original com ruído de *speckle*. O espectro logarítmico da FFT (b) é então multiplicado pela função de transferência que deixa passar apenas as frequências mais baixas (c). Nesta imagem o branco representa a banda passante e preto significa a anulação do sinal. A imagem filtrada resulta da FFT inversa e pode ver-se em (d). Repare-se que apesar da maioria do ruído ter sido eliminado ainda existe uma certa perturbação que se deve ao corte brusco das frequências originando um efeito normalmente chamado de *rippling*. Este problema pode ser resolvido fazendo uma transição progressiva na zona de corte, assunto que será tratado de seguida.

Atenuação da Janela

As ondulações que aparecem na transformada inversa devem-se ao corte brusco da janela usada na função de transferência, exigindo a contribuição de frequências muito elevadas para representar devidamente a forma rectangular (ver Fig. 4.15). Este fenómeno, também designado tecnicamente por derrame entre frequências (Press *et al.*, 1992), pode trazer problemas de processamento, pois representa um sinal anómalo e perturbador. A solução para este problema chama-se atenuação da janela de filtragem e corresponde à modificação da função de

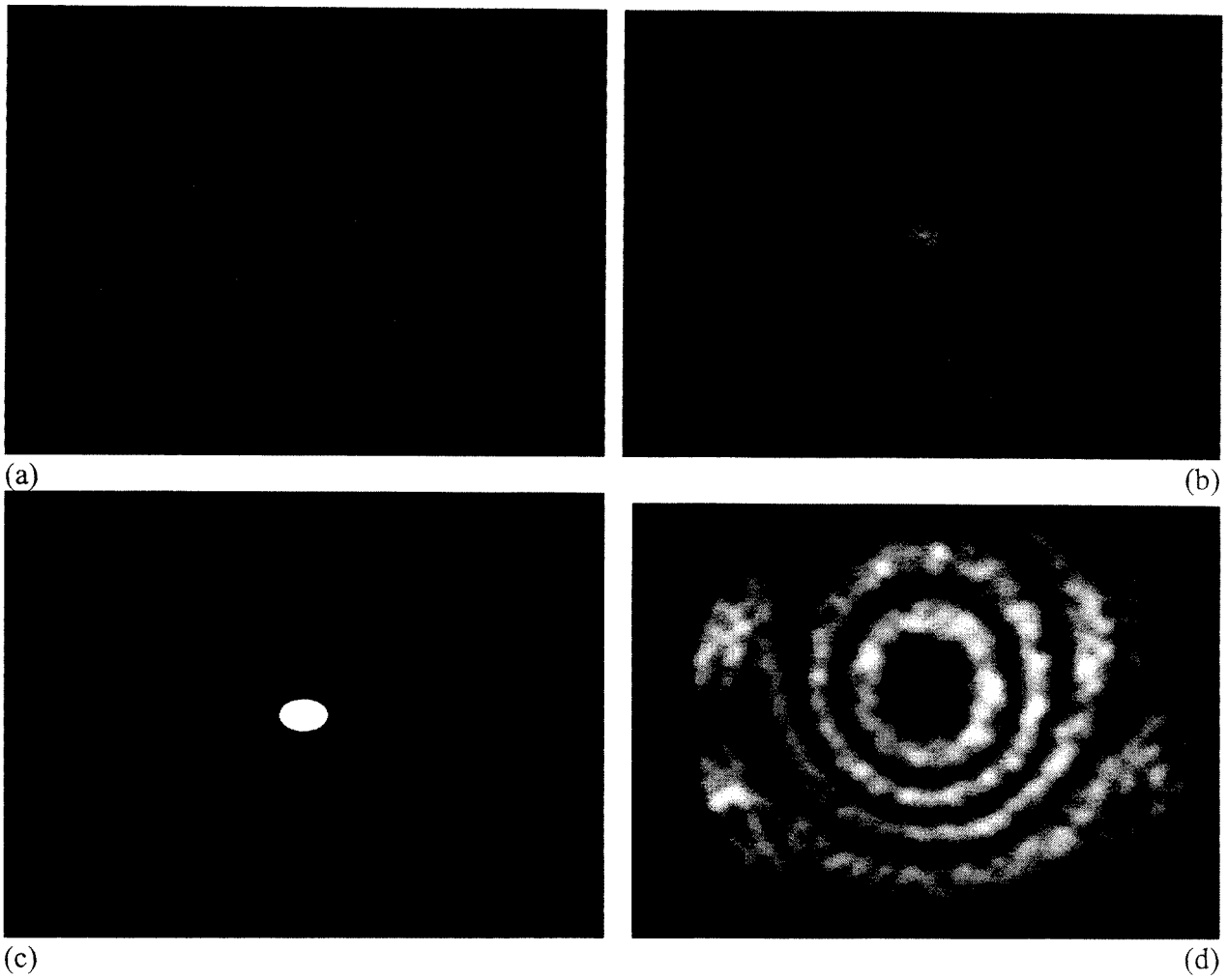


Fig. 4.25. Filtragem duma imagem de subtracção com *speckle* (a). À FFT (b) é aplicada a máscara ou função de transferência (c) onde a zona branca representa o sinal passante. A FFT inversa (d) permite obter a imagem com muito menos ruído de alta frequência.

transferência do filtro de modo a aumentar progressivamente o peso da informação à medida que se caminha em direcção ao centro da janela.

Existem diversas variantes para a atenuação de janela, com diversos graus de atenuação. Note-se que quanto maior a atenuação menor o efeito de derrame, mas também mais informação é eliminada. Por isso, dependendo do grau de atenuação, pode ser necessário alargar ligeiramente a janela de modo a não perder demasiada informação e, ao mesmo tempo, evitar o efeito de derrame. Praticamente todas as funções que se iniciam em zero, têm um pico e regressam novamente a zero já foram usadas e denominadas por alguém (Press *et al.* 1992) como funções de atenuação de janela. Dessa lista infindável, as mais conhecidas e usadas são as seguintes:

- a janela de Bartlett definida pela função de transferência:

$$H(u) = 1 - \left| \frac{u - n/2}{n/2} \right| \tag{4.59}$$

- a janela de Hanning:

$$H(u) = 0.5 - 0.5\cos\left(\frac{2\pi u}{n}\right) \tag{4.60}$$

- a janela de Hamming:

$$H(u) = 0.54 - 0.46\cos\left(\frac{2\pi u}{n}\right) \tag{4.61}$$

- a janela de Welch:

$$H(u) = 1 - \left(\frac{u - n/2}{n/2}\right)^2 \tag{4.62}$$

- e a janela de Gauss:

$$H(u) = \exp\left(-\frac{u^2}{(n/2)^2}\right) \tag{4.63}$$

onde u é uma variável do domínio de interesse (espacial, temporal ou espectral) e n representa a dimensão da janela.

As transformadas das diversas janelas podem ver-se na Fig. 4.26. Em primeiro lugar mostra-se a janela rectangular, portanto sem recurso a qualquer atenuação e que mostra o derrame ao longo de todo o espectro das frequências. Note-se que a zona central da transformada foi suprimida para se pode ver melhor o efeito nas frequências mais elevadas, pois a transformada é na

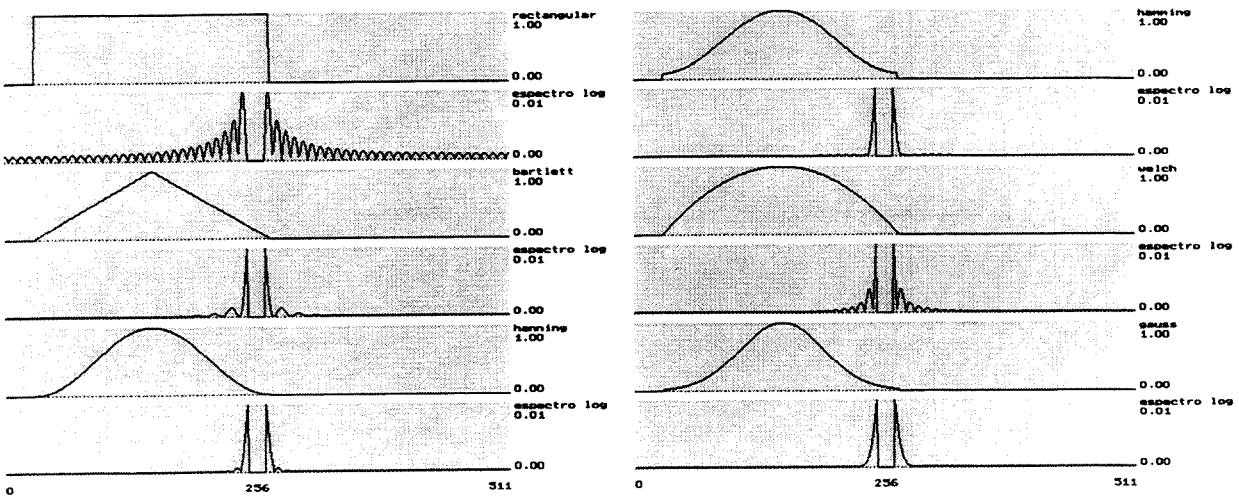


Fig. 4.26. Características de resposta em frequência das janelas de atenuação mais conhecidas.

realidade do tipo da mostrada na Fig. 4.15. A janela de Bartlett apresenta já uma redução significativa dos harmónicos mais elevados, um comportamento muito semelhante à janela de Welch. Press *et al.* (1992) recomendam o uso de uma destas duas, seguindo as recomendações de Welch. Mas como eles próprios reconhecem todas elas produzem resultados muito parecidos. As janelas de Hamming, Hanning e Gauss são as que provocam maior atenuação e podem por isso mutilar o sinal se não se tiver o cuidado de alargar ligeiramente a janela. Por não ter um corte a zero e pelas suas boas características de atenuação, neste trabalho, foi adoptada a janela de Hamming na maioria das situações.

Exemplifiquemos primeiro com um sinal a uma dimensão como o mostrado na Fig. 4.27. O sinal é um impulso de grande largura que terá uma transformada como a mostrada no segundo gráfico. Ainda neste gráfico, está assinalada a janela de filtragem. Os gráficos seguintes mostram a transformada inversa sem e com atenuação e, neste caso, usando uma janela de Hamming. É perfeitamente visível o efeito de *rippling* na filtragem normal, sendo este eliminado quando se faz a atenuação. Note-se que se trata duma filtragem passa-baixo e, por isso, é natural a substituição das esquinas por uma transição mais suave. A aplicação do mesmo procedimento a imagens produz o mesmo tipo de resultados, como se mostra na Fig. 4.28. Em (a) temos a filtragem efectuada sem qualquer atenuação da janela, e em (b) o resultado da aplicação duma janela de Hamming à função de transferência usada na filtragem no domínio espectral.

A atenuação pode também ser aplicada à própria imagem. Em particular, nos casos em que se usa a FFT como ferramenta de processamento esta operação é recomendada. A Fig. 4.29 apresenta um exemplo de aplicação na atenuação de uma imagem funcional. Em (a) pode ver-se a reconstrução de um holograma digital recorrendo à transformada de Fresnel pura e simples. A aplicação duma janela de Hamming ao holograma digital permite, após aplicação da transformada de Fresnel, obter a reconstrução mostrada em (b). A atenuação da imagem reduz significativamente a influência do termo de ordem zero (mancha cruciforme em (a)), o que permite inclusive distinguir muito melhor alguns pormenores da reconstrução. Por exemplo, o termo de ordem -1 é deste modo muito mais perceptível, sendo, na figura, a mancha situada no canto superior esquerdo. Apresenta-se como uma mancha, pois encontra-se num outro plano afastado do da reconstrução do holograma. Este representa um método alternativo ao usado na Fig. 4.3 para melhorar a qualidade visual da reconstrução. Note-se, contudo, um aumento do grão

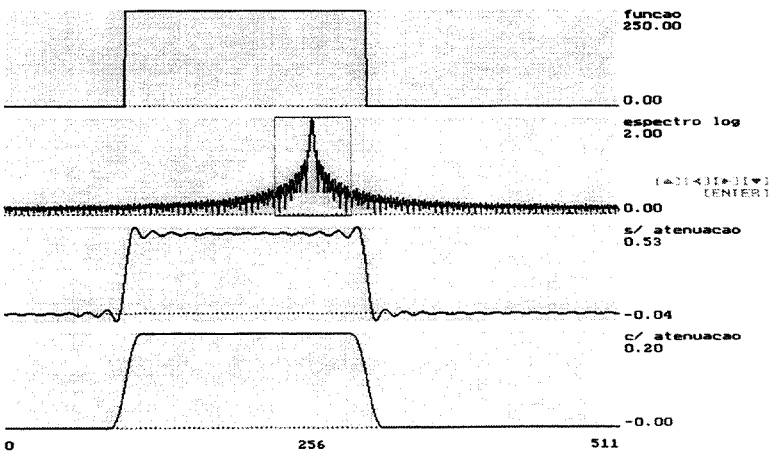
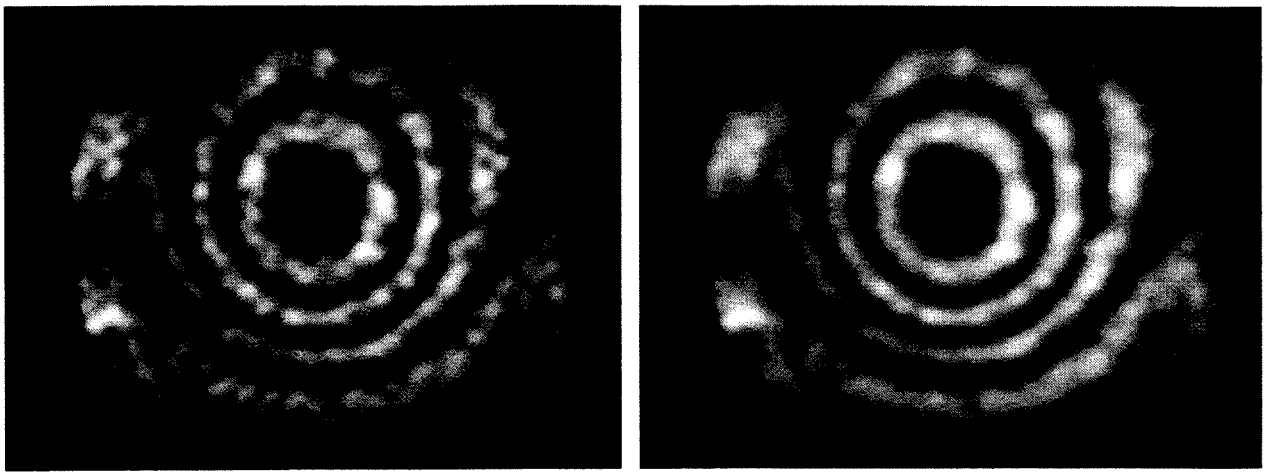


Fig. 4.27. Filtragem passa-baixo no domínio espectral sem e com atenuação da janela de filtragem.



(a) (b)

Fig. 4.28. Comparação entre a filtragem usando a janela rectangular (a) e usando uma janela de Hamming para atenuação das frequências mais elevadas.

dos *speckles* devido ao facto de a atenuação do holograma funcionar de certo modo como uma redução da abertura do sistema. Esse fenómeno seria ainda mais notado com a reconstrução de um fragmento do holograma, como se mostra em (c). Neste caso foi usado uma sub-imagem de 128×128 pontos retirado da imagem total com 512×512 pontos. A holografia tem essa característica específica, em que um pequeno fragmento do holograma contém ainda informação suficiente para reconstruir a cena gravada. Evidentemente que esta amostragem tem limites, pois a redução da abertura conduz a uma natural perda de iluminação que vai obscurecendo a cena reconstruída.

4.4.2 Filtro Passa-Alto

O filtro passa-alto, como o seu nome indica, destina-se a deixar passar apenas as altas frequências. Como as mudanças bruscas da intensidade estão associadas às altas frequências, o filtro passa-alto permite realçar essas mudanças bruscas. Isto pode ser conseguido atenuando as baixas frequências e deixando as altas passar sem qualquer atenuação. Como já vimos, este tipo de informação pode ser acedida de uma forma mais directa no domínio das frequências, usando a transformada de Fourier. Pelas suas características, o filtro passa-alto é o dual do passa-baixo, e a sua função de transferência será:

$$H(u,v) = \begin{cases} 0 & se\ D(u,v) \le D_0 \\ \\ 1 & se\ D(u,v) > D_0 \end{cases} \tag{4.64}$$

onde, tal como no caso do filtro passa-baixo, D_0 é a frequência de corte. Neste caso as frequências superiores à frequência de corte passam sem atenuação e as inferiores são completamente anuladas, exactamente ao contrário do que se passava com o filtro passa-baixo.

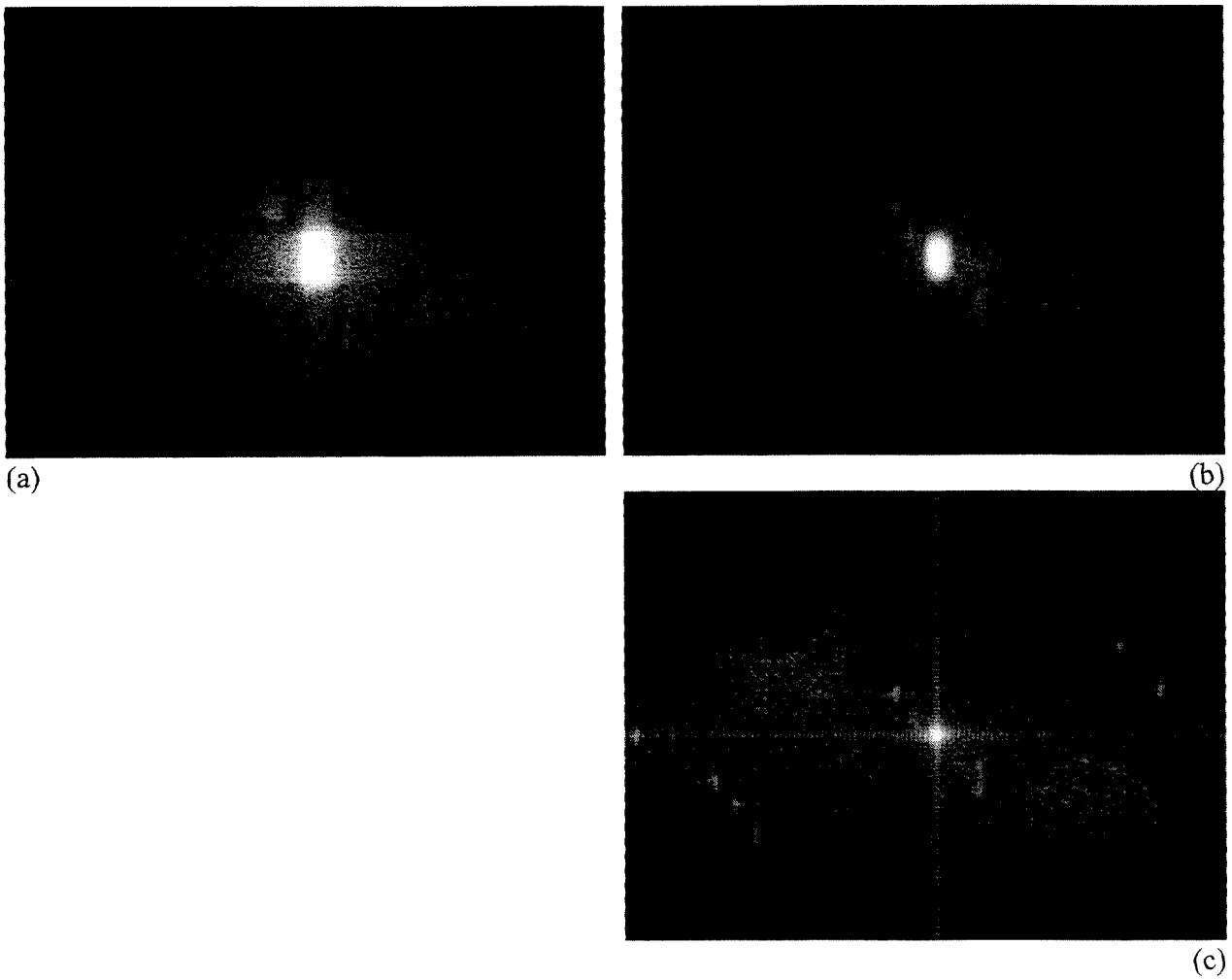


Fig. 4.29. Reconstrução de um holograma digital sem qualquer processamento especial (a). A atenuação do próprio holograma digital permite melhorar a visibilidade da reconstrução (b). A redução da abertura (amostra de 128×128) conduz ao aumento do tamanho do *speckle* (c).

A Fig. 4.30 mostra o mesmo tipo de processamento da Fig. 4.3 usando agora a FFT para proceder à filtragem do holograma digital. O procedimento de filtragem é o mesmo apresentado esquematicamente na Fig. 4.23. Em (b) pode ver-se o espectro do holograma ao qual é aplicada a máscara mostrada em (c). Repare-se, que neste, caso somente a zona junto ao termo contínuo é eliminado (zona a preto) passando o restante sinal (zona branca). Neste tipo de filtro também pode ser aplicada a atenuação da janela, sendo contudo menos importante a sua aplicação do que no caso do filtro passa-baixo.

Atendendo à natureza da sua implementação, a convolução espacial não permite atingir os resultados da filtragem espectral. Tal deve-se ao facto de a matriz utilizada na convolução não conseguir reproduzir exactamente a situação de corte que um filtro operando no domínio das frequências usa. Pensemos, por exemplo, em termos de filtro passa-baixo. A convolução terá uma função de transferência do tipo da transformada mostrada na Fig. 4.15, já que a janela de convolução é constante (expressão (4.6)). No filtragem espectral o objectivo é utilizar apenas as baixas ferquências, isto é, o lóbulo central da transformada, sendo eliminado o restante sinal. Esta situação é impossível de conseguir por convolução mesmo usando a atenuação, como é

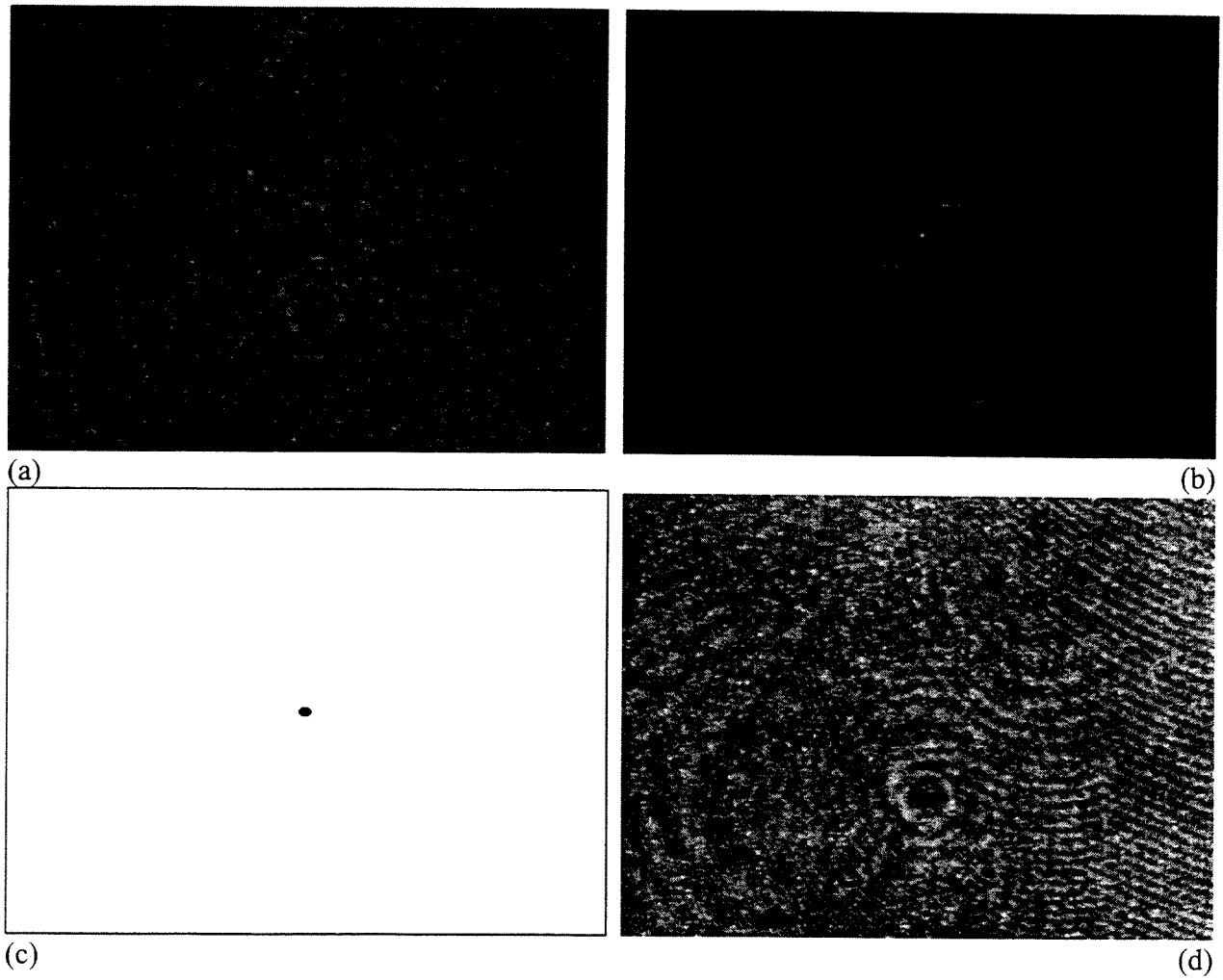


Fig. 4.30. A filtragem passa-alto implementada com a FFT. Em (a) a imagem original que tem o espectro mostrado em (b). A aplicação da função de transferência (c) permite acentuar o padrão de interferência da imagem (d).

comprovado pelas transformadas da Fig. 4.26. A Fig. 4.31 ilustra a diferença de resultados que é possível obter com as duas implementações do filtro passa-alto. Como se pode verificar, a convolução espacial degrada mais a imagem com ruído de alta frequência. A filtragem usando a FFT permite uma reprodução mais fiel da imagem original, com um realce bem perceptível das altas frequências.

4.4.3 Filtro Logarítmico (Homomórfico)

Nos casos em que o modelo de imagem é multiplicativo, se o conteúdo em termos de frequências é distinto, então pode separar-se a informação no domínio das frequências através da utilização de um filtro logarítmico. Consideremos então um modelo de imagem multiplicativo:

$$f(x,y) = i(x,y)s(x,y) \tag{4.65}$$

que não é separável no domínio espectral, uma vez que:

$$F(u,v) \neq I(u,v)S(u,v) \tag{4.66}$$

o que pode ser alterado, se calcularmos o logaritmo da imagem inicial, obtendo-se assim:

$$z(x,y) = \log f(x,y) = \log i(x,y) + \log s(x,y) \tag{4.67}$$

Esta nova imagem tem agora uma transformada de Fourier separável no domínio das frequências do seguinte modo:

$$Z(u,v) = \overline{I}(u,v) + \overline{S}(u,v) \tag{4.68}$$

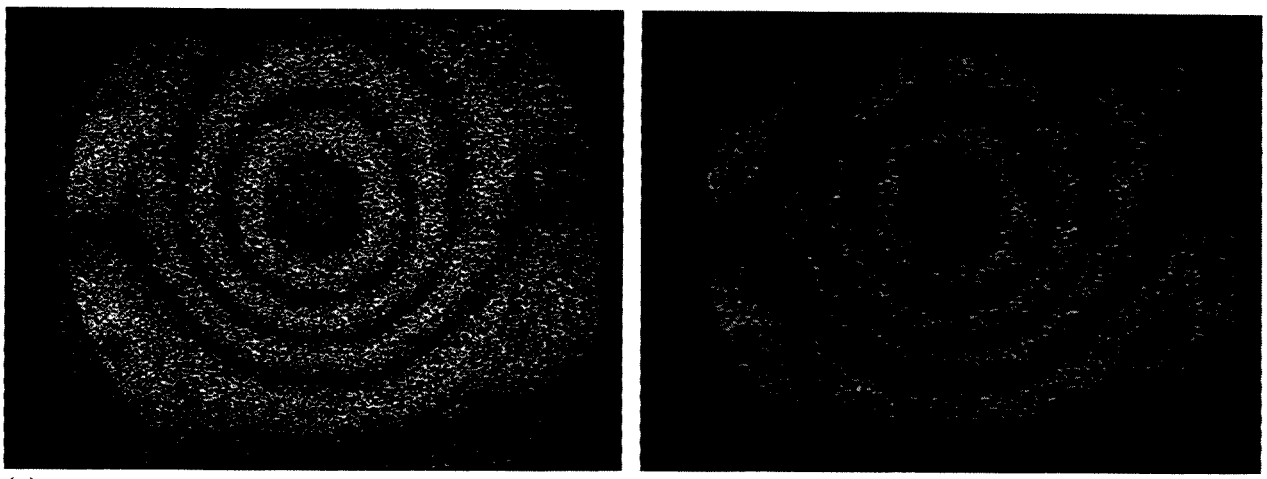
Se os conteúdos espectrais dos dois sinais forem muito diferentes, então estes poderão ser separados por uma janela de filtragem ou função de transferência $H(u,v)$ aplicada à transformada $Z(u,v)$:

$$\overline{I}(u,v) = H(u,v)Z(u,v) \tag{4.69}$$

A transformada inversa permitirá obter a função $i(x,y)$, Fig. 4.32, isto é a função $f(x,y)$ da qual foi retirada $s(x,y)$, a parte do sinal que se pretendia eliminar:

$$i(x,y) = \exp\left\{\mathcal{F}^{-1}\left\{\overline{I}(u,v)\right\}\right\} \tag{4.70}$$

As imagens de *speckle* obtidas por correlação com rectificação do sinal são casos de modelos multiplicativos de imagem. Contudo quando se efectua a transformada de Fourier, a parte correspondente ao *speckle* não é totalmente separável da informação relevante para a reconstrução das franjas. Por este motivo é impossível separar totalmente os dois termos do



(a) (b)

Fig. 4.31. Comparação entre a filtragem passa-alto por convolução espacial (a) e por filtragem espectral (b).

modelo multiplicativo; no entanto alguma melhoria dos resultados é conseguida, conforme se conclui pela comparação da Fig. 4.33(b) com a Fig. 4.25(b). Na primeira destas imagens nota-se uma ligeiro aumento da intensidade na área circundante do lóbulo central. Isto significa que alguma da informação que antes se encontrava sobreposta ao sinal que corresponde ao padrão de interferência se dispersou, permitindo melhorar ligeiramente a imagem final. No entanto, a melhoria relativamente à da filtragem convencional não é suficiente para justificar a aplicação deste método no caso da filtragem das imagens de *speckle*.

A Fig. 4.33 mostra a aplicação deste tipo de filtro à imagem anteriormente utilizada. Em (a) pode

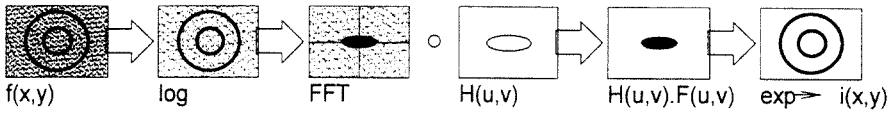


Fig. 4.32. Modelo de aplicação do filtro logarítmico ou homomórfico.

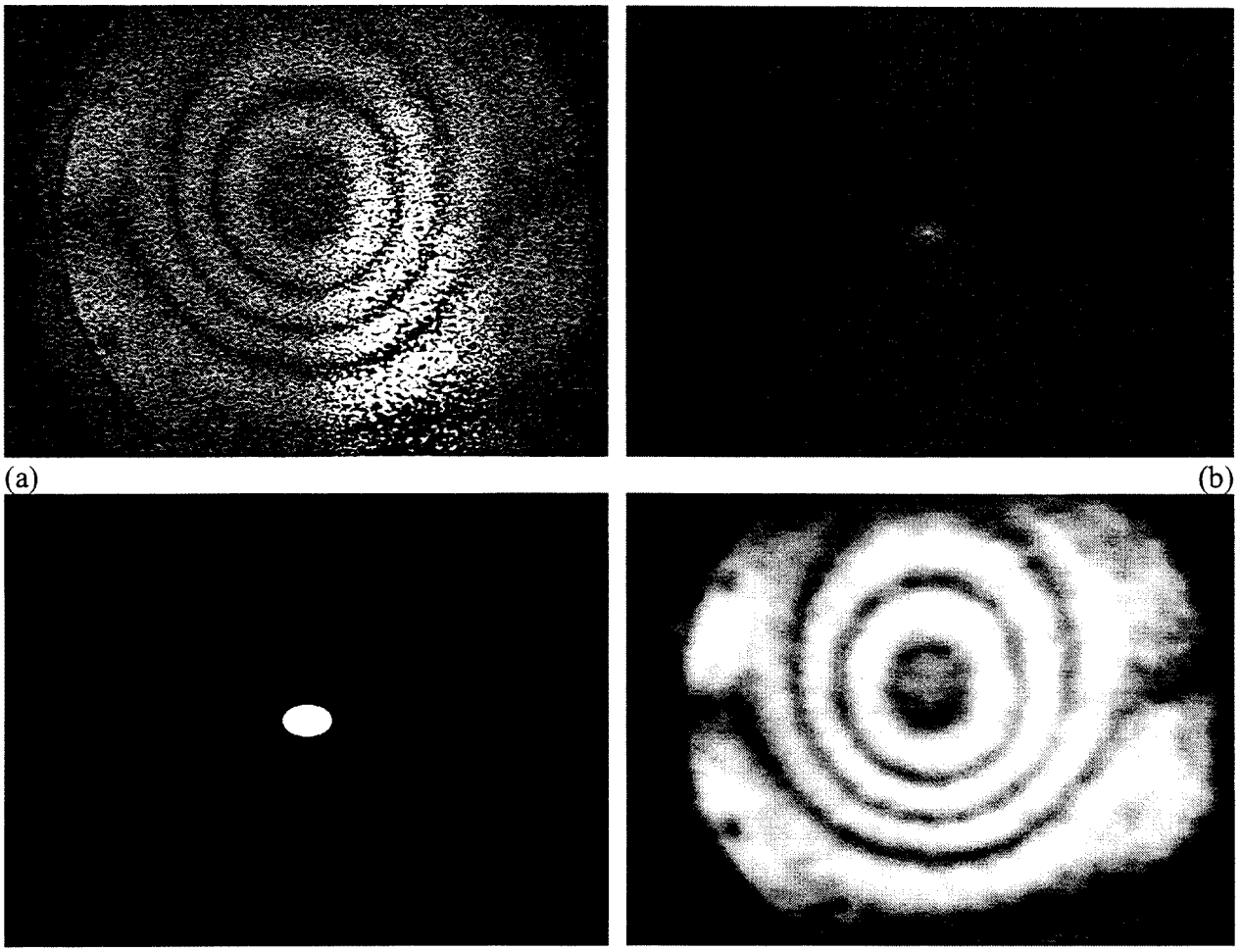


Fig. 4.33. A imagem da Fig. 4.2 após a aplicação da função logaritmo (a) permite dispersar mais o ruído no domínio espectral (b). A filtragem usando a função de transferência de um filtro passa-baixo (c) permite, após FFT inversa e exponenciação, obter a imagem filtrada (d).

ver-se a imagem processada pelo operador logaritmo. De seguida, mostra-se em (b) o espectro logarítmico da transformada e, em (c), a função de transferência do filtro. Finalmente, na imagem (d), é possível ver o resultado da filtragem após exponenciação, resultado que pode ser comparado com o obtido na filtragem convencional (Fig. 4.2 e Fig. 4.28).

4.5 Filtros de Modulação

Os filtros que aqui designamos de modulação tem um interesse muito relativo. Quase que seriamos tentados a afirmar que os filtros de modulação servem para mostrar que a determinação da fase é a melhor forma de filtrar o *speckle* (capítulo 5). Mas tendo a fase, quem quer as franjas filtradas? Para se filtrar uma imagem usando esta técnica precisamos de ter um mínimo de três imagens, ou seja precisamos de três equações para as três incógnitas da equação:

$$I = I_M + I_V \cos(\phi + \alpha) \tag{4.71}$$

ou seja o mesmo problema que iremos defrontar quando tratarmos a determinação da fase. As três equações correspondem a diferentes valores de α, a partir das quais é possível determinar os valores de I_M e I_V (para uma análise mais profunda deste assunto ver capítulo 5). Com três imagens com um desfasamento relativo de $\pi/2$, os termos médio e de modulação podem facilmente ser obtidos efectuando:

$$\begin{aligned} I_M &= \frac{I_0 + I_{180}}{2} \\ I_V &= \left[(I_0 - I_M)^2 + (I_{90} - I_M)^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \tag{4.72}$$

Conhecidos os valores do termo médio I_M e da modulação I_V é agora possível normalizar as franjas, tornando a modulação unitária em toda a imagem. As franjas normalizadas pode ser obtidas usando a operação:

$$\cos\phi = \frac{I - I_M}{I_V} \tag{4.73}$$

As franjas assim obtidas devem ser acomodadas na gama disponível no sistema de processamento de imagem, passando a ter um novo termo médio constante em toda a imagem e, geralmente, o valor médio da gama. Assim, num sistema de 8 *bits* por ponto, a nova imagem será dada por:

$$I = 127(1 + \cos\phi) \tag{4.74}$$

A aplicação deste tipo de filtragem à imagem da Fig. 4.34(a) permite obter os resultados mostrados em (b). Note-se que este filtro apenas normaliza a imagem e, por isso, não elimina o *speckle*. O efeito mais notado é a melhoria obvia do contraste da imagem com melhores resultados relativamente aos filtros passa-alto. Outro aspecto curioso é que desaparece a informação relativa ao objecto, ficando apenas a informação relativa às franjas. Este facto é bem

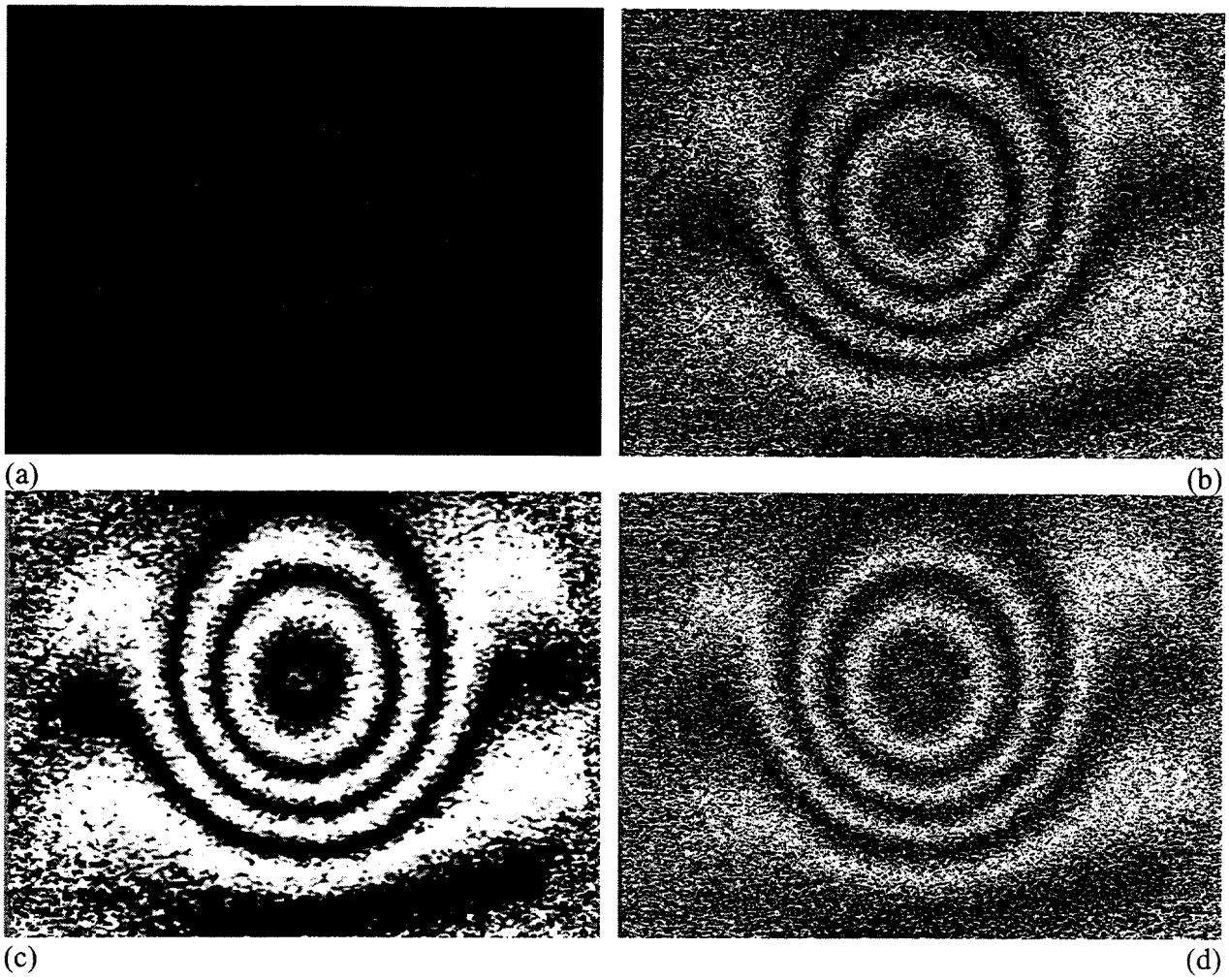
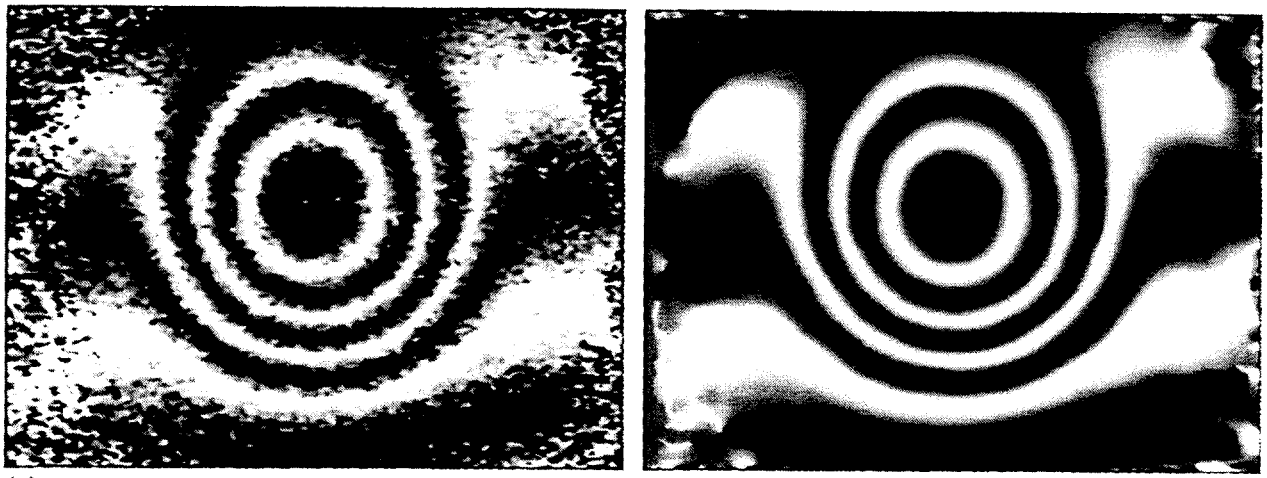


Fig. 4.34. Franjas de subtracção (a). Filtragem por normalização da modulação (b). Filtragem por normalização da modulação com pré-filtragem passa-baixo das imagens (c). Normalização da modulação por cálculo explícito da fase (d).

evidente quando comparado com a filtragem passa-alto, Fig. 4.31.O cálculo explícito da fase (ver capítulo 5), usando as mesmas três imagens antes referidas permitiria, após aplicação da equação (4.74), obter as franjas mostradas em (d). Comparando ambas as imagens, os resultados são bastante semelhantes, donde se conclui não ser necessário calcular explicitamente a fase. As imagens anteriormente referidas foram obtidas sem qualquer tipo de filtragem para eliminar o *speckle*, apenas se mostrou a possibilidade de melhorar o contraste das imagens. Mas se for necessário eliminar o *speckle*, tal também é possível. Na imagem (c) pode ver-se o resultado obtido com uma filtragem prévia das imagens de subtracção. Foi usada uma convolução 3×3 com três passagens, o que permitiu eliminar grande parte do ruído de *speckle* na imagem filtrada por normalização da modulação.

A determinação da fase explicitamente permite, no caso do uso da filtragem passa-baixo para pré-processamento, obter resultados também muito semelhantes ao processamento anterior. O cálculo da fase com imagens de subtracção pré-filtradas permite obter o resultado mostrado na Fig. 4.35(a), ligeiramente melhor que o conseguido em Fig. 4.34(c). Teoricamente, os resultados deveriam ser iguais, mas tal não se verifica devido às diferentes operações envolvida em cada um dos processamentos, o que origina resultados muito semelhantes mas ligeiramente diferentes. A



(a) (b)

Fig. 4.35. Normalização das franjas com pré-filtragem das imagens antes do cálculo da fase (a) e adicionando a pós-filtragem da fase (b). Estes resultados foram obtidos com a fase calculada a partir de franjas secundárias.

filtragem da própria fase antes de usar a expressão (4.74) pode melhorar ainda mais os resultados. A imagem Fig. 4.35(b) mostra este resultado. Convém salientar que foram usadas franjas secundárias para todos estes exemplos. Se tivessem sido usadas franjas primárias, os resultados seriam ainda mais perfeitos como já tivemos oportunidade de referir no capítulo 1. A questão essencial permanece: se temos a fase para quê as franjas? Por esse motivo não levaremos até à exaustão esta aplicação dos filtros de modulação.

Varrimento *Max-Min*

Vikhagen (1989) propôs uma outra forma de eliminar a modulação não uniforme, que usou para filtrar imagens de *time average*. Esta técnica evita a necessidade de usar um sistema de modulação de fase, já que pode ser usada a instabilidade criada intencionalmente (corrente de ar ou perturbação na mesa de montagem) para adquirir várias imagens com diferente modulação. A instabilidade obriga o valor da intensidade para cada ponto a variar entre os valores máximo e mínimo. Vikhagen (1989) usou um sistema de modulação de fase, ou seja um espelho controlado por um PZT incrementando sucessivamente o valor de α até ter percorrido pelo menos 2π. Mais tarde viria a utilizar a mesma técnica para determinação da fase (Vikhagen, 1990). A ideia base é fazer variar o valor de α de modo a percorrer o intervalo $[0, 2\pi]$ (e mesmo ultrapassá-lo, uma vez que fora desse intervalo os valores repetem-se) e, ao mesmo tempo, ir registando imagens correspondentes a essas diversas situações. Para cada ponto de imagem é percorrido o intervalo $[I_M-I_V, I_M+I_V]$, cujos limites se atingem quando a fase para o ponto tem os valores π e 0. Convém frisar que para extrair os valores de I_M e I_V não basta obter duas imagens desfasadas de π, uma vez que os pontos não estão todos em simultâneo nas extremidades do intervalo. Usando um pequeno programa, é então possível extrair das várias imagens gravadas os valores máximo I_{max} e mínimo I_{min} para cada ponto da imagem a partir dos quais:

$$I_M = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2}$$
$$I_V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{2} \tag{4.75}$$

A primeira técnica de processamento que Vikhagen (1989) propôs consistia apenas em usar o valor calculado da diferença I_{max}-I_{min}, o que permitia obter como resultado $2I_V$. Em imagens de *time average* isto resulta numa imagem mais contrastada, já que é retirado o termo médio e as franjas obtidas ficam apenas afectadas pela modulação da função de Bessel de ordem zero. A esta técnica Vikhagen (1989) chamou de varrimento *max-min*.

A Fig. 4.36 ilustra a aplicação do algoritmo *max-min*. Em (a) podemos ver as franjas obtidas usando a técnica da subtracção de dois interferogramas de *time average* com um desfasamento relativo de π. Refira-se que esta imagem já representa uma melhoria significativa relativamente a um interferograma simples (capítulo 2). A aplicação do varrimento *max-min* (b) permite uma ligeira melhoria por diminuição do ruído de *speckle*. Neste caso foram usadas 8 imagens para extrair os valores I_{max} e I_{min}. Quantas mais imagens melhor será o resultado, isto até um determinado limite em que o incremento de imagens não se traduz numa melhoria significativa.

O uso da filtragem temporal (parágrafo 4.2) também designada de *speckle averaging* em combinação com o varrimento *max-min* permite obter resultados com melhor aspecto como se mostrou na Fig. 4.9. A filtragem temporal é feita fazendo a média de vários interferogramas correspondentes à mesma situação de carga com padrões de franjas descorrelacionados entre si, isto é alterando as condições de iluminação do objecto. Escusado será dizer que este tipo de processamento é grande consumidor de tempo e, por isso, nas situações em que as condições são instáveis este tipo de processamento torna-se impraticável, em particular no que toca à filtragem temporal.

Um outro processamento foi adicionado, que se destinava a normalizar a modulação e que foi denominado de varrimento *max-min* normalizado. Tratando-se de franjas de interferometria *speckle* estáticas, a informação necessária para eliminação da modulação usando o varrimento *max-min* está disponível através das expressões (4.75). No caso do *time average*, existe uma pequena diferença, pois agora a equação da intensidade será dada por:

$$I = I_M + I_V J_0(U)\cos(\phi + \alpha) \tag{4.76}$$

onde U é uma função da amplitude de vibração que modula a função de Bessel J_0. O termo de modulação que estamos interessados em eliminar é "$I_V\cos(\phi+\alpha)$". Por isso, após o varrimento *max-min* com objecto a vibrar num dos seus modos próprios, efectua-se um novo varrimento, mas agora com o objecto imobilizado. Esta operação permite obter o valor de "$I_V\cos(\phi+\alpha)$", já que quando a amplitude de vibração é nula, o resultado da função de Bessel é a unidade. A divisão das duas imagens ponto a ponto permite obter a informação apenas das franjas com a modulação da função de Bessel, de uma forma semelhante à usada na expressão (4.73). Repare-se que o termo co-seno representa agora apenas ruído de *speckle*, apesar de servir como auxiliar para retirar a modulação. O resultado deste processamento é o mostrado na Fig. 4.36(c), onde se pode ver a modulação característica da função de Bessel, isto é, a franja de ordem zero é

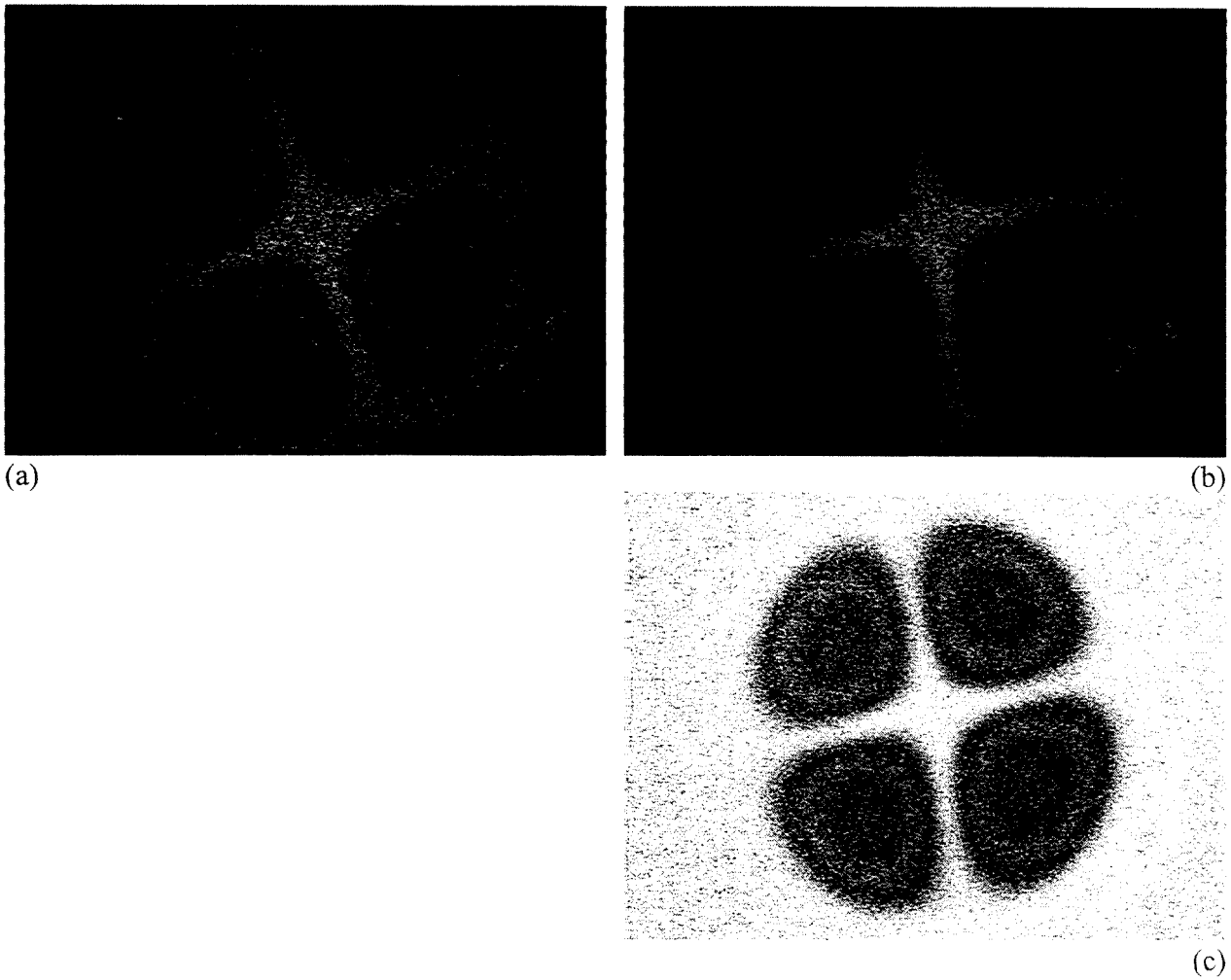


Fig. 4.36. Franjas obtidas em *time average*: por subtracção de duas imagens com um desfasamento de π (a), usando a técnica de *max-min scan* (b) e usando o *max-min scan* normalizado (c).

branca e as de ordem superior ou inferior vão-se tornando mais acinzentadas. Mais uma vez a combinação com a filtragem temporal permite melhorar a qualidade final dos resultados.

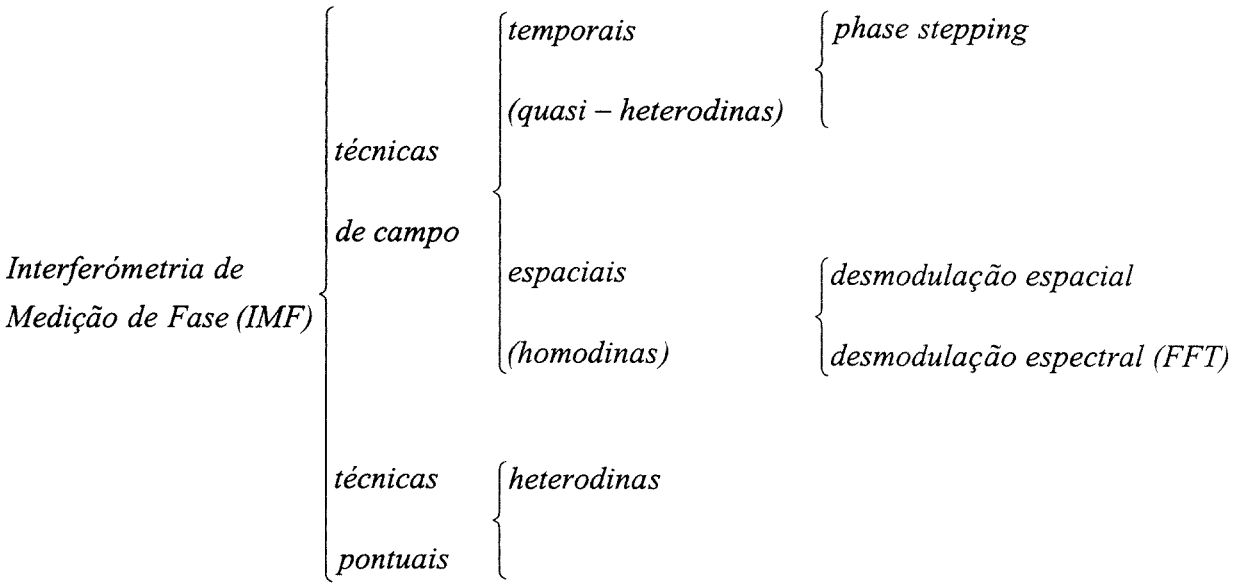
Deve referir-se que este tipo de processamento já teve os seus atractivos, como adiante veremos a determinação da fase permite conseguir resultados com muito melhor qualidade e, por isso, o interesse destas técnicas é presentemente muito relativo.

5

Desmodulação da Fase

Este capítulo analisa a parte fundamental do trabalho desenvolvido: a quantificação dos padrões de interferência, ou seja a determinação da sua fase. A determinação da fase dos padrões de franjas permite aumentar significativamente a precisão das medições. A simples análise das franjas, no caso da interferometria holográfica e *speckle*, permite medir com a precisão de $\lambda/2$, que pode ser aumentada para aproximadamente $\lambda/10$ recorrendo a processos numéricos de interpolação. Usando a determinação de fase, a precisão das medições situa-se na ordem de $\lambda/100$. Não é só o aumento de precisão de medida que torna estes métodos poderosos; com eles, a ordem das franjas fica desde logo definida não havendo necessidade da interpretação subjectiva do padrão de franjas por parte do utilizador.

A análise quantitativa de interferogramas é feita com o que se designa por técnicas de Interferometria de Medição de Fase (IMF, em inglês *Phase-Measurement Interferometry*). Estas técnicas são usadas para medir a fase, quer em padrões de franjas primárias quer de franjas secundárias, e são divididas em técnicas espaciais e temporais. Nas técnicas temporais é introduzido um desfasamento (*phase-shift*) conhecido entre os feixes objecto e de referência do interferómetro e são recolhidas uma série de imagens ao longo do tempo, com diferentes desfasamentos. As técnicas espaciais baseiam-se na codificação do desfasamento espacialmente num único interferograma, através da introdução de um grande numero de franjas, como portadoras da informação, que são geradas por rotação de um dos feixes relativamente ao outro. Como veremos, esta técnica pode ser aplicada a franjas primárias e secundárias, diferindo ligeiramente a sua implementação. As técnicas espaciais que processam os dados electronicamente e são conhecidas como técnicas heterodinas não fazem parte do âmbito deste trabalho. É no entanto de salientar o seu grande valor, permitindo chegar a uma precisão da ordem de $\lambda/1000$; são contudo técnicas pontuais e não de campo, por isso menos adequadas à utilização de processamento de imagem. É contudo de prever que, para a sua automatização, alguma forma de intervenção do processamento de imagem venha a ser feita no futuro. A interferometria de medição de fase e suas diferentes implementações podem ser esquematizadas da seguinte forma:



A IMF é usada desde 1969 para medir a fase de frentes de onda e desde 1980 para medir a fase na interferometria holográfica. O processo de medição envolve a aquisição de um determinado número de imagens que são enviadas para um computador onde é feito o cálculo da fase para cada um dos pontos da imagem. A informação acerca do objecto em análise é geometricamente relacionável com fase da frente de onda calculada usando a IMF. A medição directa da fase de interferogramas tem muitas vantagens sobre a detecção de franjas em interferogramas. A precisão da medição da fase é 10 a 100 vezes maior que a detecção de franjas, e é muito mais simples (Creath, 1994). Com a evolução verificada nas placas de aquisição de imagem e dos próprios computadores pessoais, grandes quantidades de dados podem ser processadas rapidamente e, por isso, a fase pode ser determinada em alguns segundos para centenas de milhar de pontos.

A detecção da fase de interferogramas pode ser levada a cabo através de diversas técnicas. Entre os métodos mais conhecidos podemos referir a técnica de incrementos de fase (Creath, 1988), a interferometria directa (Womack, 1984; Ichioka e Inuiya, 1989) e o método de Fourier (Takeda *et al.*, 1982; Rodier e Rodier, 1987). O método dos incremento de fase é um método temporal e requer, tipicamente, três ou mais padrões de franjas. A fase em cada ponto é determinada independentemente dos pontos vizinhos. Em oposição, os métodos de interferometria directa e de Fourier necessitam apenas de um interferograma com o sinal codificado numa portadora. Estes métodos são chamados de técnicas espaciais, porque a fase em cada ponto é calculada em função dos pontos vizinhos. As técnicas para desmodular interferogramas com frequências portadoras foram buscar a sua inspiração às bem conhecidas técnicas usadas em engenharia de telecomunicações. A interferometria directa foi adaptada à análise de franjas da desmodulação síncrona por quadratura. A técnica de Fourier é a versão interferométrica dos antigos receptores de FM (frequência modulada).

Os métodos abordados neste trabalho codificam, de uma forma geral, a informação em campo integral e, por conseguinte, a informação de fase toma a forma de uma imagem que é obtida a partir de imagens de padrões de franjas. A conversão desses padrões de franjas em informação quantitativa para cada uma das técnicas empregues difere somente na interpretação da variação da fase óptica e, na maioria das vezes, pode ter um tratamento unificado. Convém contudo referir

que algumas das técnicas são específicas e que, nesse caso, uma chamada de atenção será feita para esse detalhe.

5.1 Desmodulação por Adição/Subtracção

Alguns autores tentaram resolver o problema da determinação de fase sem o uso de moduladores de fase. Um dos métodos propostos (Yoshida *et al.*, 1995) consiste, segundo o autor, em três fases. Numa primeira fase são adquiridas imagens com a iluminação proveniente de cada um das frentes de onda (I_1 e I_2) usadas no interferómetro e das duas em simultâneo (I_3), enquanto o objecto se encontra no estado de referência. Após a deformação do objecto é obtido um novo interferograma. Estas duas imagens são caracterizadas pelas equações:

$$\begin{aligned} I_{ref} &= I_M(1+V\cos(\phi)) \\ I_{def} &= I_M(1+V\cos(\phi+\Delta\phi)) \end{aligned} \tag{5.1}$$

onde $I_M=I_1+I_2$. A segunda fase consiste na obtenção dos padrões secundários. Como vimos no capítulo 2, as franjas secundárias podem ser obtidas a partir de dois padrões primários por adição ou subtracção. As imagens obtidas são da forma:

$$\begin{aligned} I_{adi} &= a+b\cos(\psi+\Delta\phi/2)\cos(\Delta\phi/2) \\ I_{sub} &= b\,\mathrm{sen}(\psi+\Delta\phi/2)\,\mathrm{sen}(\Delta\phi/2) \end{aligned} \tag{5.2}$$

onde o termo $a=2I_M$, na equação correspondente à adição, pode ser eliminado através de subtracção das imagens adquiridas independentemente (I_1 e I_2) e, por isso, sem interferência. Após isto, as duas imagens são rectificadas para poderem ser filtradas com um filtro passa-baixo, de modo a eliminar o seno e co-seno com argumentos de *speckle* (ψ). Yoshida *et al.* (1995) apresentam um exemplo com franjas paralelas, o que lhes permite usar filtros de grandes matrizes linha na direcção paralela às franjas. Isto é possível pois a fase correspondente à deformação do objecto varia lentamente, podendo assumir-se que ela é constante numa determinada área à volta do *pixel* a processar. As imagens filtradas resultam em:

$$\begin{aligned} \langle I_{adi}\rangle &= b\left|\cos(\Delta\phi/2)\right|\sum_i^N\left|\cos(\psi+\Delta\phi/2)\right| \\ \langle I_{sub}\rangle &= b\left|\mathrm{sen}(\Delta\phi/2)\right|\sum_i^N\left|\mathrm{sen}(\psi+\Delta\phi/2)\right| \end{aligned} \tag{5.3}$$

onde N é o numero de *pixel*s envolvidos na filtragem. Como os termos dos somatórios têm uma fase aleatória uniformemente distribuída de 0 a 2π, os valores dos somatórios em seno e co-seno aproximam-se um do outro. Assim sendo, das duas imagens anteriores, a fase pode ser calculada por:

$$\Delta\phi / 2 = \tan^{-1}\left(\frac{\langle I_{adi}\rangle}{\langle I_{sub}\rangle}\right) \tag{5.4}$$

Este seria um método expedito e simples se não tivesse tantas limitações. A primeira é a qualidade dos interferogramas, uma vez que as franjas necessárias ao processamento são franjas secundárias. A fase obtida com este método é desprovida de sinal, o que origina mapas de fase em escada em vez dos habituais em dente de serra obtidos com a função arco tangente, Fig. 5.1. A fase obtida com a função arco tangente já é difícil de desembrulhar, mas a obtida da presente forma torna-se praticamente impossível de ser desembrulhada, especialmente se tiver muito ruído associado. Em particular porque se torna impossível saber quais as rampas que sobem e as que descem, a não ser que se saiba à *priori* a forma da deformação. O autor não referiu como lidava com este problema; de qualquer modo os padrões de franjas que apresentou eram muito simples, uma vez que se tratavam de franjas quase paralelas.

A formulação usada para determinação da fase utilizando a função arco tangente de dois padrões de franjas rectificados é equivalente à determinação usando uma função arco co-seno. Assim, as franjas de adição podem também ser representadas pelas seguintes equações:

$$\begin{aligned} I_{adi} &= b^2(1+\cos\Delta\phi) \\ I_{sub} &= b^2(1-\cos\Delta\phi) \end{aligned} \tag{5.5}$$

o que permite obter a fase através de uma função arco co-seno do seguinte modo:

$$\phi = \cos^{-1}\left(\frac{I_{adi} - I_{sub}}{I_{adi} + I_{sub}}\right) \tag{5.6}$$

A Fig. 5.2 mostra um exemplo de cálculo de fase usando este método e comparando-o com o resultado que seria obtido com os métodos usuais que têm informação de sinal da fase. Como se

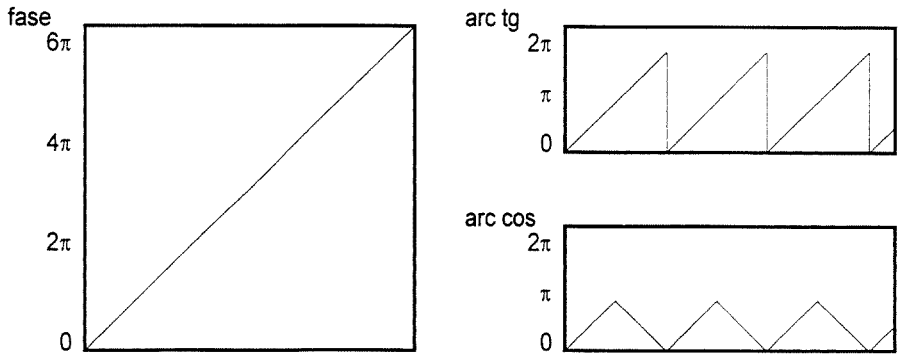


Fig. 5.1. Aspecto da fase quando calculada a partir das funções arco tangente e arco co-seno. À esquerda a fase contínua (desembrulhada), à direita o resultado obtida com o cálculo usando as funções trigonométricas inversas.

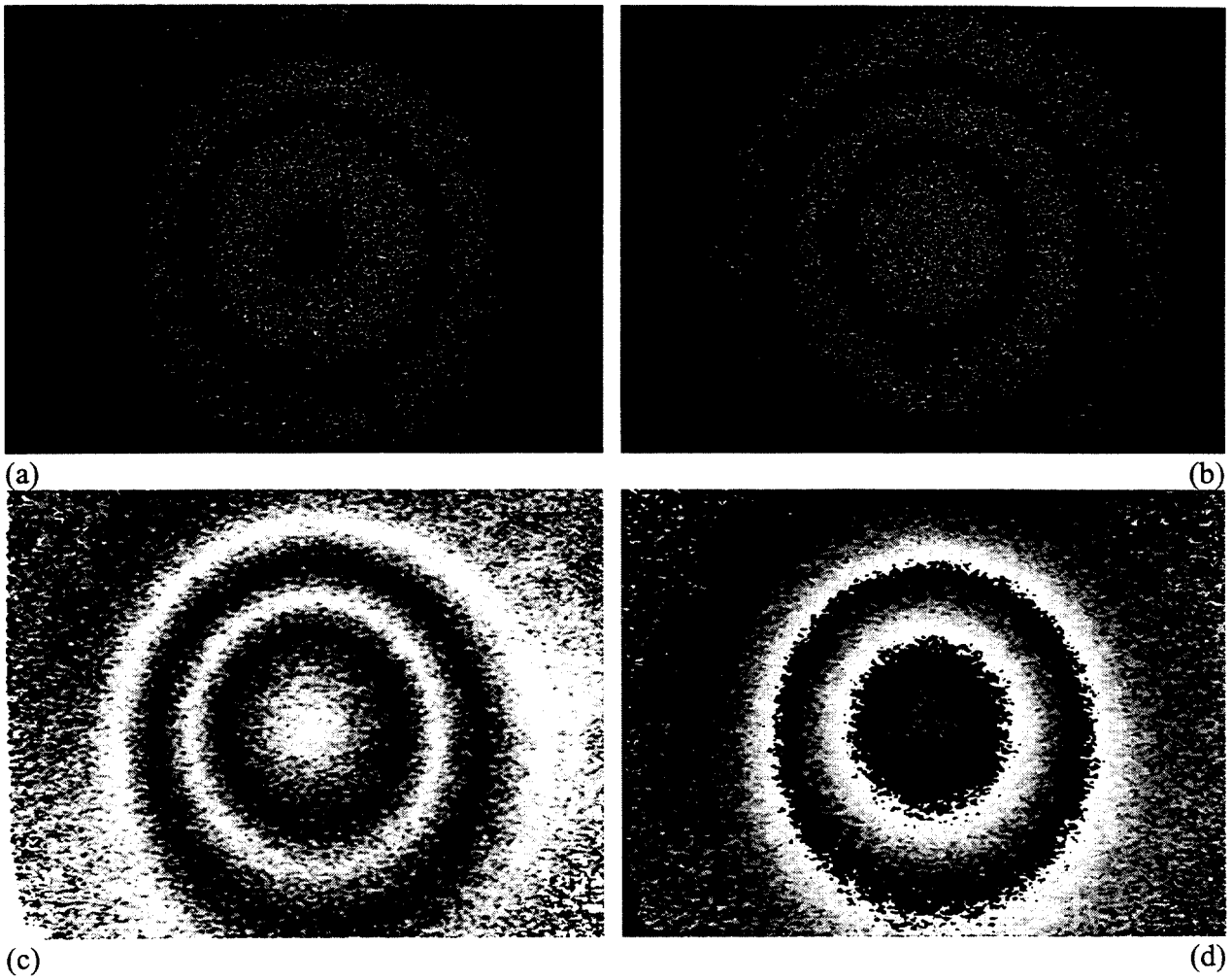


Fig. 5.2. Franjas de adição (a) e de subtracção (b), e a determinação da fase usando a função arco co-seno(c) (as imagens foram filtradas antes do cálculo de fase para tornar o resultado mais claro). Em (d) é mostrada a fase que resulta do habitual cálculo com a função arco tangente.

pode ver é muito difícil levantar o deslocamento a partir da imagem da Fig. 5.2(c) a não ser que se conheça a sua forma. Já quanto à Fig. 5.2(d) é perfeitamente evidente o formato da deformada depois de eliminar os saltos de 2π que resultam do cálculo através da função arco tangente.

5.2 Desmodulação Temporal (*Phase stepping*)

As técnicas de medição de fase podem servir para obter a fase das franjas primárias ou secundárias. Nos casos em que é possível obter franjas dos dois tipos, o resultado obtido com as primeiras é de muito melhor qualidade. O procedimento consiste geralmente em gravar um primeiro padrão de interferência, que é normalmente designado por imagem ou padrão de referência. Tratando-se de franjas primárias, são gravadas imagens suficientes para obter a fase dessas franjas. Se são franjas secundárias, apenas uma imagem é gravada para permitir posteriormente obter as franjas secundárias. Após o estado do objecto mudar, a frente de onda emanada do objecto também se altera ligeiramente. Nesta altura é registado um novo conjunto de

imagens de franjas primárias, que possibilitam a determinação da fase daquelas. No caso das franjas secundárias, os padrões obtidos no actual estado do objecto são subtraídos ou adicionados da imagem gravada no estado referência, obtendo-se assim um conjunto de imagens funcionais com padrões de franjas secundárias. As franjas secundárias são visíveis enquanto que as primárias, se contiverem *speckle*, não o são. As franjas secundárias produzidas por interferência dos padrões primários correspondem à mudança de posição e/ou forma do objecto entre as duas situações utilizadas para gravar os padrões primários, isto é a posição de referência e a posição deformada. Desde que a mudança no objecto seja pequena, as franjas secundárias estarão localizadas na superfície do objecto (Creath, 1994). Na IMF, a diferença de fase medida resulta da modificação sofrida pelas frentes de onda antes e após deformação, representando, por isso, a fase das franjas secundárias. Esta diferença pode, por exemplo, corresponder a um deslocamento devido a um estado de tensão não nulo aplicado ao objecto. Pode também corresponder à forma do objecto se dois ângulos de incidência , dois comprimento de onda, ou dois índices de refracção forem utilizados.

5.2.1 Teoria Generalizada da Determinação de Fase (Temporal)

Os padrões de franjas primário e secundário são da forma:

$$I(x,y) = I_M(x,y) + I_V(x,y)\cos(\phi(x,y)) \tag{5.7}$$

onde I_M representa a iluminação de fundo ou iluminação média do interferograma, I_V é o termo de modulação das franjas de interferência e ϕ é a diferença de fase das frentes de onda ou dos interferogramas, conforme se trate de franjas primárias ou secundárias. Esta equação pressupõe uma imagem constituída por diversos pontos de coordenadas (x,y). Praticamente todas as variáveis mudam de ponto para ponto numa dada imagem funcional. Por uma questão de simplificação das expressões, omitiremos de agora em diante as coordenadas x,y.

Após a adição dum desfasamento no padrão de interferência, a medição da intensidade será dada por:

$$I = I_M + I_V \cos(\phi + \alpha) \tag{5.8}$$

onde α representa esse desfasamento introduzido intencionalmente. Esse desfasamento é assumido como igual em toda a área da imagem, o que pode em certos casos não ser totalmente verdade. Na maioria dos casos esse desfasamento é conhecido e o seu valor pode ir de 0 a π radianos. Como temos três incógnitas (I_M, I_V, ϕ) um mínimo de três medições são necessários para determinar a fase.

Na modulação de fase temporal são gravadas N imagens enquanto a fase é alterada pelo sistema de modulação. Em geral o desfasamento é igual de imagem para imagem, mas pode variar ao longo do tempo de aquisição, isto é durante a integração executada pelo detector de vídeo. Se o desfasamento variar de imagem para imagem este deve ser determinado por calibração ou cálculo. Uma imagem com variação do desfasamento ao longo do tempo de aquisição será descrita por (Creath, 1988):

$$I_i = \frac{1}{\delta} \int_{\alpha_i - \delta/2}^{\alpha_i + \delta/2} \{I_M + I_V \cos(\phi + \alpha(t))\}\, d\alpha(t) \tag{5.9}$$

onde I_M é a intensidade média, I_V é a modulação das franjas de interferência, ϕ é a diferença de fase das frentes de onda, α é o desfasamento introduzido entre os feixes de referência e o feixe objecto (que é no caso mais geral dependente do tempo) e δ é o tempo de integração do detector de vídeo. Esta formulação permite a sua aplicação a qualquer tipo de IMF temporal, devido à sua generalidade. A Fig. 5.3 permite visualizar melhor o significado destes parâmetros.

Após a integração durante a fase de aquisição, a intensidade gravada é dada pela expressão:

$$I_i = I_M + I_V \,\mathrm{sinc}(\delta/2)\cos(\phi + \alpha_i) \tag{5.10}$$

onde $\mathrm{sinc}(\delta/2) = \sin(\delta/2)/(\delta/2)$. Quando o desfasamento aplicado é feito por degraus (δ=0) a função sinc tem o valor unitário. Quando δ=α (desfasamento contínuo e em rampa) o valor da função sinc diminui, tendo como resultado prático a diminuição da visibilidade das franjas. Neste trabalho apenas o desfasamento em degrau foi utilizado e, por isso, o padrão de interferência pode, neste caso, ser descrito por:

$$I_i = I_M + I_V \cos(\phi + \alpha_i) \tag{5.11}$$

Para N medições de intensidade, o método generalizado de cálculo de fase usa uma abordagem por mínimos quadrados, abordagem essa que pode ser vista com mais detalhe em Greivenkamp (1984) e Morgan (1982). A equação (5.11) pode ser rescrita na forma:

$$I_i = a_0 + a_1 \cos\alpha_i + a_2 \,\mathrm{sen}\,\alpha_i \tag{5.12}$$

onde

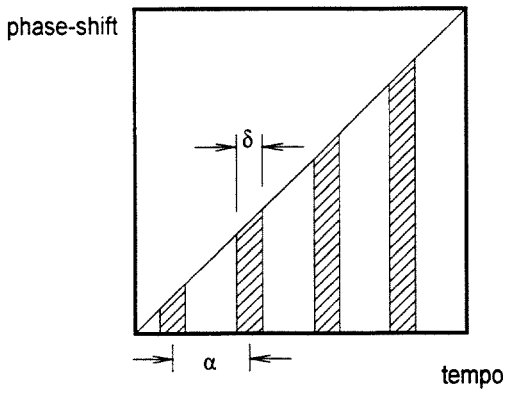


Fig. 5.3. Significado de degrau de fase (α) e tempo de integração (δ) usados no *phase-shift*.

$$a_0 = I_M$$

$$a_1 = I_V \,\mathrm{sinc}(\delta/2)\cos\phi \tag{5.13}$$

$$a_2 = -I_V \,\mathrm{sinc}(\delta/2)\,\mathrm{sen}\,\phi$$

As incógnitas destas equações são $a_0(x,y)$, $a_1(x,y)$ e $a_2(x,y)$. A solução destas equações, usando o método dos mínimos quadrados, será:

$$a = \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = A^{-1}(\alpha_i)B(\alpha_i) \tag{5.14}$$

onde

$$A(\alpha_i) = \begin{bmatrix} N & \sum\cos\alpha_i & \sum\mathrm{sen}\,\alpha_i \\ \sum\cos\alpha_i & \sum\cos^2\alpha_i & \sum\cos\alpha_i\,\mathrm{sen}\,\alpha_i \\ \sum\mathrm{sen}\,\alpha_i & \sum\cos\alpha_i\,\mathrm{sen}\,\alpha_i & \sum\mathrm{sen}^2\,\alpha_i \end{bmatrix} \tag{5.15}$$

e

$$B(\alpha_i) = \begin{bmatrix} \sum I_i \\ \sum I_i\cos\alpha_i \\ \sum I_i\,\mathrm{sen}\,\alpha_i \end{bmatrix} \tag{5.16}$$

Invertendo a matriz A, que depende apenas do desfasamento constante introduzido, e calculando a matriz B, a fase do interferograma, em cada ponto, é determinada a partir dos coeficientes a_1 e a_2 através de:

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{-a_2}{a_1}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{I_V\,\mathrm{sinc}(\delta/2)\,\mathrm{sen}\,\phi}{I_V\,\mathrm{sinc}(\delta/2)\cos\phi}\right) \tag{5.17}$$

Este método de cálculo pressupõe que os desfasamento entre interferogramas são constantes e conhecidos, assim como o intervalo de integração δ. Um método de mínimos quadrados para cálculo de fase que funciona com qualquer desfasamento entre imagens foi desenvolvido por Lai e Yatagai (1991). A determinação de fase é feita com base numa função arco tangente, por isso, quando executada num computador, o resultado será modulo π. Para obter a fase módulo 2π, deve ter-se em conta o sinal dos termos seno e co-seno, o que não evita a existência de descontinuidades no mapa de fase assim obtido. Estas descontinuidades terão que ser eliminadas com algoritmos especialmente desenvolvidos para o efeito, com iremos ver no capítulo 7.

A visibilidade ou contraste das franjas não é só diminuída pelo uso do desfasamento em rampa, também pode acontecer pela média efectuada em vários *speckles*, quando a dimensão do *speckle* é inferior à dos elementos do sensor. Para se fazerem medições fiáveis, a intensidade registada por cada elemento do detector deve ser modulada no máximo por um *speckle*. Quanto maior for a modulação das franjas de interferência, mais rigoroso será o cálculo da fase, porque a digitalização do sinal cobrirá maior número de níveis de intensidade. O contraste pode ser calculado a partir de:

$$V = \frac{I_V \operatorname{sinc}(\delta/2)}{I_M} = \frac{\sqrt{a_1^2 + a_2^2}}{a_0} \tag{5.18}$$

Esta expressão pode ser usada para decidir se um ponto deve ou não ser tomado em consideração no cálculo de fase. Se o contraste for baixo, a probabilidade de o ponto ter uma contribuição positiva para o cálculo de fase é pequena e, por isso, o seu valor pode ser rejeitado. Em vez desse valor pode ser utilizado o de um dos seus vizinhos.

Na Fig. 5.4 mostram-se quatro imagens de franjas secundárias com um desfasamento relativo de $\pi/2$, que irão ser utilizadas no seguimento deste capítulo para mostrar os diversos métodos de determinação da fase usando a modulação temporal.

5.2.2 Método com 2 Imagens

Este método foi sugerido por Santoyo *et al.* (1988) e recorre à estimativa da intensidade de fundo através da análise espectral do sinal. Não se pode considerar um método de determinação de fase muito fiável, como se pode verificar pelos resultados apresentados de seguida. Isto deve-se ao facto de ser extremamente difícil isolar com precisão o termo médio duma imagem de interferometria. Por outro lado, o método só pode ser aplicado a franjas secundárias, uma vez que, nas franjas primárias de origem *speckle*, a informação encontra-se espalhada por todo o espectro de frequências.

Para a aplicação deste método, são necessárias as duas primeiras imagens da Fig. 5.4, ou seja duas imagens com um desfasamento relativo de $\pi/2$. Cada uma das imagens é então transformada através de uma FFT, de modo a obtermos o seu conteúdo espectral, Fig. 5.5(a). A filtragem com uma máscara do tipo indicado em (b) permite então eliminar o termo de fundo (como se viu no capítulo 4) e, ao mesmo tempo, efectuar uma filtragem passa-baixo. As duas imagens assim obtidas serão da forma:

$$\begin{aligned} I_0 &= -I_V \cos\phi \\ I_{90} &= -I_V \operatorname{sen}\phi \end{aligned} \tag{5.19}$$

das quais se mostra a primeira em (c). A partir destas duas imagens, a fase pode ser obtida calculando:

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{I_{90}}{I_0}\right) \tag{5.20}$$

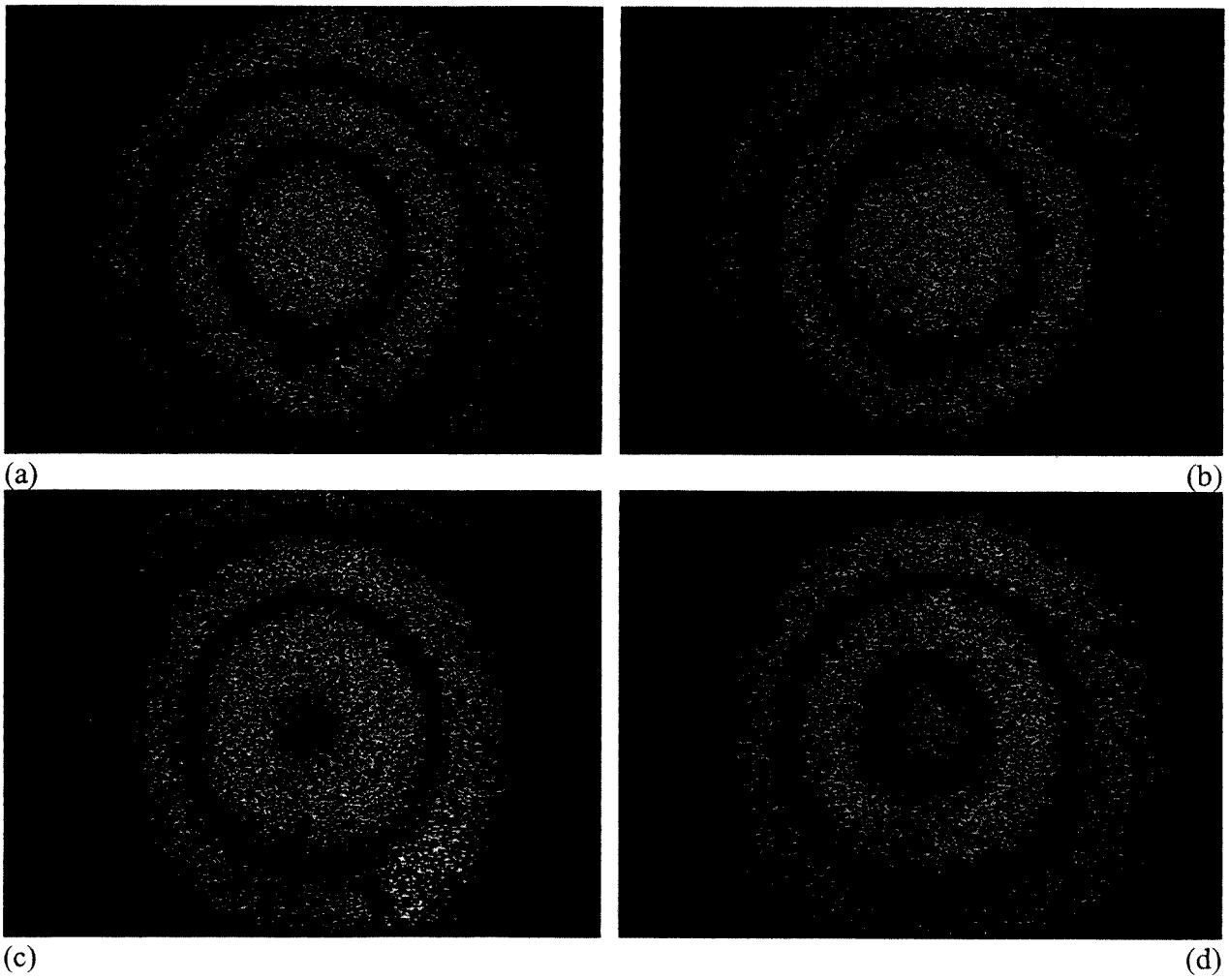


Fig. 5.4. Imagens de franjas obtidas por correlação *speckle* com degraus de fase relativos de $\pi/2$. (a) 0, (b) $\pi/2$ ou 90°, (c) π ou 180° e (d) $3\pi/2$ ou 270°.

A Fig. 5.5 mostra a aplicação do método aos interferogramas da Fig. 5.4. Cada uma das imagens é transformada para o domínio das frequências (a), a essa transformada é aplicada a máscara mostrada em (b) o que permite eliminar o termo contínuo (ponto negro central) e, ao mesmo tempo, fazer uma filtragem passa-baixo (toda a restante área negra). A transformada inversa origina a imagem que se pode ver em (c). Esta imagem tem um termo médio zero contendo, por isso, valores negativos. Este procedimento é aplicado às duas imagens, após o que é aplicada a expressão (5.20) que permite obter a fase (d). Repare-se que, mesmo neste interferograma com relativamente poucas franjas, a fase tem vários erros, o que permite desde já avaliar a qualidade da fase obtida por este método.

A qualidade do método não deixa dúvidas quando se aumenta a deformação e, por consequência, o número de franjas, com é o caso da Fig. 5.6. Os erros são agora praticamente irrecuperáveis pois um algoritmo de desembrulhar a fase dificilmente consegue superar a quantidade de erros existente. O método pode contudo ter aplicabilidade, com as limitações referidas, nos casos em que só se dispõe de franjas secundárias e em que o menor número possível de imagens deve ser adquirido.

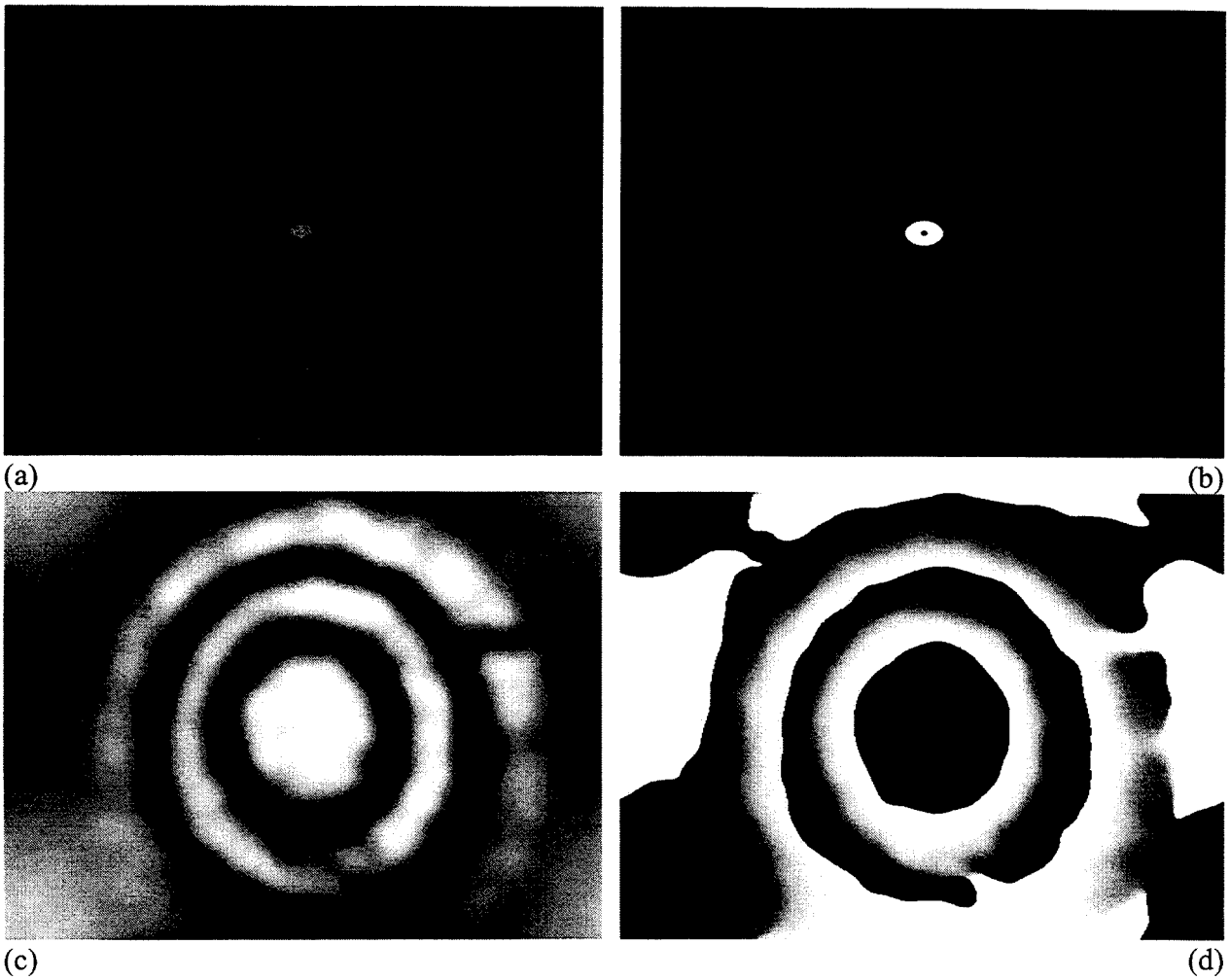


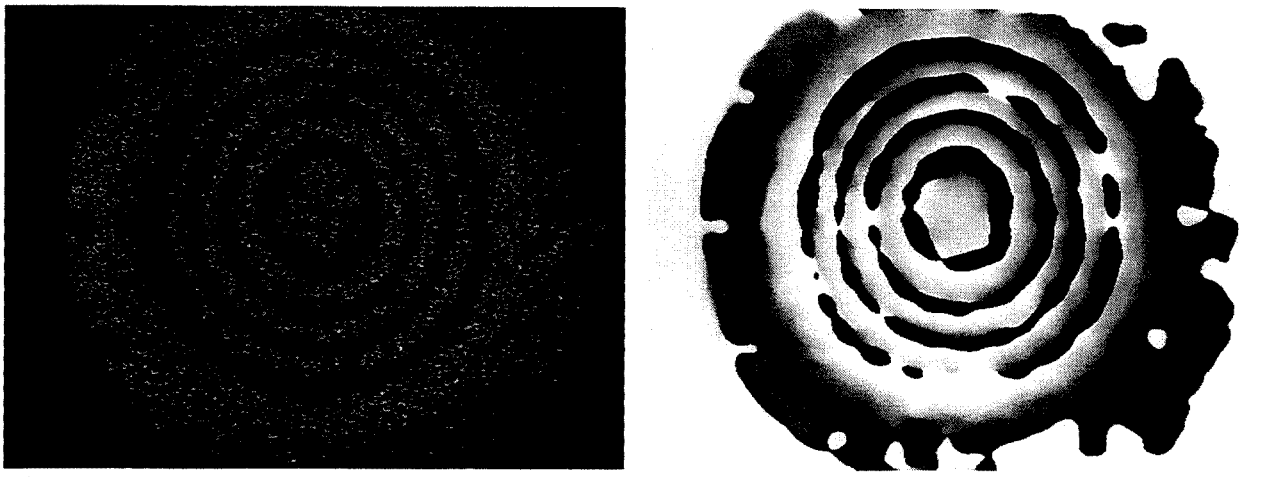
Fig. 5.5. Sequência de processamento no cálculo de fase usando um único passo de fase. FFT do primeiro interferograma da Fig. 5.4 (a), máscara aplicada à FFT (b), imagem filtrada (c) e fase obtida a partir dos dois primeiros interferogramas (d).

5.2.3 Métodos com 3 Imagens

Para que a determinação de fase ou, por outras palavras, a reconstrução da frente de onda seja um processo fiável, é necessário um mínimo de três imagens do padrão de franjas. É assim possível reconstruir a frente de onda usando por exemplo $\alpha_i = \pi/4$, $3\pi/4$, e $5\pi/4$. A partir da intensidade medida nos três interferogramas é possível determinar a fase em cada elemento do detector do seguinte modo:

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{I_{225} - I_{135}}{I_{45} - I_{135}}\right) \tag{5.21}$$

Alternativamente pode-se usar $\alpha_i = 0$, $\pi/2$, e π, o que permite utilizar uma expressão semelhante com a devida correcção de origem:



(a) (b)

Fig. 5.6. Fase obtida usando o mesmo método da Fig. 5.5 mas agora com uma deformação maior (mais franjas).

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{I_{180} - I_{90}}{I_0 - I_{90}}\right) - \frac{\pi}{4} \tag{5.22}$$

ou ainda com α_i= -π/2, 0, e π/2, o que conduz a:

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{I_{90} - I_0}{I_{-90} - I_0}\right) + \frac{3\pi}{4} \tag{5.23}$$

Se for usado um passo de fase mais geral, a solução do sistema de equações dará, no caso de α_i= -α, 0, α:

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{1-\cos\alpha}{\operatorname{sen}\alpha} \cdot \frac{I_{-\alpha} - I_{\alpha}}{2I_0 - I_{-\alpha} - I_{\alpha}}\right) \tag{5.24}$$

ou com α_i= 0, α, 2α, Fig. 5.7, mais uma vez corrigindo a origem:

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{1-\cos\alpha}{\operatorname{sen}\alpha} \cdot \frac{I_0 - I_{2\alpha}}{2I_{\alpha} - I_0 - I_{2\alpha}}\right) + \alpha \tag{5.25}$$

Uma expressão de cálculo frequentemente utilizada recorre a degraus de fase de 2π/3 e, neste caso, virá:

$$\phi = \tan^{-1}\left(\sqrt{3} \cdot \frac{I_{-120} - I_{120}}{2I_0 - I_{-120} - I_{120}}\right) \tag{5.26}$$

Como se pode ver pela Fig. 5.8 este método permite obter resultados substancialmente melhores que o método antes referido. Esta melhoria traduz-se numa perfeita definição das zonas de transição 2π, visível após filtragem da imagem de fase. Note-se também que a primeira imagem tem muito mais ruído que no método anterior, o que se justifica pelo facto de este método não ter implícito, como no anterior, uma filtragem. A imagem filtrada permite uma comparação em pé de igualdade com o método de duas imagens. O filtro de fase referido usa um tipo de processamento especial de modo a não danificar as zonas de descontinuidade na imagem de fase e será explicado com detalhe no capítulo 6

5.2.4 Métodos com 4 Imagens

Dos métodos usados na determinação da fase por *phase stepping* o mais comum é o de quatro

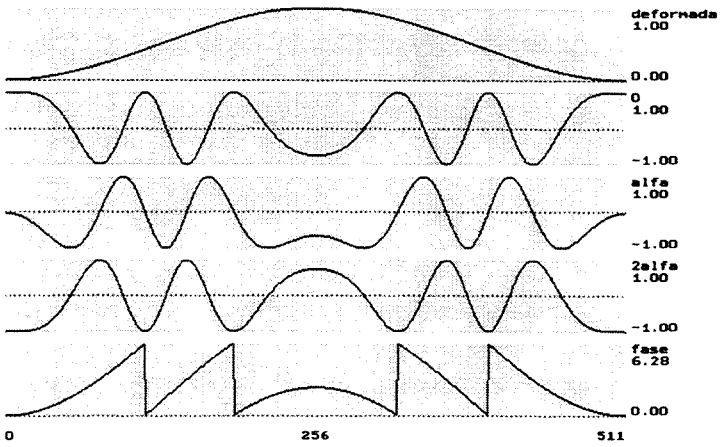
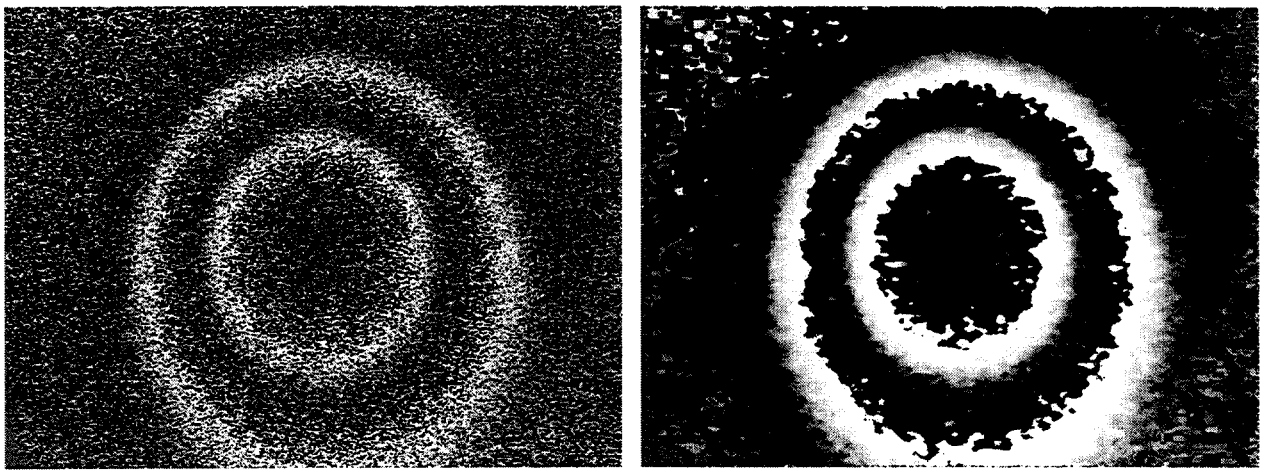


Fig. 5.7. A aplicação do *phase stepping* a um sinal unidimensional. Uma sequência de três sinais com diferente fase de referência é suficiente para resolver o problema da determinação da fase.



(a) (b)

Fig. 5.8. Fase obtida com o método de três imagens (a), usando a expressão (5.22), e a respectiva filtragem usando um filtro de fase 11×11 (b).

imagens com degraus de fase de $\pi/2$. Neste caso são usadas as quatro imagens mostradas na Fig. 5.4 e a expressão de cálculo é da forma:

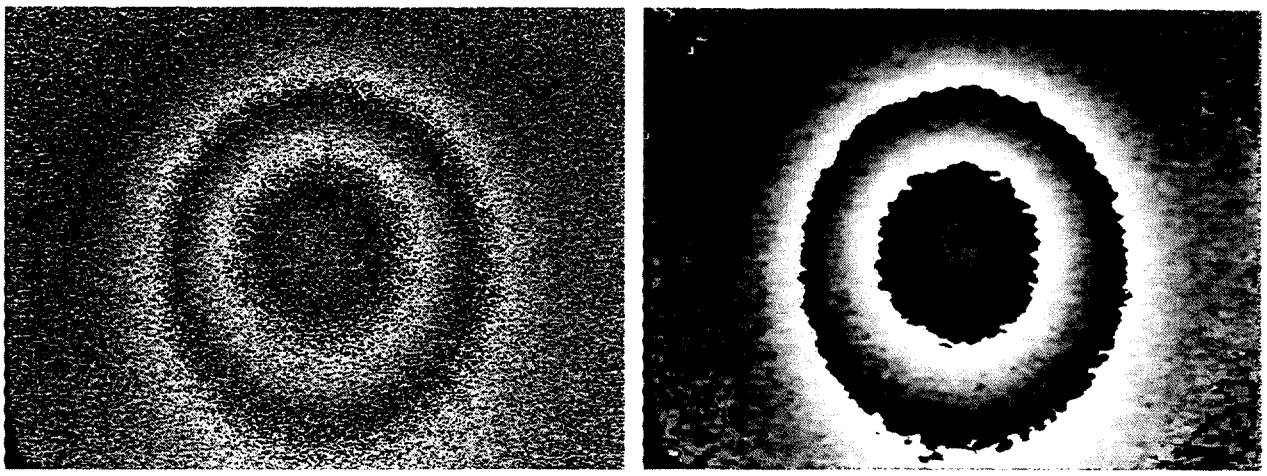
$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{I_{270} - I_{90}}{I_0 - I_{180}}\right) \tag{5.27}$$

Nos resultados obtidos com este método é desde logo evidente uma melhoria significativa no cálculo da fase, especialmente notória nas zonas de transição da fase (compare-se a Fig. 5.8 com a Fig. 5.9). É possível usar outras expressões com diferentes degraus de fase, mas esta expressão é praticamente universal no caso do uso de quatro imagens e, por esse motivo, nem é necessário apresentar alternativas.

Os resultados que temos mostrado para comparar os diversos métodos, têm sido processados com um filtro de fase 11×11 (Capítulo 6). Convém referir que essa não é a única alternativa. Como já foi sugerido no capítulo 4, a filtragem prévia das franjas secundárias com *speckle*, Fig. 5.10, permite obter também resultados de boa qualidade. Aliás a conjugação dos dois tipos de filtragem permite certamente os melhores resultados.

Método Carré

No método de quatro imagens, tendo em conta que o número de incógnitas para cada ponto é três (I_M, I_V e ϕ), pode ser utilizada a equação excedente para obter o próprio *phase-shift* (α). Deixa de ser necessária a calibração do *phase-shift*, sendo por isso a formulação independente do seu valor. Este método deve-se, como a sua designação indica, a Carré (1966). No caso de serem usados interferogramas com degraus de fase $\alpha_i = -3\alpha/2$, $-\alpha/2$, $\alpha/2$, e $3\alpha/2$, o *phase-shift* e a fase podem ser calculados através das seguintes expressões:



(a) (b)

Fig. 5.9. Fase obtida com o método de quatro imagens (a), e a respectiva filtragem usando um filtro de fase 11×11 (b).

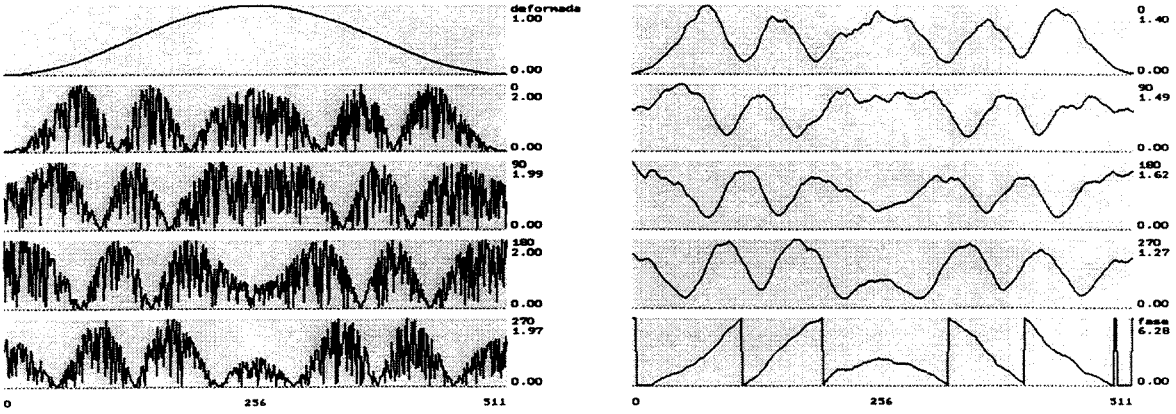


Fig. 5.10. No caso da desmodulação de sinais de *speckle* uma opção pode ser usar um filtro passa-baixo para processar os sinais antes do cálculo da fase.

$$\alpha = 2\tan^{-1}\sqrt{\frac{3(I_{-\alpha/2}-I_{\alpha/2})-(I_{-3\alpha/2}-I_{3\alpha/2})}{(I_{-\alpha/2}-I_{\alpha/2})+(I_{-3\alpha/2}-I_{3\alpha/2})}}$$

e (5.28)

$$\phi = \tan^{-1}\left(\tan\frac{\alpha}{2}\cdot\frac{(I_{-3\alpha/2}-I_{3\alpha/2})+(I_{-\alpha/2}-I_{\alpha/2})}{(I_{-\alpha/2}+I_{\alpha/2})-(I_{-3\alpha/2}+I_{3\alpha/2})}\right)$$

ou, de forma alternativa, usando $\alpha_i = 0$, α, 2α, e 3α:

$$\alpha = 2\tan^{-1}\sqrt{\frac{3(I_{\alpha}-I_{2\alpha})-(I_{0}-I_{3\alpha})}{(I_{\alpha}-I_{2\alpha})+(I_{0}-I_{3\alpha})}}$$

e (5.29)

$$\phi = \tan^{-1}\left(\tan\frac{\alpha}{2}\cdot\frac{(I_{0}-I_{3\alpha})+(I_{\alpha}-I_{2\alpha})}{(I_{\alpha}+I_{2\alpha})-(I_{0}+I_{3\alpha})}\right)+\frac{3\alpha}{2}$$

Os resultados obtidos com este processo são idênticos aos da Fig. 5.9. Normalmente o método convencional de quatro imagens é o utilizado; contudo existe uma situação em que o método Carré apresenta vantagens óbvias: quando o feixe modulado é convergente ou divergente, originando a variação do *phase-shift* ao longo da frente de onda. Outra vantagem, do método Carré, é não haver necessidade de calibrar o *phase-shift*. A aplicação deste método está sujeita a uma regra: o degrau de fase deve ser mantido abaixo de $\pi/2$, caso contrário surgem erros de fase (como se mostra na Fig. 5.11); baixos valores do *phase-shift* fornecem os melhores resultados.

Relativamente ao tipo de erros que ocorrem normalmente nas técnicas de medição de fase podem encontrar-se alguns trabalhos mais ou menos detalhados acerca do assunto, como sejam os realizados por Schwider *et al.* (1983), Schwider (1990), Creath (1988, 1991, 1994) e Joenathan (1994).

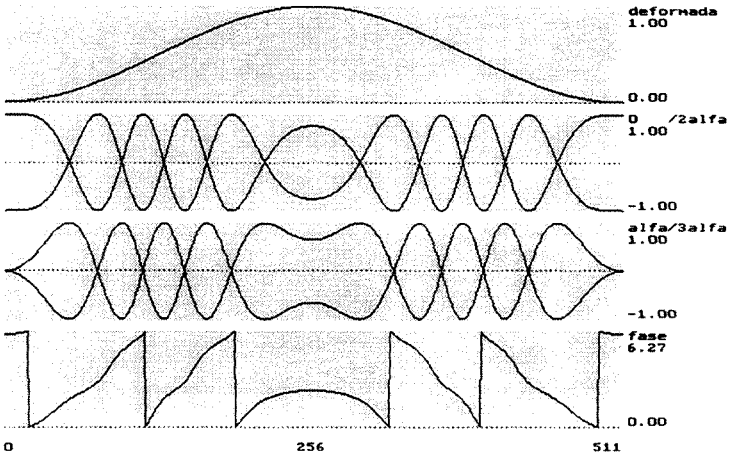


Fig. 5.11. O método Carré apresenta um erro característico quando o valor do *phase-shift* se aproxima de $\pi/2$, aumentando para valores mais elevados.

2+1 Imagens

Esta técnica, por vezes designada como sendo de três imagens (Creath, 1994), na realidade recorre ao uso de quatro imagens. Foi desenvolvida para ser usada na presença de vibrações ou de perturbações ambientais (turbulência) por Wizinovich (1990). A aquisição rápida das imagens é importante quando os objectos não podem ser colocados na mesma mesa em que se encontra o interferómetro. Com esta técnica o isolamento das vibrações não é tão crítico, pois são gravadas rapidamente duas imagens com um desfasamento relativo de $\pi/2$ e a dita terceira imagem é gravada em qualquer altura, depois ou antes do teste a realizar. A terceira imagem é obtida através da média de duas imagens com um desfasamento relativo de π, constituindo portanto o termo contínuo do padrão de interferência:

$$I_3 = \tfrac{1}{2}(I_0 + I_{180}) = I_M \tag{5.30}$$

Com as duas primeiras imagens, a fase pode ser calculada através da expressão:

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{I_{90} - I_M}{I_0 - I_M}\right) \tag{5.31}$$

O uso desta técnica com franjas primárias retirar-lhe-ia todas as vantagens, pois seria necessário adquirir quatro imagens em vez de duas e, por isso, é apenas aplicada a franjas secundárias.

5.2.5 Métodos com 5 Imagens

Um método usando cinco imagens foi introduzido por Hariharan *et al.* (1987) com o fim de minimizar os erros de calibração. O algoritmo foi desenvolvido para tentar evitar que o

numerador e o denominador da expressão de cálculo tendam para zero, reduzindo assim os erros nos cálculos. A expressão de cálculo da fase com degraus de fase α é dada por:

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{1-\cos 2\alpha}{\operatorname{sen}\alpha}\cdot\frac{I_{-\alpha}-I_{\alpha}}{2I_0-I_{-2\alpha}-I_{2\alpha}}\right) \tag{5.32}$$

O uso de $\alpha=\pi/2$ permite simplificar a expressão para:

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{2(I_{-90}-I_{90})}{2I_0-I_{-180}-I_{180}}\right) \tag{5.33}$$

que é uma expressão de cálculo muito simples, por exemplo para programação de processadores dedicados, e tem uma grande tolerância a erros de calibração do *phase-shift*. Torna-se contudo menos eficaz quando há instabilidades no sistema e ocupa mais espaço de armazenamento de imagens, o que pode tornar-se desvantajoso.

5.2.6 Métodos com Incrementos de Fase 2π/N

Esta é mais uma técnica de medição de fase baseada no método dos mínimos quadrados e na teoria de comunicações (Bruning *et al.*, 1974). Para a detecção síncrona de um sinal com ruído, correlaciona-se esse mesmo sinal com sinais seno e co-seno com a mesma frequência e faz-se a média ao longo de vários períodos de oscilação. Com incrementos de fase $\alpha_i=2\pi i/N$, com $i=1,\ldots,N$, isto é com N medições igualmente espaçadas ao longo de um período, o cálculo de fase conduz a (Bruning *et al.*, 1974; Morgan, 1982):

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{\sum I_i \operatorname{sen}\alpha_i}{\sum I_i \cos\alpha_i}\right) \tag{5.34}$$

Este é o caso em que a matriz A na expressão (5.15) é diagonal.

Uma nova classe de algoritmos foi recentemente introduzida por Larkin e Oreb (1992a, 1992b), que reduz a sensibilidade à calibração do *phase-shift* e às não linearidades do detector. Esta classe de algoritmos usa também incrementos de fase $\alpha_i=2\pi i/N$ como a detecção síncrona, e usa uma imagem (a última) com um desfasamento relativo à primeira de 2π. Esta última imagem ajuda a reduzir os erros de calibração do sistema de *phase-shift* que podem ocorrer entre imagens. O algoritmo de cinco imagens, antes apresentado, é deste tipo, usando incrementos de fase $\pi/2$. O algoritmo de Larkin e Oreb (1992b), desenvolvido para aplicação no levantamento de formas por projecção de franjas, usa sete imagens com incrementos de fase de $\pi/3$. A fase calculada com sete imagens tem múltiplas soluções, mas a que minimiza a influência do segundo e terceiro harmónicos é dada por (Creath, 1994):

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{\sqrt{3}(I_{60}+I_{120}-I_{240}-I_{300})+(I_{360}-I_0)/\sqrt{3}}{-I_0-I_{60}+I_{120}+2I_{180}+I_{240}-I_{300}-I_{360}}\right) \tag{5.35}$$

Neste tipo de métodos um elevado número de imagens é utilizado, tendo em vista a redução da sensibilidade aos erros de calibração. São por isso métodos muito dispendiosos em termos de espaço de armazenamento e, por isso, talvez menos atractivos.

5.2.7 Método de Varrimento Max-Min

Esta é uma técnica apresentada por Vikhagen (1990) destinada a ser usada em casos em que existam perturbações, quer devidas a vibração quer devidas a instabilidade do ar ambiente. Este método usa um grande número de imagens com incrementos de fase aleatórios e foi desenvolvida inicialmente para ser usada em grandes estruturas que não podiam ser isoladas das vibrações ambientais, podendo, no entanto, ter outras aplicações. A intensidade de cada uma das imagens é dada pela expressão (5.11), na qual os incrementos de fase α_i podem ter valores completamente aleatórios ou sequenciais entre 0 e 2π. De cada vez que uma nova imagem é adquirida, os valores máximos e mínimos em cada ponto do detector são determinados e eventualmente actualizados. Quando o número de imagens é elevado, estes valores tendem para os valores máximos e mínimos de intensidade do padrão de franjas, I_{max} e I_{min}. Estes valores podem, então, ser utilizados para determinar a intensidade de fundo e a de modulação, já que:

$$I_M = \frac{I_{max} + I_{min}}{2}$$
$$I_V = \frac{I_{max} - I_{min}}{2} \tag{5.36}$$

Determinados estes valores, a única incógnita que resta é a fase, a qual pode então ser calculada por :

$$\phi = \cos^{-1}\left(\frac{I_0 - I_M}{I_V}\right) \tag{5.37}$$

onde I_0 representa uma imagem adquirida em qualquer altura. O resultado da expressão anterior é dado no intervalo $[0,\pi[$, o que requer o uso de uma imagem de sinal gravada após a gravação de I_0. A imagem de sinal deve ter um ligeiro desfasamento relativamente a I_0. A partir da diferença entre as duas imagens é possível determinar qual o quadrante da função co-seno e, por isso, obter o resultado no intervalo $[0,2\pi[$.

Uma vez gravado um número considerável de imagens (à volta de 20) destinadas à obtenção da intensidade média e da modulação, a fase pode ser calculada para cada novo interferograma, desde que as vibrações e perturbações ambientais não provoquem um deslocamento significativo do objecto (inferior a meio *pixel*). A principal utilização deste método surge quando a fase do *speckle* varia aleatoriamente devido a instabilidades de qualquer ordem; no entanto pode também ser usado com uma variação de fase controlada por computador através dum sistema modulador de fase. O algoritmo pode facilmente ser implementado num detector programável de modo a obter-se a fase modulo 2π em tempo real (tempo de aquisição vídeo).

5.2.8 Calibração do Sistema de *Phase-Shift*

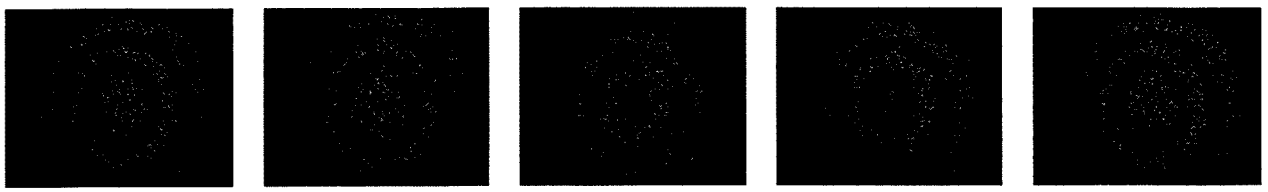
É importante garantir que o sistema de incrementar a fase está correctamente calibrado, de modo a evitar erros na determinação da fase (Cheng e Wyant, 1985). O sistema de desfasamento pode ser calibrado por determinação do degrau de fase α a partir das imagens registadas. No caso do uso do método Carré ou de varrimento *max-min* serem usados, a calibração não necessita de ser efectuada.

A metodologia por nós desenvolvida para efectuar a calibração do *phase-shift* é baseada na observação de uma sequência de imagens desfasadas. A Fig. 5.12 mostra cinco imagens com desfasamento relativos de $\pi/2$. As imagens (a) e (e) devem ser iguais, pois entre elas existe um desfasamento de 2π. As imagens (a) e (c), assim como as (b) e (d), devem ser complementares em termos de intensidade, pois entre elas existe um desfasamento relativo de π. O sistema de calibração por nós utilizado é baseado nesta constatação. Refira-se que o sistema de calibração deve funcionar no modo de franjas secundárias, uma vez que só neste caso as franjas são perceptíveis à vista humana. O sistema de *phase-shift* é então posto a oscilar entre a imagem de fase zero e uma outra com um *phase-shift* controlável através do sistema. À medida que se aumenta o *phase-shift* relativo, vamos passando sucessivamente pelas combinações (a/b), (a/c), (a/d) e em todas elas a alternância entre as duas imagens origina uma oscilação do padrão de franjas observado no monitor do sistema de processamento de imagem. Quando se atinge finalmente a combinação (a/e), as franjas estabilizam porque se trata da mesma imagem, ou mais correctamente de duas imagens com um desfasamento relativo de 2π. Desta forma, um controlo muito preciso do valor do *phase-shift* é conseguido.

Outra forma de calibrar o *phase-shift* consiste na sua determinação a partir das imagens, após se ter fixado o seu valor (Creath, 1994). No caso do método de quatro imagens, o valor do *phase-shift* pode ser obtido através das expressões (5.28) ou (5.29). No caso de serem adquiridas cinco imagens, esse cálculo é mais simples:

$$\alpha = \cos^{-1}\left(\frac{I_5 - I_1}{2(I_4 - I_2)}\right) \tag{5.38}$$

onde I_1, I_2, I_3, I_4, I_5 representam imagens com iguais desfasamentos relativos. Calculando o *phase-shift* para todos os pontos do interferograma, usando a expressão anterior, pode construir-se um histograma como o que se mostra na Fig. 5.13. A dispersão do valor do *phase-shift* indica que existem variações do valor ao longo do interferograma, que podem ser devidos a rotação que acompanha o movimento de translação do componente que implementa o *phase-shift*



(a) (b) (c) (d) (e)

Fig. 5.12. Sequência de imagens quando se varia o *phase-shift* de 0 até 2π, isto é, uma franja completa.

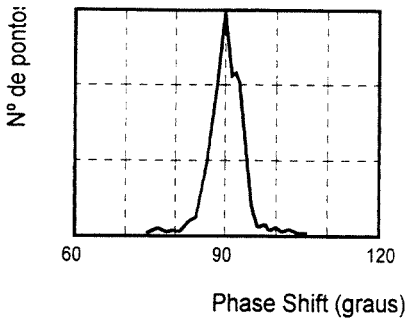


Fig. 5.13. Histograma mostrando a dispersão típica do valor do *phase-shift* para os pontos de um interferograma.

(normalmente um espelho), ou ainda ao facto de existirem muitos *speckles* sem informação no interferograma, o que é comum quando se trata de interferometria *speckle*. O movimento do mecanismo de *phase-shift* pode também não ser linear na zona de utilização, o que introduz problemas acrescidos na calibração do sistema. Neste caso, pode ser usado um sinal de referência para determinar qual o movimento a dar ao sistema de deslocamento, de modo a introduzir um *phase-shift* linear (Creath, 1994).

5.2.9 A Fase Calculada com Franjas Primárias e Secundárias

A fase correspondente à deformação de um dado objecto pode ser obtida com franjas primárias ou secundárias, conduzindo a resultados semelhantes mas com uma qualidade que pode ser muito diferente, como teremos oportunidade de ver de seguida. As imagens de fase calculadas nos pontos anteriores foram obtidas com franjas secundárias. Isto deveu-se ao facto de ser mais fácil compreender o cálculo de fase usando padrões de franjas visíveis.

Como vimos, um mínimo de três interferogramas (três imagens, no caso de franjas secundárias, ou seis, no caso das franjas primárias) devem estar disponíveis para o cálculo da fase, isto porque são também três o número de incógnitas em questão. Assim sendo, uma vez obtidas as franjas secundárias correspondentes ao estado deformado do objecto, podemos calcular a fase usando uma das expressões apresentadas. A Fig. 5.14 mostra essa sequência de uma forma esquemática.

Uma técnica onde não faz sentido falar de cálculo de fase a partir de franjas primárias é a da holografia interferométrica. Quer se trate de holografia em tempo real, quer de holografia de dupla referência, a qualidade das franjas secundárias é de tal ordem que não faria sentido estar a calcular a fase usando franjas primárias. A obtenção de franjas primárias poderia ser conseguida reconstruindo os hologramas de referência (antes da deformação) e o de deformada

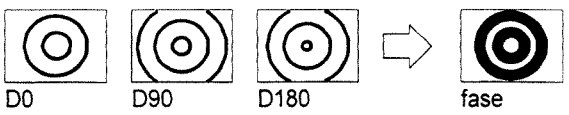


Fig. 5.14. Sequência da determinação da fase usando franjas secundárias. Obtido um mínimo de três imagens a fase é calculada directamente das franjas secundárias correspondentes ao estado deformado do objecto.

independentemente. Neste caso, as franjas primárias não podem ser facilmente resolvidas pelos sistemas de vídeo disponíveis já que são demasiado densas. A Fig. 5.15 mostra um exemplo de franjas holográficas secundárias. Repare-se na qualidade das franjas obtidas e comparem-se com as imagens de correlação *speckle* apresentadas na Fig. 5.4. Evidentemente que esta qualidade se vai reflectir na fase calculada, que praticamente não precisa de ser filtrada para posterior processamento.

No processamento das franjas primárias o procedimento aplicado às franjas secundárias é repetido para as três imagens de referência e para as três imagens de deformada (Creath, 1985). A Fig. 5.16 esquematiza este procedimento. Note-se que agora um interferograma é constituído por duas imagens, ou seja para a determinação da fase precisamos de um mínimo de seis imagens. Uma vez obtidas as fases correspondentes à posição de referência e de deformada, estas são subtraídas modulo 2π de modo a obter-se a fase correspondente ao deslocamento do objecto. Esta subtracção permite eliminar a fase aleatória devida à presença do *speckle*, o que tem como consequência uma notável melhoria de qualidade. A fase calculada usando a função arco-tangente tem como resultado o intervalo $[0, 2\pi[$, o que na subtracção das duas fases pode

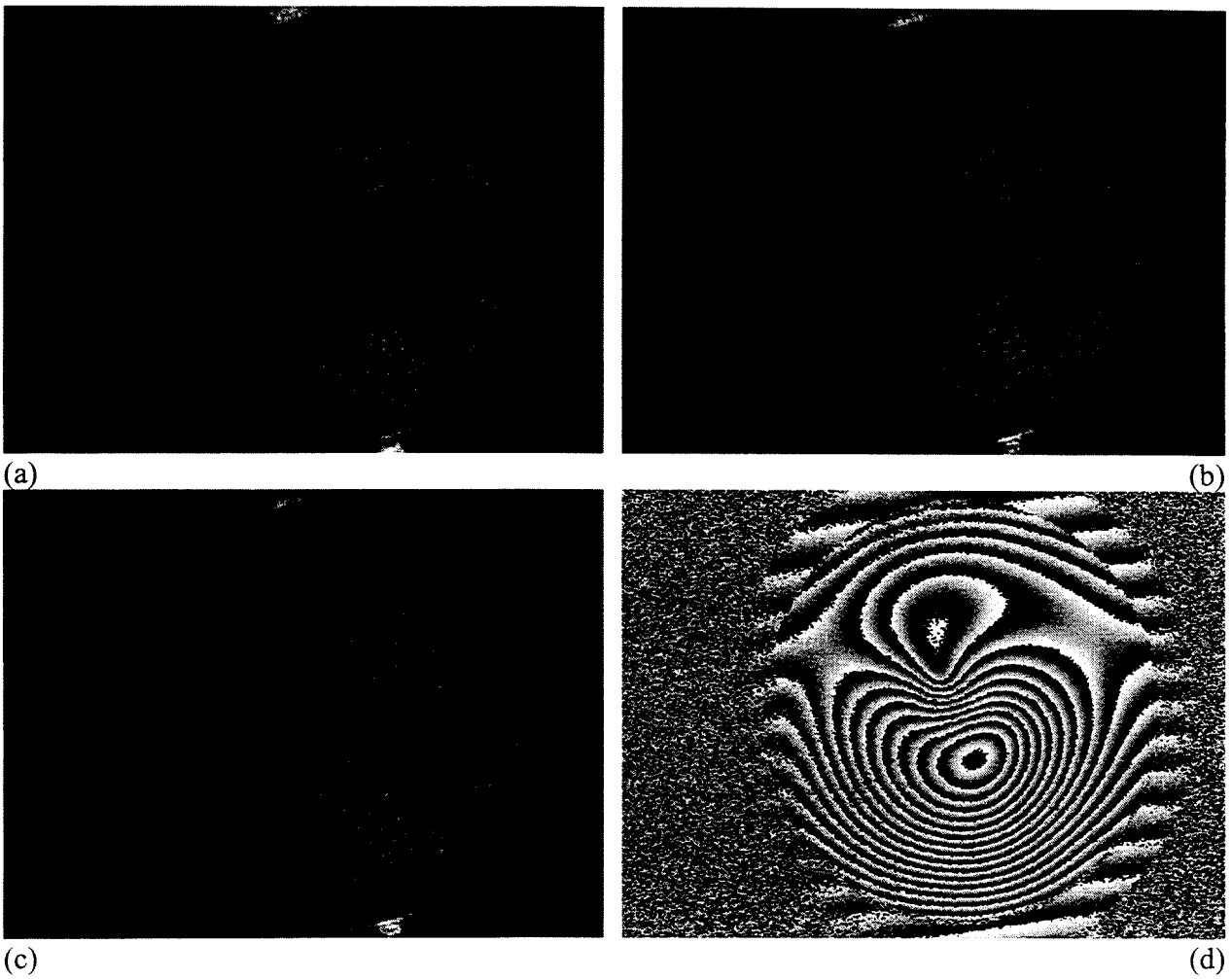


Fig. 5.15. Três interferogramas com desfasamentos relativos de $\pi/2$ (a)(b)(c) obtidos com holografia interferométrica em tempo real e a fase calculada sem qualquer filtragem (d).

originar valores menores que 0 ou maiores que 2π. A subtracção modulo 2π tem precisamente o significado de limitar o valor dessa subtracção aos extremos referidos. Matematicamente podemos traduzir esta operação por:

$$\Delta\phi = \begin{cases} \phi_d - \phi_r & se \quad \phi_d \geq \phi_r \\ \phi_d - \phi_r + 2\pi & se \quad \phi_d < \phi_r \end{cases} \tag{5.39}$$

onde os índices r e d significam respectivamente referência e deformada. Esta diferença de fases não é mais do que a fase das franjas secundárias obtida por processamento dos padrões de interferência primários. A Fig. 5.17 mostra este procedimento efectuado com um sinal unidimensional. Apesar do aspecto caótico da fase das franjas primárias, a fase das franjas secundárias apresenta relativamente pouco ruído.

Os interferogramas primários não têm qualquer informação visual e têm todos um aspecto semelhante ao mostrado na Fig. 5.18(a). Uma animação de dois interferogramas correspondentes aos dois estados, referência e deformado, permite prever a forma das franjas secundárias, mas os

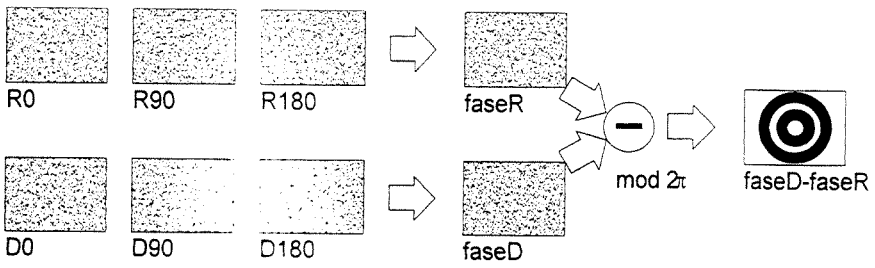


Fig. 5.16. Sequência da determinação da fase usando franjas primárias. Um mínimo de três imagens para cada estado do objecto permite calcular a fase das franjas primárias. A subtracção módulo 2π das fases primárias permite eliminar a fase aleatória do *speckle* e obter a fase das franjas secundárias.

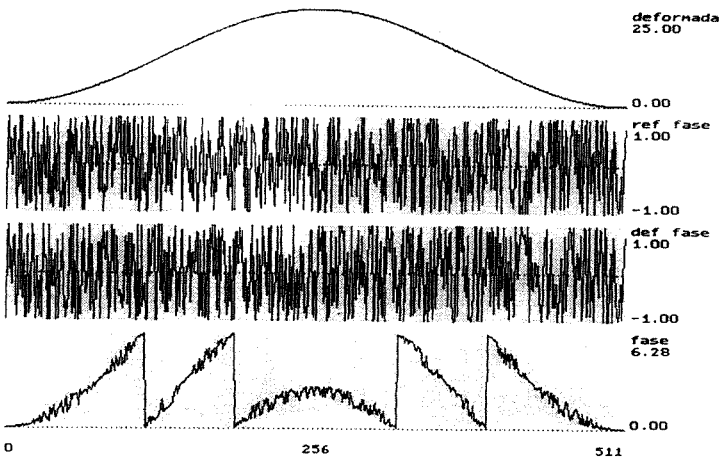


Fig. 5.17. No cálculo da fase com imagens de *speckle* apesar do aspecto caótico das fases de cada um dos padrões a sua diferença módulo 2π resulta numa fase limpa. Isto deve-se à eliminação da fase aleatória do *speckle*.

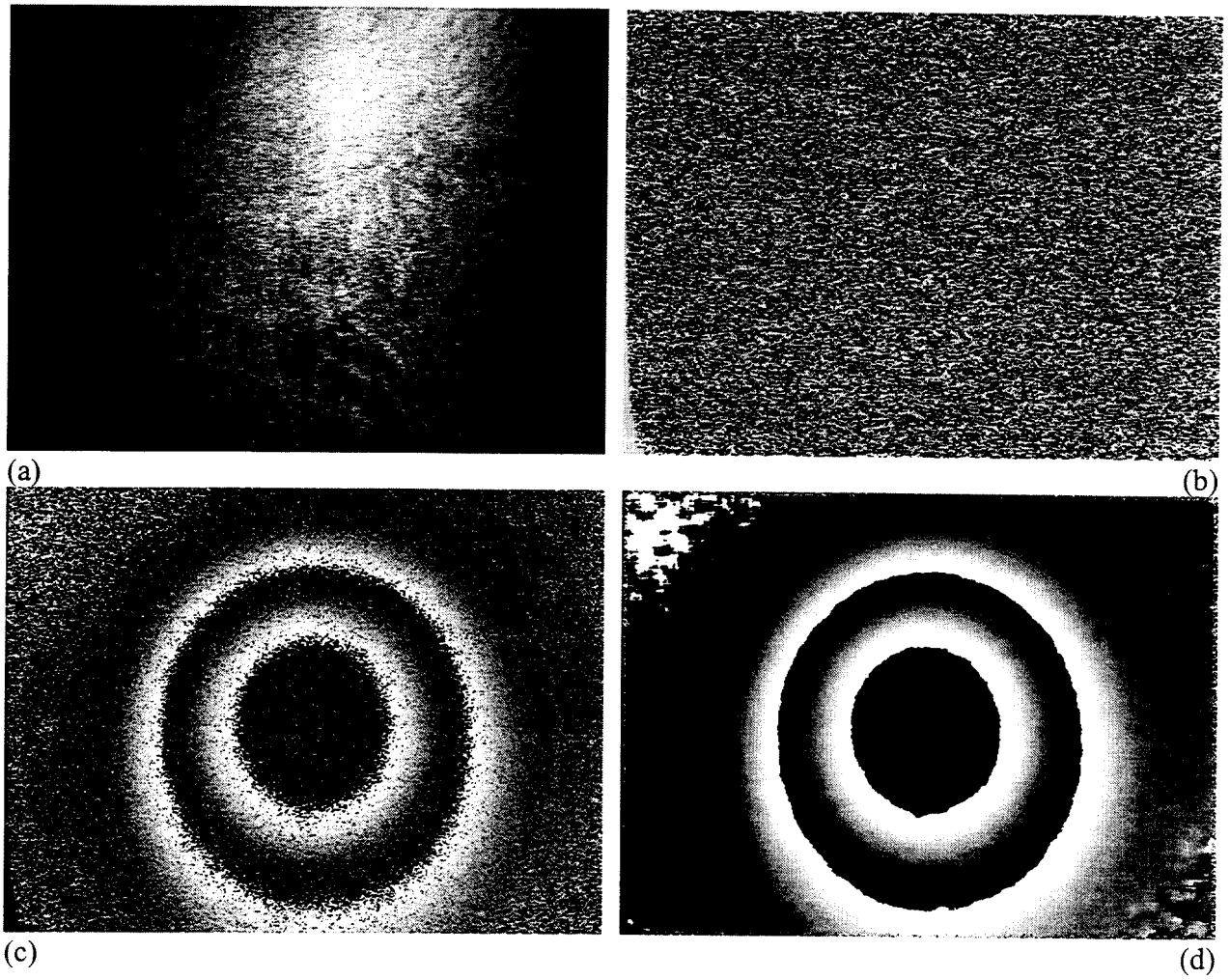


Fig. 5.18. Obtenção da fase das franjas secundárias usando franjas primárias. Um interferograma primário (a). Fase das franjas primárias, onde o termo aleatório é dominante devido à fase aleatória do *speckle* (b). A subtracção módulo 2π da fase referência e deformada permite obter a fase das franjas secundárias (c). Filtragem da fase usando um filtro de fase 11×11 (d).

interferogramas isolados nada mostram. A fase calculada para os interferogramas primários tem o aspecto da imagem (b), ou seja uma fase em que prepondera a fase aleatória do *speckle* e, por isso, também sem qualquer informação visual. Contudo a informação relativa ao objecto está lá e pode ser isolada através da subtracção módulo 2π das imagens de fase correspondentes aos dois estados em que os interferogramas foram obtidos, como se mostra na imagem (c). A qualidade da fase obtida é notável, mesmo comparável à conseguida com a holografia interferométrica, de modo que uma filtragem posterior permite obter o resultado apresentado na imagem (d). A comparação com os resultados da Fig. 5.9 permite atestar a melhoria conseguida relativamente ao cálculo usando franjas secundárias.

Uma forma alternativa de cálculo da fase a partir das franjas primárias, sugerido por Creath (1994), usa uma única equação com a inclusão das imagens antes e após deslocamento:

$$\Delta\phi = \tan^{-1}\left(\frac{\text{sen}(\phi_d - \phi_r)}{\cos(\phi_d - \phi_r)}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{\text{sen}\,\phi_d \cos\phi_r - \cos\phi_d\,\text{sen}\,\phi_r}{\cos\phi_d \cos\phi_r + \text{sen}\,\phi_d\,\text{sen}\,\phi_r}\right) \tag{5.40}$$

o que, no caso do método de quatro imagens, com incrementos de fase de $\pi/2$ conduz a:

$$\Delta\phi = \tan^{-1}\left(\frac{(I_{270d} - I_{90d})(I_{0r} - I_{180r}) - (I_{0d} - I_{180d})(I_{270r} - I_{90r})}{(I_{0d} - I_{180d})(I_{0r} - I_{180r}) - (I_{270d} - I_{90d})(I_{270r} - I_{90r})}\right) \tag{5.41}$$

Stetson e Brohinsky (1986) propuseram uma outra fórmula de cálculo ainda mais complexa, talvez demasiado complexa, para obter o mesmo resultado que as duas anteriores. A justificação deste método (Stetson, 1992) é recorrer a cálculos mais simples de modo a ser possível usar operações de LUT e processadores matriciais para calcular a fase módulo 2π em tempo real (à frequência de vídeo). Essa expressão de cálculo é (Creath, 1994; Pryputniewicz, 1994):

$$\Delta\phi = \tan^{-1}\left(\frac{C_1 - C_2}{C_3 - C_4}\right) \tag{5.42}$$

$$\begin{aligned}
C_1 &= [(I_{0d} - I_{180d}) + (I_{0r} - I_{180r})]^2 + [(I_{90d} - I_{270d}) + (I_{90r} - I_{270r})]^2 \\
C_2 &= [(I_{0d} - I_{180d}) - (I_{0r} - I_{180r})]^2 + [(I_{90d} - I_{270d}) - (I_{90r} - I_{270r})]^2 \\
C_3 &= [(I_{0d} - I_{180d}) + (I_{90r} - I_{270r})]^2 + [(I_{90d} - I_{270d}) + (I_{0r} - I_{180r})]^2 \\
C_4 &= [(I_{0d} - I_{180d}) - (I_{90r} - I_{270r})]^2 + [(I_{90d} - I_{270d}) - (I_{0r} - I_{180r})]^2
\end{aligned} \tag{5.43}$$

Repare-se que as adições são operações simples que podem ser efectuadas em tempo real assim como o quadrado que é realizado com o deslocamento à direita (*shift right*) do byte usado para armazenar cada *pixel*. O cálculo do arco-tangente pode ser feito usando uma LUT especial de 512×512, Maas (1991).

Deve ser aqui realçado que as três formas de cálculo apresentadas permitem, se forem usadas o mesmo número de imagens (oito), obter exactamente o mesmo tipo de resultado (observado ao *pixel*), pois não são mais que manipulações diferentes das mesmas equações para chegar ao mesmo resultado.

Um método diferente foi proposto por Owner-Petersen e Jensen (1988), reduzindo o número de imagens necessárias a metade. Neste caso são gravados apenas dois interferogramas no estado de referência com um desfasamento relativo de $\pi/2$. De seguida o objecto é deformado e é gravado um novo interferograma sem alterar o desfasamento relativo. O último interferograma necessário é obtido com um desfasamento relativo ao anterior de $\pi/2$. A expressão de cálculo da fase das franjas secundárias é dada, neste caso, por:

$$\Delta\phi = 2\tan^{-1}\left(\frac{I_{90r} - I_{90d}}{I_{0r} - I_{180d}}\right) \tag{5.44}$$

Este método mostra-se particularmente eficiente em termos de espaço de armazenamento e em rapidez de aquisição. Repare-se que com o mesmo número de imagens (quatro) do método com franjas secundárias, permite obter uma qualidade muito superior, Fig. 5.19. Por outro lado, a menor amostragem degrada um bocado a qualidade da fase obtida, sendo por isso um pouco inferior ao resultado obtido quando se usam as oito imagens, Fig. 5.18(c)(d).

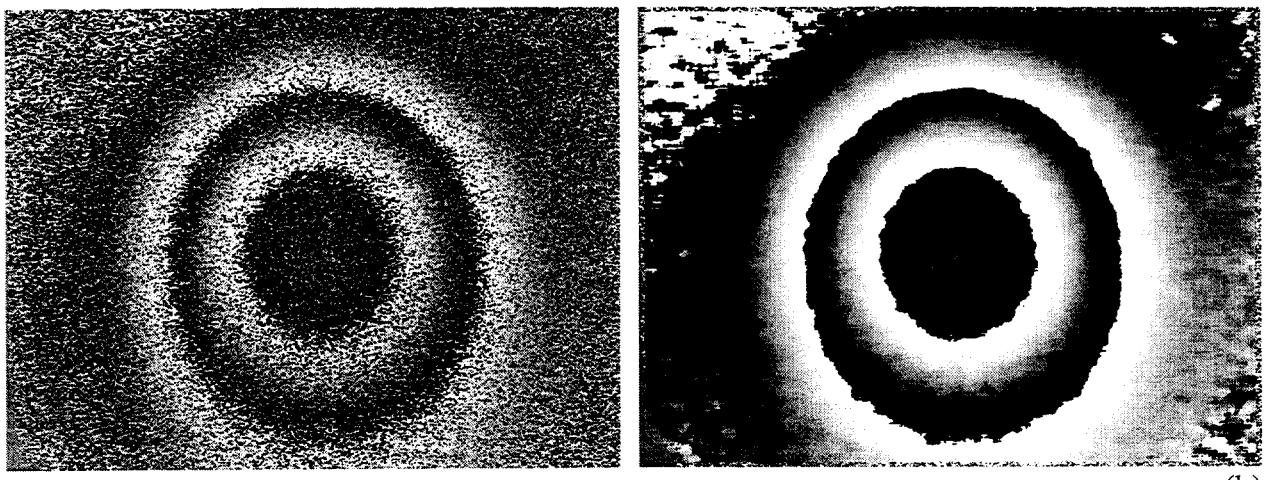
5.2.10 As Particularidades da Fotoelasticidade

A fotoelasticidade exige um tratamento especial (Chousal, 1991) pelo facto de a fase das franjas isocromáticas (Δ) depender do cálculo da fase das isoclínicas (β). Esta dependência traz outras implicações que tornam o processamento das franjas fotoelásticas, apesar do pouco ruído que contêm, uma tarefa complicada e de mais difícil resolução que as franjas de correlação *speckle*. A lógica *fuzzy* é uma das mais recentes abordagens para tentar resolver este problema (Wang e Patterson, 1995).

Pelo facto de o argumento de modulação nas franjas isoclínicas ser quadruplo, as imagens a adquirir com desfasamentos relativos de $\pi/2$ corresponderão a rotações de $\pi/8$ dos elementos do polariscópio plano, que é valor indicado no índice das imagens usadas nas expressões. O índice p significa que a imagem em causa foi obtida na configuração de polariscópio plano, do mesmo modo que o índice c significa polariscópio circular. Usando três imagens obtidas na configuração de polariscópio plano, a fase das franjas isoclínicas pode ser obtido pela seguinte expressão:

$$\beta = \frac{1}{4}\tan^{-1}\left(\frac{2I_{22.5p} - I_{45p} - I_{0p}}{I_{45p} - I_{0p}}\right) \tag{5.45}$$

ou então, usando o método de quatro imagens:



(a) (b)

Fig. 5.19. Fase calculada usando apenas quatro interferogramas primários (a) e a respectiva filtragem usando um filtro de fase 11×11 (b).

$$\beta = \frac{1}{4}\tan^{-1}\left(\frac{I_{22.5p} - I_{67.5p}}{I_{45p} - I_{0p}}\right) \tag{5.46}$$

A solução para a determinação da fase das franjas isocromáticas resulta, no caso do uso das três imagens em:

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{1}{\cos(2\beta)} \cdot \frac{I_{90c} + I_{0c} - 2I_{45c}}{I_{90c} - I_{0c}}\right) \tag{5.47}$$

ou, no caso das quatro imagens em:

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{1}{\cos(2\beta)} \cdot \frac{I_{135c} - I_{45c}}{I_{90c} - I_{0c}}\right) \tag{5.48}$$

o que mostra a dependência deste cálculo da solução obtida para β. Esta dependência origina um problema de sinal na determinação da fase das isocromáticas. O ângulo β, na dedução das equações da intensidade, é a medida angular entre o eixo de referência e a direcção principal de tensão 1. Quando se está obter a fase das isoclínicas, o ângulo obtido será o menor dos ângulos entre a referência e uma das duas direcções principais de tensão, devido ao processo de cálculo envolvido. Essa alteração súbita do valor do ângulo provoca descontinuidades na fase das franjas isocromáticas, isto além das já habituais por utilização da função arco-tangente. Este problema já foi abordado por Mawatari *et al.* (1990a, 1990b) através da extrapolação de valores vizinhos após a identificação das zonas em que verificam estas mudanças de sinal e por Wang e Patterson (1995) através da lógica *fuzzy* e técnicas de inteligência artificial. O problema ainda não está completamente dominado e permite ainda muita investigação nesta área. Técnicas alternativas como a holografia fotoelástica e a fotoelasticidade espectral (análise da intensidade nas três cores primárias) podem ser a saída para este problema.

A Fig. 5.20 esquematiza o procedimento de cálculo do desfasamento angular introduzido por solicitação do modelo fotoelástico. Na Fig. 5.21 e Fig. 5.22 mostra-se a aplicação do cálculo de fase a um caso concreto de um disco em compressão diametral.

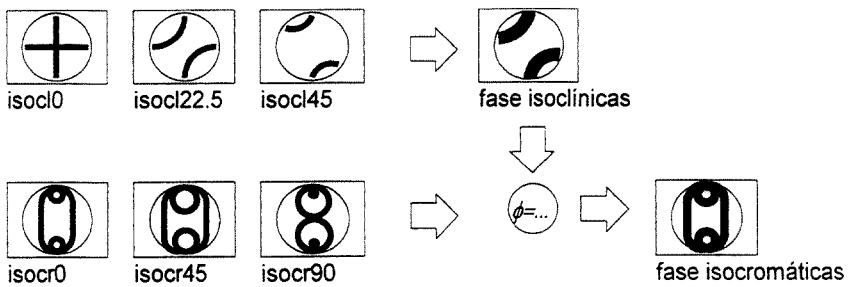


Fig. 5.20. Esquema de obtenção da fase das franjas isoclínicas e isocromáticas.

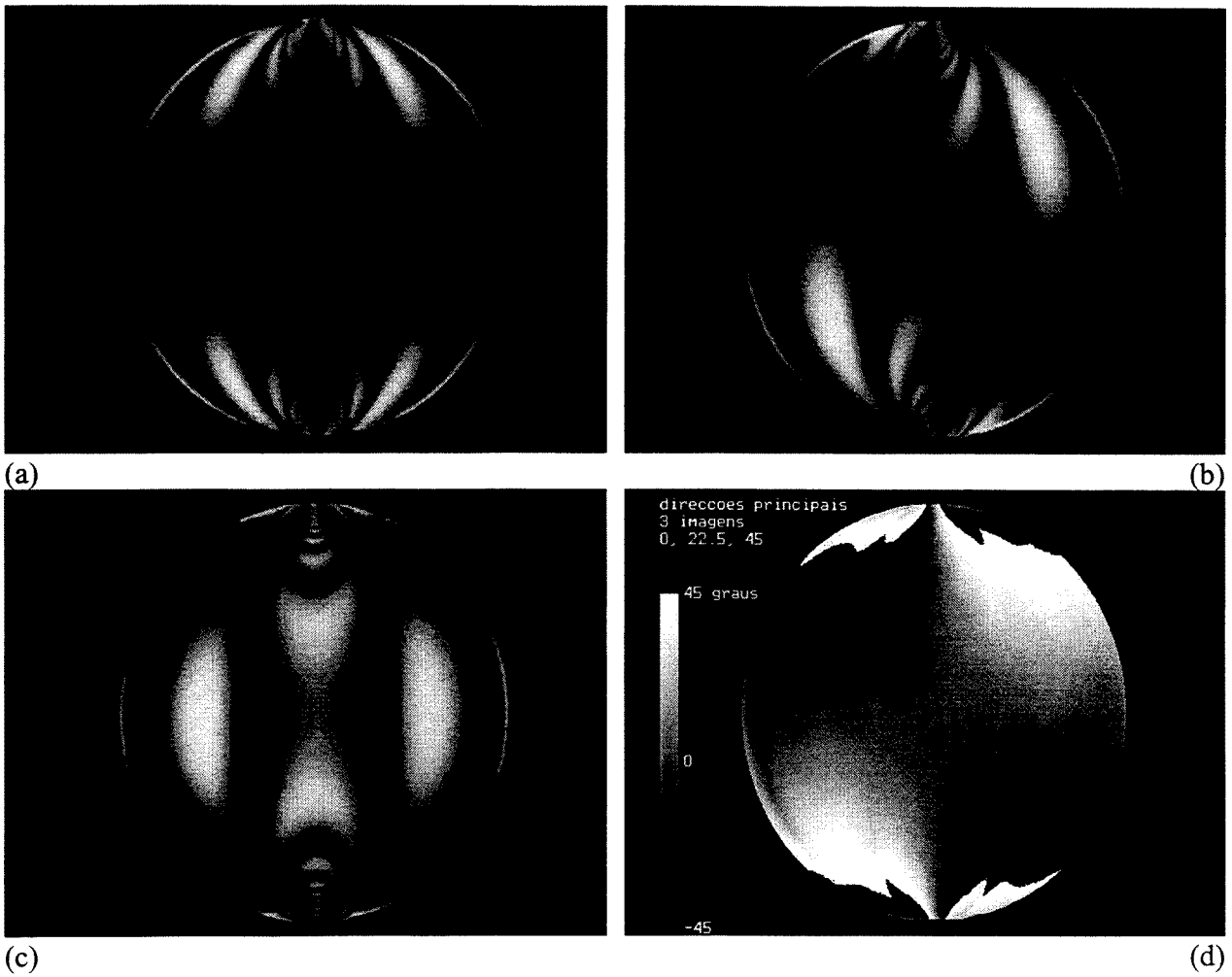


Fig. 5.21. Três imagens obtidas no polariscópio plano com três orientações diferentes 0, 22.5 e 45° e a fase das franjas isoclínicas.

5.2.11 A Modulação Sinusoidal da Referência

As franjas obtidas por *time average* podem ter um tratamento idêntico ao dado às franjas sinusoidais, como referimos no capítulo 3. Recordando a equação da intensidade para este tipo de franjas com a introdução de um deslocamento de origem (termo b):

$$I = 4\sqrt{I_1 I_2 \cos^2 \psi} \cdot \left| J_0\left(\frac{4\pi a_0}{\lambda} - b\right)\right| \tag{5.49}$$

Quando se modula sinusoidalmente a fase, quer do feixe objecto quer do feixe de referência com a mesma frequência com que o objecto vibra (num único modo), o fasor introduzido no argumento da função de Bessel é simplesmente aditivo (Stetson, 1988). O efeito é equivalente ao *phase stepping* e pode ser conseguido alterando o fasor b na equação anterior, como sugeriu Stetson (1988). A Fig. 5.23 mostra que, após a franja de ordem zero, a periodicidade da função de Bessel de ordem zero aproxima-se muito da periodicidade da função co-seno, podendo

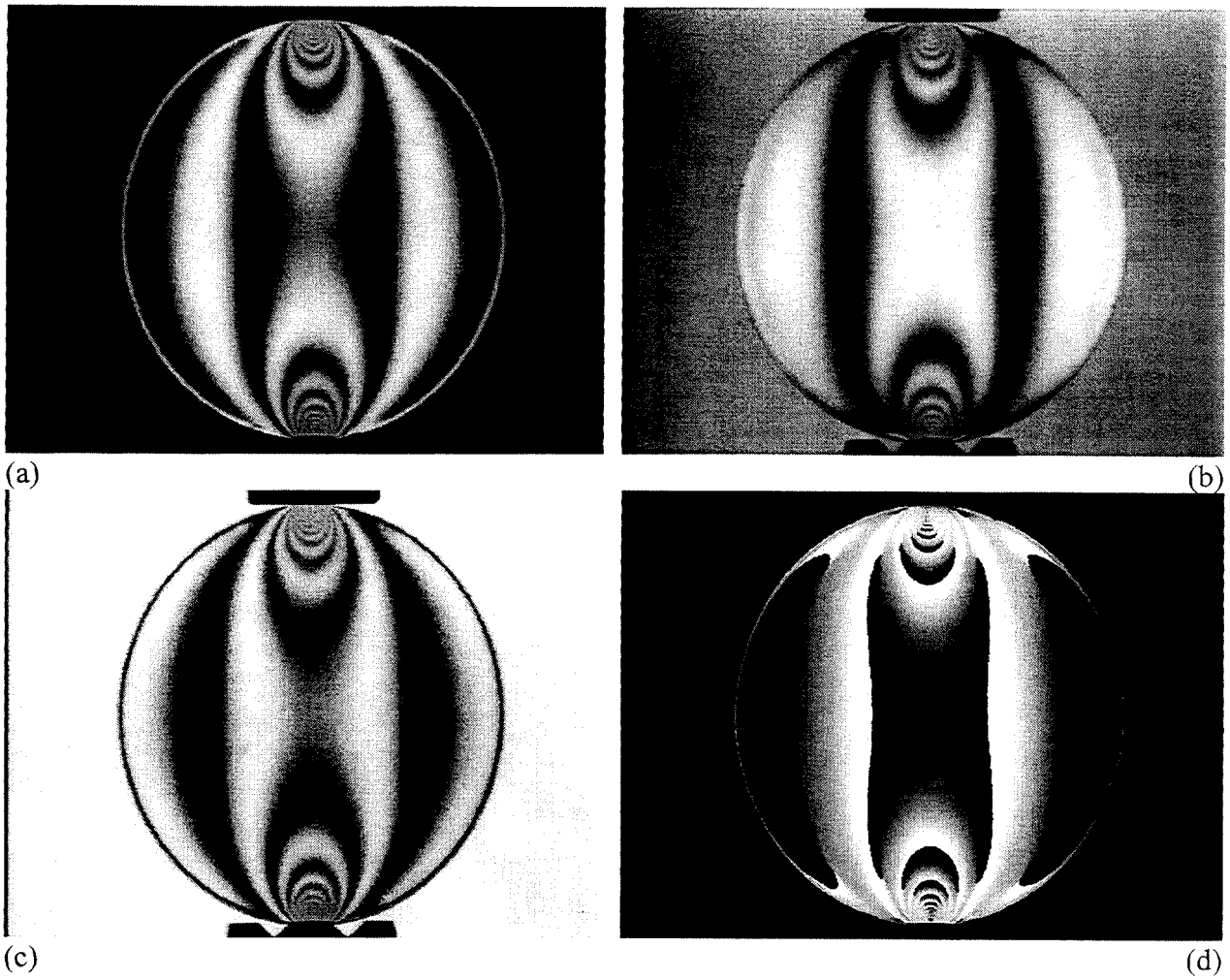


Fig. 5.22. Três imagens obtidas no polariscópio circular com três orientação diferentes do analisador 0, 45 e 90° e a fase das franjas isocromáticas.

portanto, também neste caso, utilizar-se as expressões de cálculo usadas para as franjas sinusoidais.

Como se mostrou no capítulo 3, o deslocamento das franjas pode ser conseguido pela modulação sinusoidal da referência, isto é fazendo o feixe de referência deslocar-se com uma frequência igual à do objecto e com uma amplitude escolhida de modo a obter um fasor b adequado nas franjas de *time average*. A modulação é agora mais artesanal e exige, por limitações de ordem técnica, o controlo manual do *phase-shift*. O método de calibração é também semelhante ao utilizado nas franjas estáticas e consiste em determinar a amplitude a aplicar ao espelho móvel de modo a introduzir um desfasamento de uma franja no padrão de interferência. É evidente que esta alteração deve ser comprovada nas franjas de ordem mais elevada, pois a falha de periodicidade verifica-se precisamente na franja de ordem zero como se pode ver na Fig. 5.23. O que não constitui grande dificuldade, uma vez que as franjas são fáceis de distinguir devido à modulação característica da função de Bessel.

A fase calculada deste modo difere do correcto argumento da função J_0 devido à diferença entre as funções J_0^2 e $\cos^2$. Esta diferença pode ser obtida para qualquer valor da fase ϕ de modo a ser criada uma tabela de conversão, para que os valores obtidos usando os algoritmos tradicionais

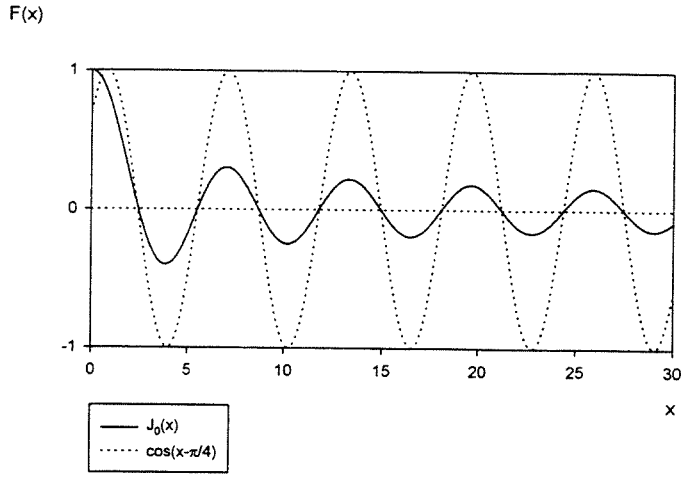


Fig. 5.23. Comparação das funções co-seno e Bessel de ordem zero. Existe uma quasi-periodicidade na função de Bessel a partir do primeiro zero.

sejam corrigidos. Esta correcção exige que a fase esteja desembrulhada e, por isso, voltaremos a abordar este assunto quando falarmos desta operação (capítulo 8). Deste modo é possível obter o valor das amplitudes de vibração a partir das franjas de *time average*, usando um processo semelhante ao *phase stepping*.

Nakadate (1986) sugeriu a abordagem das franjas de *time average* do mesmo modo que as franjas estáticas, isto é sem recorrer à modulação sinusoidal da referência. O resultado desse processamento permitia melhorar o aspecto das franjas de *time average*, sem, no entanto, possibilitar a determinação da amplitude de vibração, Fig. 5.24(f).

Ellingsrud e Rosvold (1992) usaram também a modulação sinusoidal da referência para obterem a amplitude e fase de vibração. Para utilizarem os algoritmos habituais de *phase stepping* recorreram ao uso de pequenas amplitudes, de modo a trabalharem na "encosta" da franja de ordem zero que é aproximadamente linear. Assim evitavam a correcção necessária no método acima apresentado. O uso de pequenas vibrações tem o problema de dificultar a detecção de alguns modos de vibração. Isto deve-se ao facto de o sinal ter uma modulação muito baixa, pois nem sequer uma franja se chega a completar, o que afecta os resultados apresentados.

5.3 Interferogramas com Portadoras

Este parágrafo refere-se ao processamento de imagens funcionais nas quais a fase se encontra codificada num padrão de franjas portador. Como veremos, um padrão de *speckle* pode ser considerado um padrão portador aleatório e representa uma das formas mais poderosas de usar estes métodos, daí a eterna questão: o *speckle* é na realidade informação ou ruído (Creath, 1993). Ambos os tipos de desmodulação, espectral e espacial, permitem obter a fase da medição sem ambiguidade, de uma forma quase automática. O método espectral não é influenciado pela função de transferência do meio de registo ou pelo tipo de franjas usadas (de perfil rectangular ou sinusoidal) uma vez que um único harmónico é usado para extracção da informação relevante,

tornando-se por isso um método mais versátil. A desmodulação sinusoidal, por sua vez, assume que o perfil das franjas é do tipo sinusoidal, o que conduz à influência prejudicial das frequências mais elevadas (os restantes harmónicos, no caso de estarem presentes); contudo é muito mais rápido (com um factor igual ou superior a 5) que os métodos baseados na FFT.

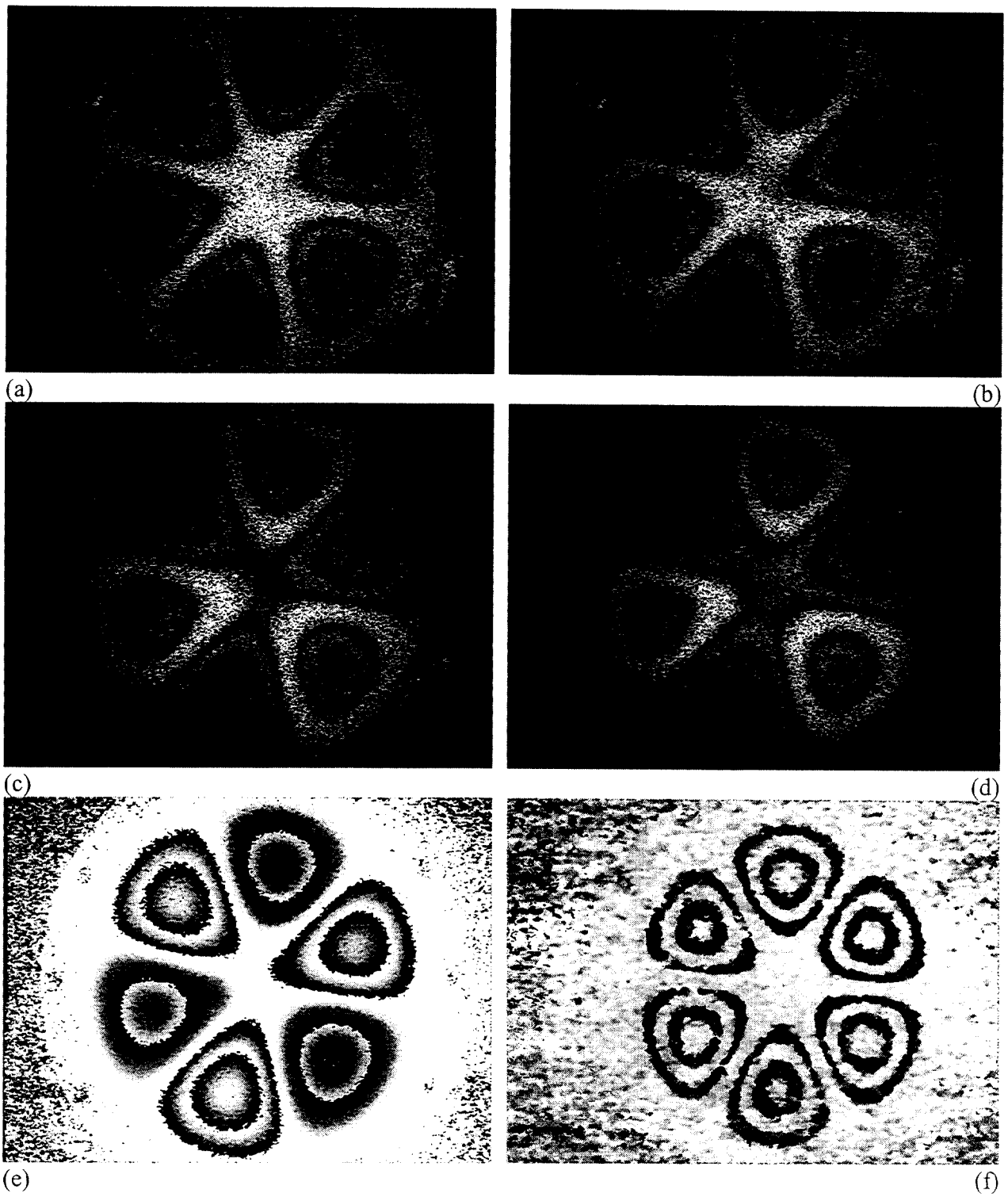


Fig. 5.24. Modulação da fase das franjas de *time average* (a)(b)(c)(d) e a determinação da fase usando um algoritmo idêntico ao usado nas franjas de correlação *speckle* (e). O resultado obtido por Nakadate (1986) para este modo de vibração (f).

Este tipo de processamento de sinal vai buscar as suas origens à teoria de comunicações e processamento de sinal (Taub e Schilling, 1971). O princípio reside na obtenção de amostras da intensidade para o cálculo de fase espacialmente (na mesma imagem), em vez de o fazer no tempo, como no caso do *phase stepping*.

5.3.1 Desmodulação Espectral

A desmodulação espectral baseia-se no facto de que as imagens funcionais terem normalmente frequências bem definidas que contêm o sinal que se procura descodificar. O processamento do sinal é, por isso, facilitado quando efectuado no domínio espectral. A passagem ao domínio espectral faz-se recorrendo ao uso de transformadas, de que é exemplo a transformada de Fourier (FFT).

5.3.1.1 Desmodulação Usando a FFT

O processamento de sinal deste tipo foi inicialmente usado para profilometria, Takeda e Mutoh (1983), vindo depois a ser estendido para a análise geral de franjas, Takeda *et al.* (1982). Variações desta técnica foram implementadas por outros investigadores como, por exemplo, Morimoto *et al.* (1988, 1989), Kreis (1987), Huntley e Field (1989). A fundamentação teórica deste método assenta em duas premissas fundamentais:

- a câmara usada para gravar as imagens deve ter resolução suficiente para gravar a frequência do sinal portador (frequência de Nyquist), e
- o sinal portador deve ter, pelo menos, o dobro da frequência do sinal a descodificar e de interesse para a medição.

A equação geral da intensidade de um interferograma aplicada ao caso da utilização de uma portadora para modular o sinal e assumindo a existência de apenas um harmónico pode ser rescrita na forma:

$$I = I_M + C\exp(2\pi i f_0 r) + C^* \exp(-2\pi i f_0 r) \tag{5.50}$$

com

$$C = \tfrac{1}{2} I_V \exp(i\phi) \tag{5.51}$$

onde ϕ representa a fase que se pretende determinar e * o complexo conjugado. A equação (5.50) é também a expressão matemática geral para um sinal modulado em frequência, assumindo um único harmónico isolado por uma filtragem passa-banda. De facto esta filtragem só é efectuada durante a desmodulação, e um desenvolvimento mais rigoroso conduziria a uma representação através de uma série infinita, após o que o tratamento matemático é rigorosamente igual. Deste modo, uma simples desmodulação homodina permite extrair a fase ϕ sem ambiguidade. A desmodulação homodina consiste em calcular a FFT da distribuição de intensidade do padrão de franjas, fazendo uma filtragem do tipo passa-banda para deixar passar exclusivamente uma só das bandas laterais dos harmónicos presentes no sinal. A banda lateral é então deslocada para o

centro do domínio das frequências para eliminar a portadora de sinal. O espectro do sinal original sem modulação é transformado de volta para o domínio espacial, obtendo-se um padrão de franjas complexo da forma:

$$C = \tfrac{1}{2}|C|\exp(i\phi) \tag{5.52}$$

onde $|C|$ representa o módulo da função C. A fase pode então ser obtida num cálculo *pixel* a *pixel* através de:

$$\phi(x,y) = \tan^{-1}\left[\frac{\mathrm{Im}(C)}{\mathrm{Re}(C)}\right] \tag{5.53}$$

onde $\mathrm{Im}(C)$ e $\mathrm{Re}(C)$ são respectivamente as partes imaginária e real da função C. A Fig. 5.25 pretende esquematizar este procedimento de cálculo da fase. As franjas são transformadas representando-se apenas o aparecimento de um harmónico. No plano espectral é aplicado um filtro passa-banda de modo a seleccionar apenas uma banda lateral do sinal que pode em seguida ser transportado para a origem ou não. Quando é trazido para a origem, a sequência é aquela que foi descrita matematicamente, ou seja a fase obtida é a do sinal original sem a modulação devida ao sinal portador. Pode também optar-se por obter a fase sem centrar o sinal, o que exige a eliminação da fase da portadora após o cálculo de fase. Este caminho pode ter ainda uma utilização quando se trata de calcular a fase de franjas abertas, caso em que não se retira nenhuma portadora, pois a fase que se está a calcular é já a das próprias franjas de interferência.

A Fig. 5.26 mostra a aplicação deste método a um caso de projecção de redes. Estas franjas podem classificar-se como franjas primárias, sendo as secundárias o *moiré* resultante da interferência incoerente daquelas franjas com uma rede não deformada. Em (a) podemos ver a imagem da projecção das franjas na superfície do objecto da qual resulta um espectro da FFT como o representado em (b). O facto das franjas de projecção serem rectangulares leva ao aparecimento de vários harmónicos, sendo o de frequência mais baixa aquele que se encontra assinalado em (b). Se isolarmos agora esse harmónico que contém toda a informação necessária à reconstrução da fase e o transladarmos para a origem das frequências, como se mostra em (c), obteremos por FFT inversa, com cálculo da fase, o resultado mostrado na imagem (d). Alternativamente poderíamos ter optado por isolar o sinal e mantê-lo na sua posição (e), o que pelo mesmo processo levaria à obtenção da fase mostrada em (f). Aqui é clara a presença da portadora que pode ser retirada quer conhecendo à *priori* o seu valor constante quer por

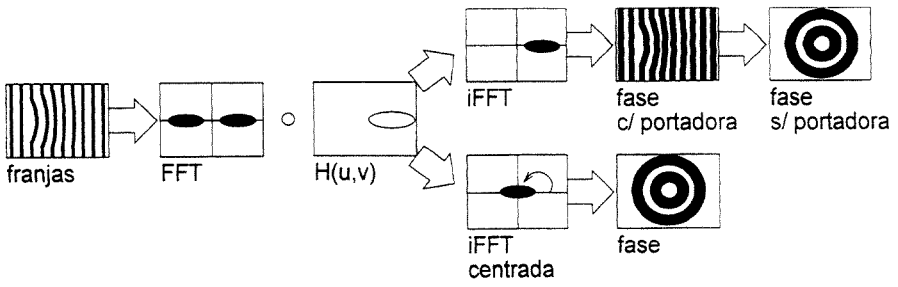


Fig. 5.25. Esquematização da desmodulação espectral recorrendo à FFT.

utilização dum procedimento idêntico mas usando uma superfície plana, cuja fase seria subtraída à da imagem (f).

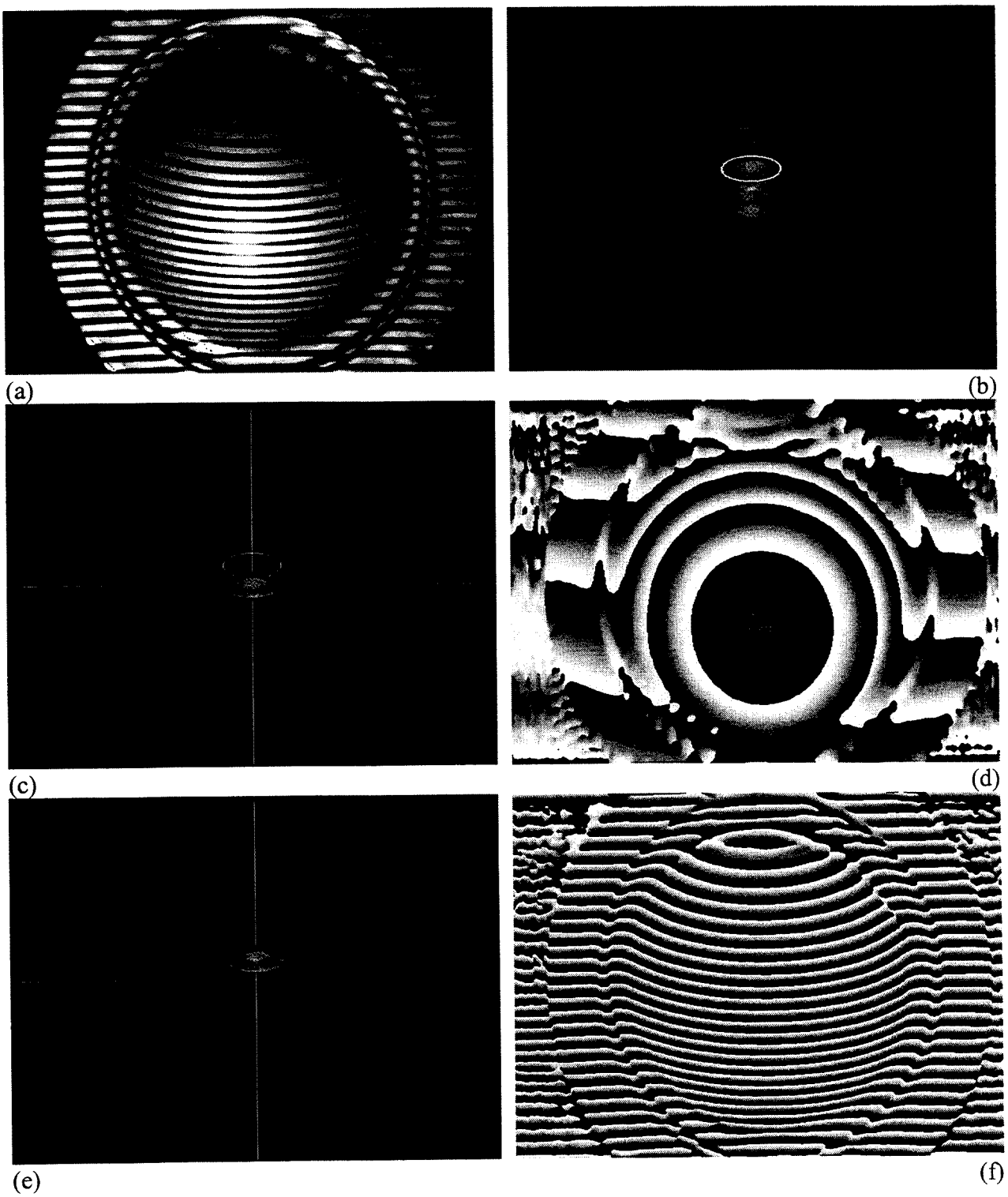


Fig. 5.26. Aplicação da desmodulação espectral a um caso de projecção de redes. A imagem registada (a) é transformada através da FFT (b). Isolando a banda lateral de um dos harmónicos, transladando-a para a origem (c) e efectuando a FFT inversa obtém-se a fase correspondente à forma do objecto. No caso de não se fazer a translação de origem (e) a fase obtida conterá também a fase da portadora (f).

Este método pode também ser aplicado para resolver interferogramas secundários de correlação *speckle* com portadora espacial. Apesar das limitações deste método, já referidas anteriormente, situações menos exigentes podem ser resolvidas usando a técnica aqui apresentada. A Fig. 5.27 ilustra bem essas limitações, pela dificuldade em seleccionar o sinal passante e pelo aspecto final da desmodulação. Neste caso, é difícil distinguir no domínio espectral o sinal do ruído introduzido pelo *speckle*. Mesmo dentro da zona de sinal existe ruído que depois se vai manifestar na fase calculada, através de ondulações que não faziam parte do sinal original. A Fig. 5.28 mostra um exemplo de aplicação do método na zona ideal de funcionamento, isto é com uma deformação e portadora não demasiado elevadas. O aumento da frequência da portadora originaria a perda do sinal por preponderância do *speckle*. Mesmo neste exemplo é possível ver uma certa ondulação no resultado final, tal como no caso unidimensional.

Uma outra situação em que este método pode ter aplicação é na determinação da fase de franjas abertas, as que são monotonamente crescentes ou decrescentes em fase. Neste caso o *phase stepping* torna-se desnecessário, uma vez que conhecendo o sinal da franjas não existe ambiguidade na sua determinação. Como é facilmente perceptível, neste caso não é necessária qualquer translação de origem, sendo a fase calculada da forma habitual, isto é usando o primeiro caminho da Fig. 5.25. A Fig. 5.29 mostra uma situação em que aplicação deste tipo de desmodulação pode ser usada. O objecto solicitado é uma barra encastrada numa das extremidades e deformada na outra extremidade pela acção de um parafuso. O mapa espectral mostra dois lóbulos correspondentes às situações de aumento e diminuição da fase da deformada. Isolando um deles e efectuando a transformada inversa sem centragem permite obter a fase das franjas da imagem (a).

As franjas monotonamente crescentes no caso das coordenadas polares são as franjas circulares fechadas. Usando a implementação em coordenadas polares da FFT é possível resolver este tipo de franjas. Apesar das limitações deste tipo de implementação, não deixa de ser interessante a sua aplicação e daí a inclusão neste trabalho pelo que representa de inovador. Repare-se que, mais uma vez, o processamento de sinais com *speckle* origina alguns erros e torna a solução limitada e difícil de obter, Fig. 5.30.

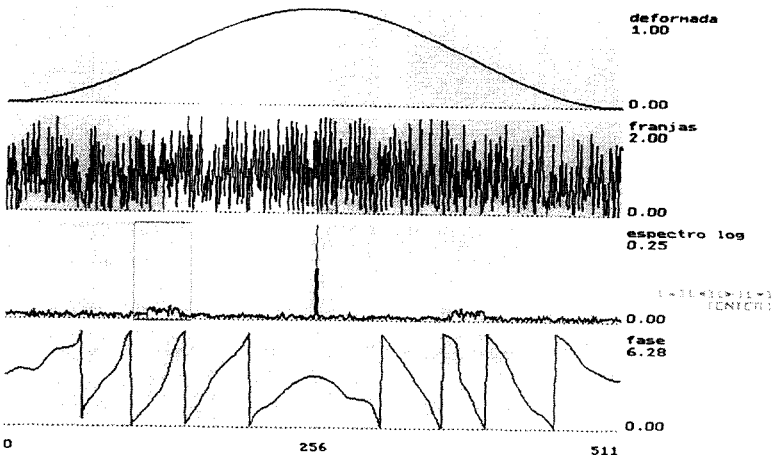


Fig. 5.27. A aplicação da desmodulação espectral ao processamento de sinais de correlação *speckle* secundários é problemático devido à dificuldade de distinguir o sinal do ruído.

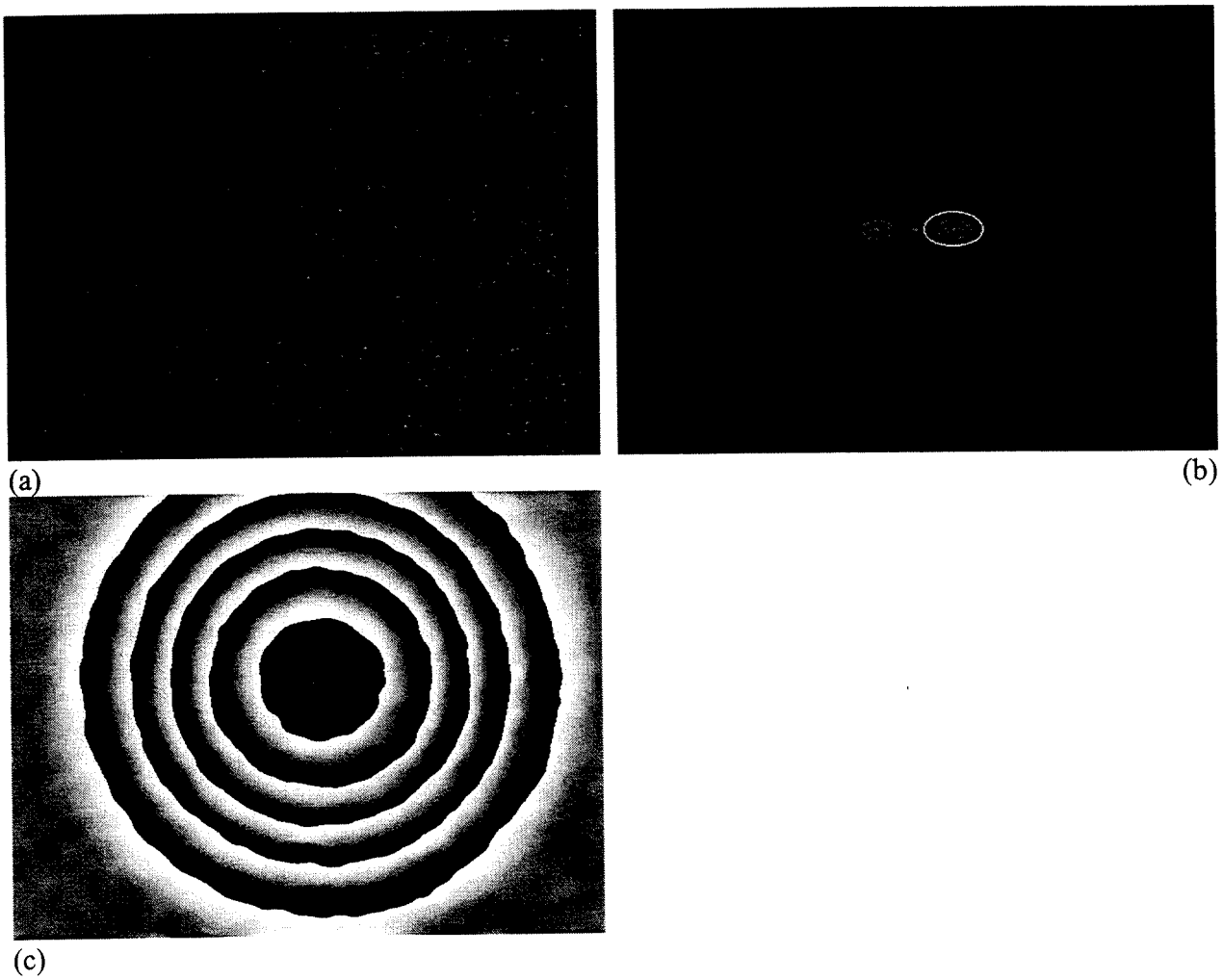


Fig. 5.28. Interferograma de correlação *speckle* com portadora nas franjas secundárias (a). Mapa espectral de Fourier com a máscara usada (b) e a fase calculada a partir da transformada inversa (c).

Ainda relativamente à desmodulação de portadoras, a sua aplicação às franjas primárias de correlação *speckle* revela-se de extrema importância, pelas potencialidades que os métodos nela baseados permitem disponibilizar (capítulo 7). Neste caso não existem as limitações referidas para as franjas secundárias. Isto deve-se ao facto de agora o *speckle* ser o portador de sinal ao contrário do que acontecia com as franjas secundárias, onde representava apenas ruído. Tratando-se de uma portadora introduzida nas franjas primárias, a desmodulação da fase deverá ser feita nos interferogramas primários sendo, depois, os dois mapas de fase obtidos subtraídos módulo 2π. A Fig. 5.31 esquematiza este procedimento. Após a transformação das imagens para o domínio espectral é aplicada uma janela de modo a considerar apenas a parte desejável do sinal.

A Fig. 5.32 mostra a aplicação a um sinal unidimensional. O sinal mostrado no primeiro gráfico foi usado para modular as franjas primárias, que se podem ver no segundo gráfico. No domínio espectral é feita a selecção da janela, onde se pode reparar na largura de banda, que no caso das franjas primárias é muito maior do que no caso das franjas secundárias. Calculando a fase para duas situações diferentes e fazendo a sua subtracção, obtemos a fase correspondente à modulação introduzia. Na Fig. 5.33 pode ver-se a aplicação do método a um caso concreto. Em (a) pode

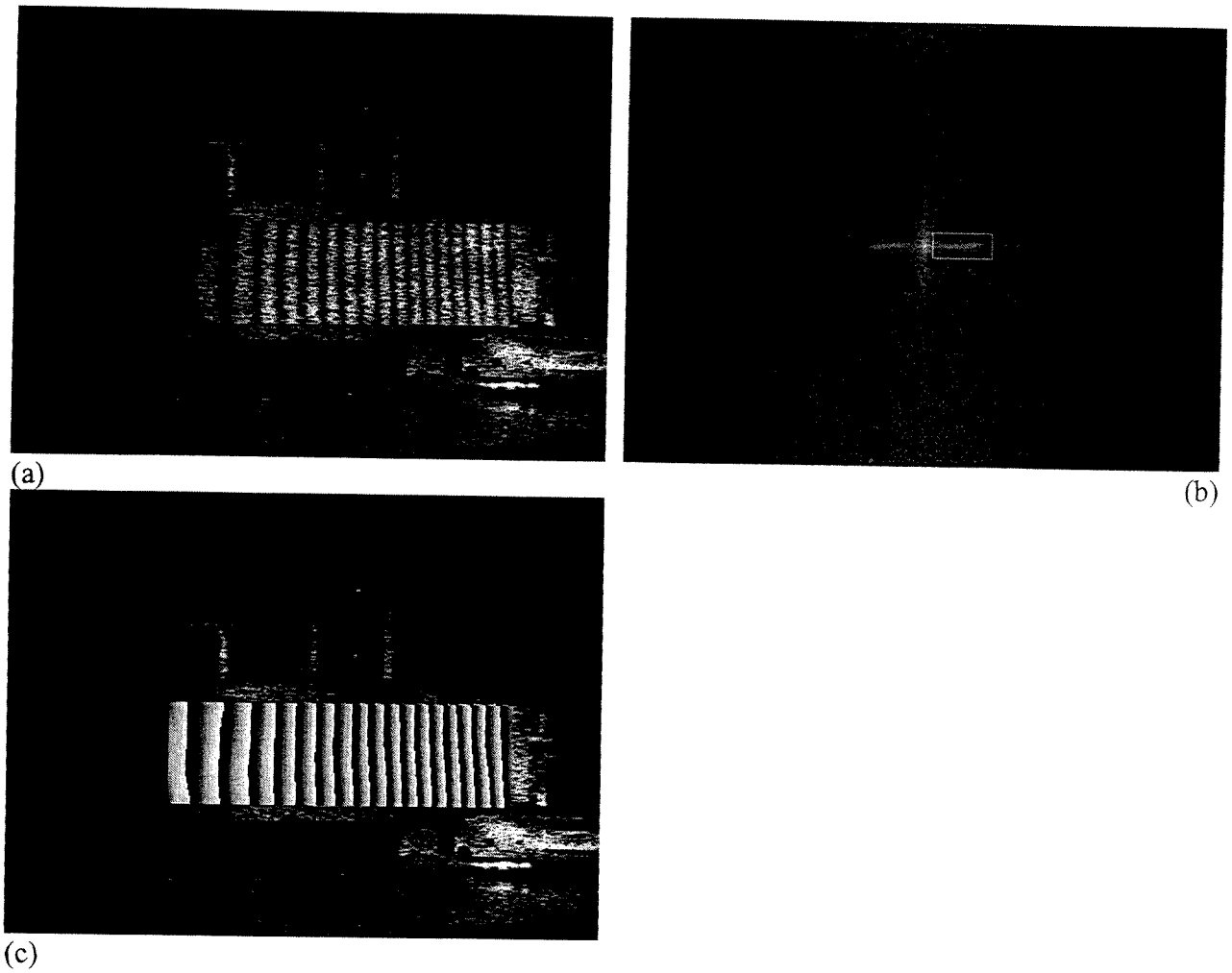


Fig. 5.29. Deformação de uma barra encastrada na extremidade esquerda e solicitada por um deslocamento imposto na outra (a). Mapa espectral de Fourier (b) e fase calculada a partir da imagem complexa obtida pela transformada inversa (c).

ver-se a potência espectral da imagem correspondente ao padrão primário. A largura de banda é neste caso muito maior que no caso das franjas secundárias (compare-se por exemplo com a Fig. 5.28(b)) e a forma da banda passante corresponde precisamente à forma da janela utilizada como abertura do sistema. Neste caso não é necessário a translação de origem, uma vez que estamos a lidar com uma medida diferencial. A imagem (b) representa a fase da imagem primária obtida sem translação de origem, enquanto a imagem (c) representa a mesma fase com translação, efectuando a centragem da janela à volta da origem. A subtracção módulo 2π de dois mapas de fase correspondentes a duas posições diferentes do objecto resulta no mapa de fase mostrado na imagem (d), a fase das franjas secundárias. A imagem (e) mostra a fase obtida usando o *phase stepping* como termo de comparação. A imagem (d) tem qualidade inferior à imagem (e), mas deve salientar-se que aquela foi obtida com apenas duas imagens, em contrapartida, no *phase stepping* um mínimo de seis imagens é necessário, tendo sido, neste exemplo, usadas oito.

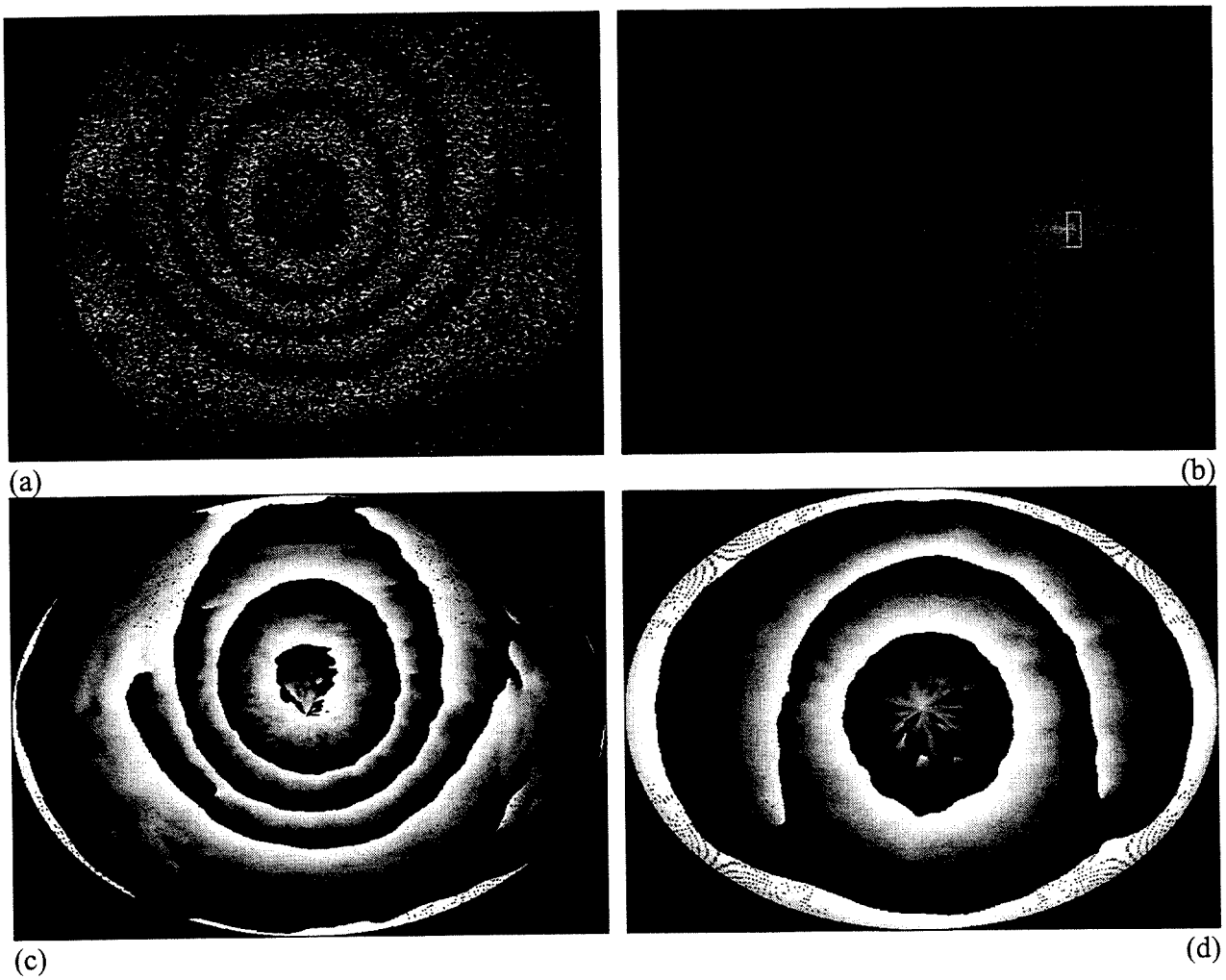


Fig. 5.30. Aplicação da determinação da fase a franjas monótonas em coordenadas polares (a). Mapa espectral e a janela de transferência utilizada (b). A transformada inversa permite calcular a fase mostrada em (c). Aplicação do mesmo método às franjas da imagem (a) da Fig. 5.4 (d).

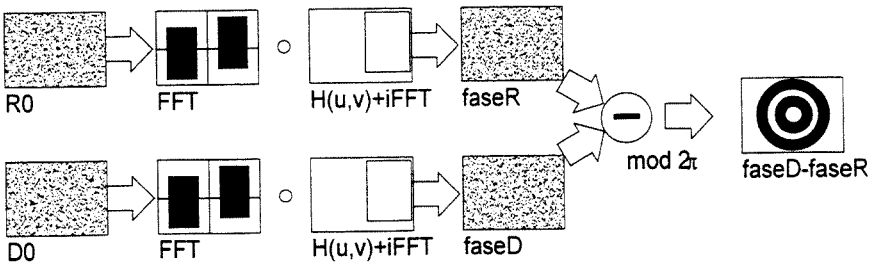


Fig. 5.31. Esquematização da desmodulação espectral de interferogramas primários recorrendo à FFT.

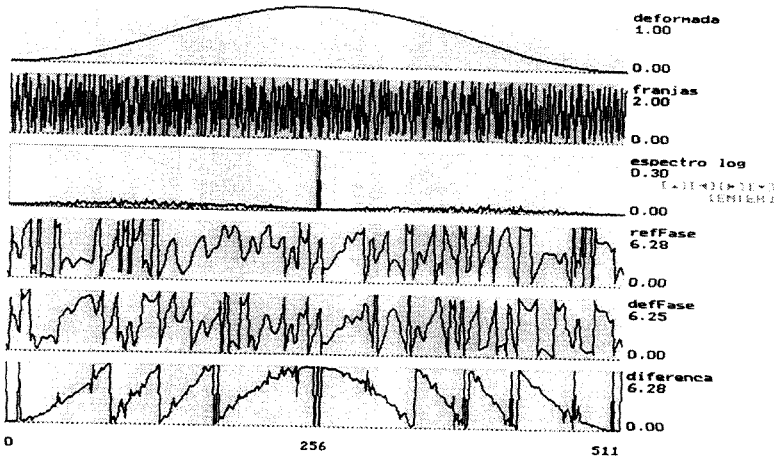


Fig. 5.32. Processamento de um sinal usando a desmodulação espectral de padrões primários.

5.3.1.2 Equivalente Digital da Fotografia *Speckle*

Quando um superfície rugosa iluminada por uma fonte de luz coerente sofre deslocamento ou deformação, os *speckles* formados a partir da sua imagem evidenciam deslocamento e mudança na sua estrutura. Devido ao elevado contraste dos *speckles*, o seu deslocamento pode ser facilmente observado de variadas formas (Yamaguchi, 1993). Note-se contudo que no método que vamos desenvolver de seguida estamos interessados no deslocamento dos *speckles*, mas sem alteração da sua fase, ou pelo menos com uma alteração mínima. Isto significa que os deslocamentos na normal ao plano de observação não são desejáveis. Na maioria dos métodos anteriores estávamos precisamente interessados neste fenómeno, que é ruído para o tipo de processamento que agora vamos apresentar.

Nem só uma fonte de luz coerente pode ser utilizada como gerador de *speckle*. Este também pode ser simulado com luz branca através de pintura por *spray*, permitindo usar métodos semelhantes aos do *speckle* gerado por interferência (Asundi, 1993). A chamada interferometria de luz branca tem vindo a ter uma utilização crescente, com as vantagens óbvias da utilização daquele tipo de luz como fonte de iluminação. Existem certas superfícies nas quais não é necessário criar um padrão, pois a sua textura já é um bom padrão. Este tipo de abordagem tem outra vantagem que é o facto de o padrão se encontrar fisicamente ligado à superfície, o que não acontece com o *speckle* gerado por LASER, tornando muito mais simples a análise dos movimentos da superfície do objecto. A Fig. 5.34 mostra dois padrões de *speckle*, um gerado por uma fonte de luz coerente (a)e outro obtido simplesmente por projecção de tinta numa superfície (b).

O movimento de um padrão de *speckle* consegue-se determinar à custa da correlação de imagens obtidas antes e após o deslocamento do padrão de *speckle*. A vista humana é um bom correlacionador de padrões, de modo que não temos dificuldade em dizer qual o tipo de deslocamento que os padrões de *speckle* sofreram no caso da Fig. 5.35. As duas imagens representam *specklegramas* formados pela adição dos padrões de *speckle* antes e após deslocamento. De entre os métodos de correlacionar padrões de *speckle*, podemos falar da fotografia *speckle* e da interferometria *speckle*. O primeiro já foi referido antes e o segundo serviu de ideia base ao que agora é proposto. Na fotografia *speckle* é gravado o padrão de *speckle* focado na superfície do objecto, antes e após deslocamento, no mesmo meio de registo ou em

registos diferentes que são depois correlacionados. Após a revelação, obtêm-se os *specklegramas*, com um aspecto semelhante às imagens mostrados na Fig. 5.35 (note-se que no caso apresentado os *specklegramas* foram obtidos por adição digital das imagens antes e após deslocamento).

Na posse dos *specklegramas*, a técnica mais simples de usar para a sua avaliação é a fotografia *speckle* (Rastogi, 1993). Este método permite medir deslocamentos no plano, suas derivadas e formas de objectos, é fácil de manejar, necessitando apenas de uma montagem óptica extremamente simples. Na fotografia *speckle* podem distinguir-se dois tipos de análise: a pontual e a de campo integral (Fig. 5.36).

Na análise pontual o *specklegrama* é iluminado com um feixe de LASER, como mostra a Fig. 5.36(a). O holograma provoca um fenómeno de difracção, originando um halo de difracção que pode ser observado num alvo. O feixe é difractado pelos *speckles* existentes no *specklegrama* e o halo é modulado por um conjunto de franjas equidistantes originadas pela interferência de dois padrões de *speckle* exactamente iguais, mas ligeiramente deslocados. Este padrão de difracção permite avaliar o deslocamento médio sofrido pelos pontos da área iluminada. A direcção das franjas geradas é perpendicular à direcção de deslocamento. A amplitude do deslocamento é inversamente proporcional ao espaçamento das franjas, p, e é dado por:

$$d = m\sqrt{a_x^2 + a_y^2} = \frac{\lambda L}{p} \tag{5.54}$$

onde d é o deslocamento no plano da imagem, a_x e a_y são as componentes do deslocamento do *speckle* nas direcções x e y do plano de imagem, m é a ampliação dos sistema formador de imagem, L é a distância entre o *specklegrama* e o alvo de observação e p o espaçamento entre as franjas do halo de difracção.

Os limites superior e inferior da medição são impostos respectivamente pelo tamanho do halo de difracção e pelo tamanho médio dos *speckles* secundários (resultantes da sobreposição de *speckles* primários de cada uma das imagens) que modulam o halo de difracção. O diâmetro do halo de difracção, D_h, e o tamanho médio dos *speckles* do halo, s_h, são dados por:

$$D_h = \frac{2Lb}{L_i}$$

$$s_h = 1.22\frac{\lambda L}{t} \tag{5.55}$$

onde b é o diâmetro da abertura da lente formadora de imagem, t é a espessura do feixe LASER usado para obter o halo de difracção e L_i é a distância entre a lente formadora de imagem e o plano do filme fotográfico no momento da gravação do *specklegrama*. Assim, as franjas de Young devem ter um passo, p, que satisfaça a condição (Rastogi, 1993):

$$\langle s_h \rangle < p \leq D_h \tag{5.56}$$

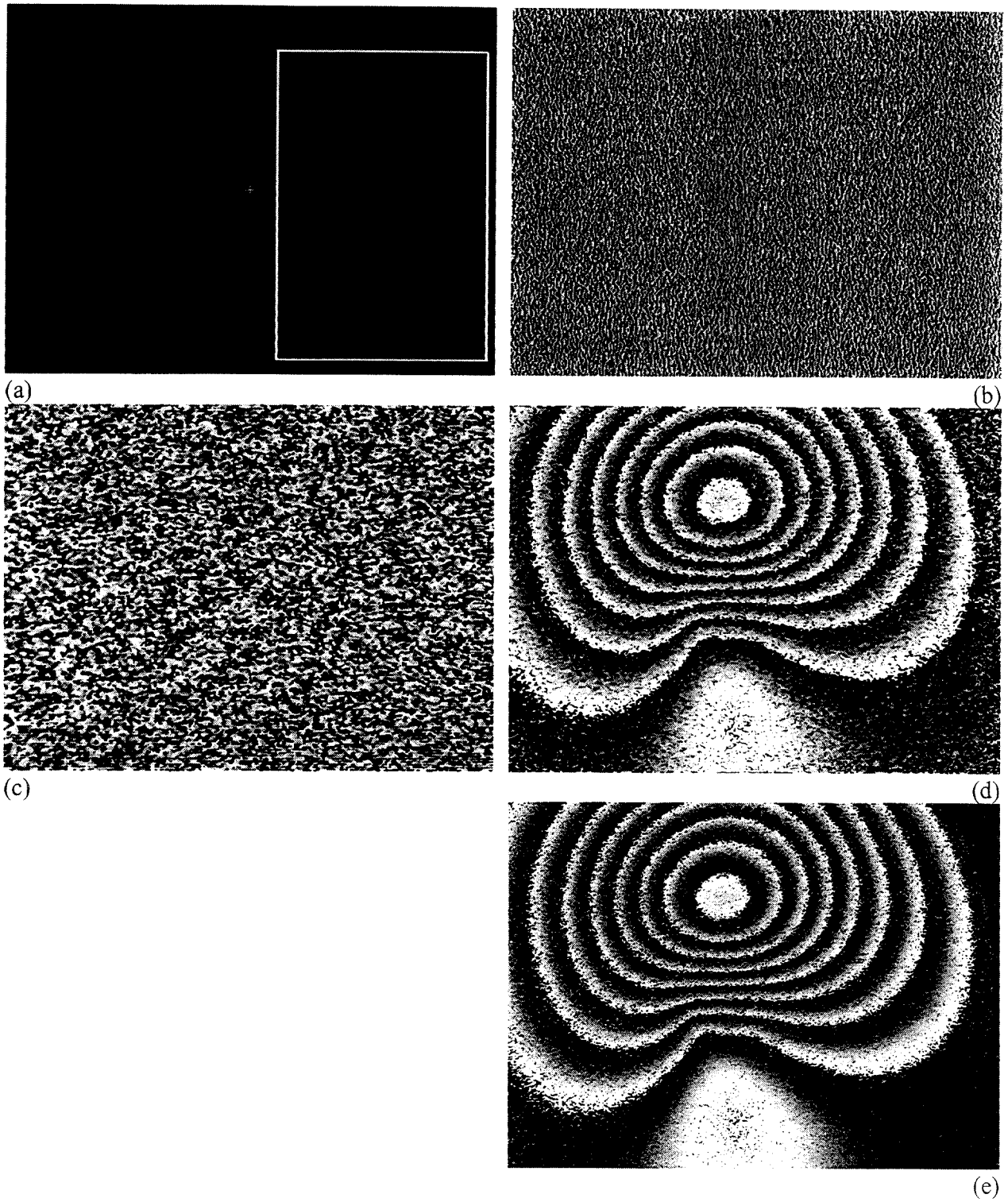
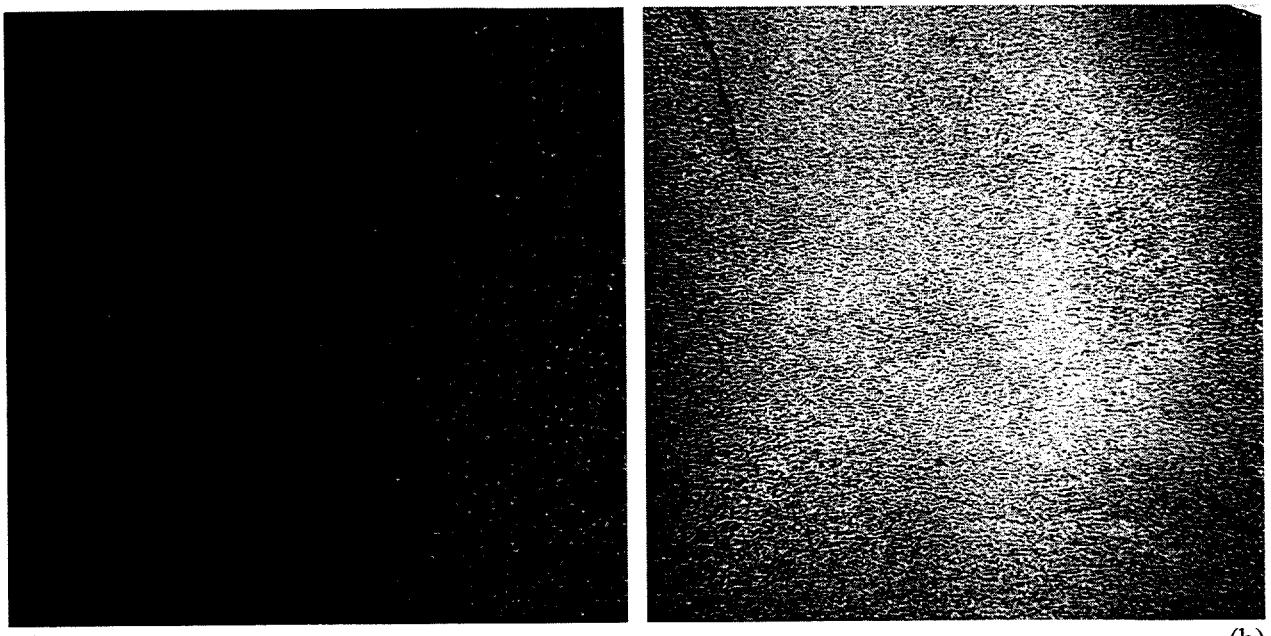
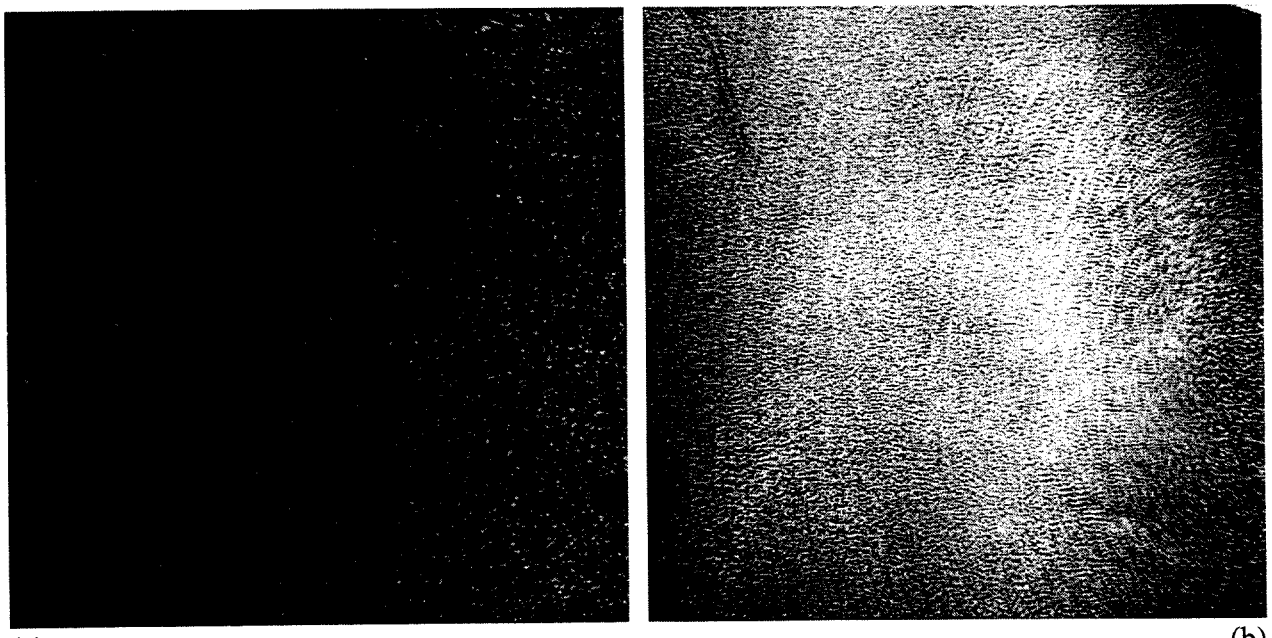


Fig. 5.33. Mapa espectral duma imagem com um padrão de *speckle* primário onde foi introduzida uma portadora (a), a fase obtida pela transformada inversa da janela assinalada (b) e a mesma fase com centragem da janela antes da transformada inversa (c). A diferença módulo 2π de dois mapas de fase permite obter a fase das franjas secundárias (d). O mesmo resultado obtido com o *phase stepping* (e).



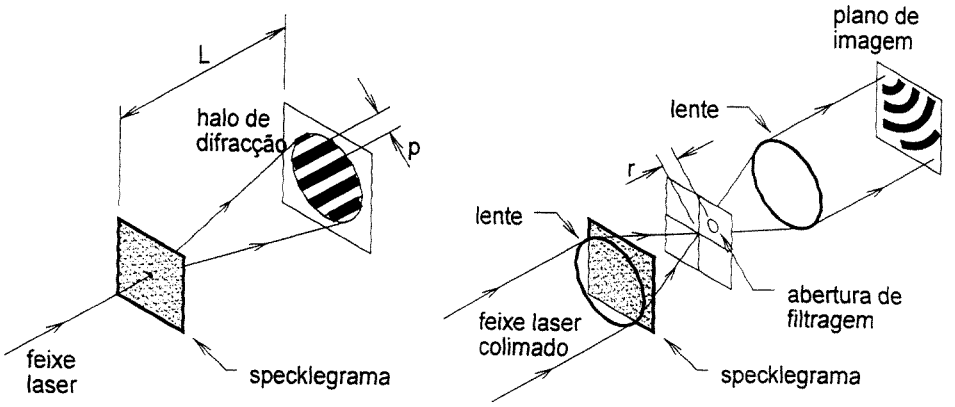
(a) (b)

Fig. 5.34. À esquerda um padrão de *speckle* gerado por uma fonte luz coerente, à direita um padrão de *speckle* obtido por pintura duma superfície.



(a) (b)

Fig. 5.35. Dois casos de adição de padrões de *speckle* dando origem a *specklegramas* nos quais é possível ver o deslocamento sofrido pela superfície do objecto.



(a) (b)

Fig. 5.36. Métodos de análise de resultados na fotografia *speckle*. À esquerda formação das franjas de Young (análise pontual), e à direita a filtragem espacial para obter as franjas de campo integral.

Para que o método funcione é ainda necessário que o desfasamento axial, a_z, dos *speckles* seja bastante inferior à sua dimensão longitudinal, o que se traduz em:

$$a_z << \frac{8\lambda d_o^2}{b^2} \tag{5.57}$$

onde d_o representa a distância entre o objecto e a lente formadora de imagem na montagem de gravação do *specklegrama*.

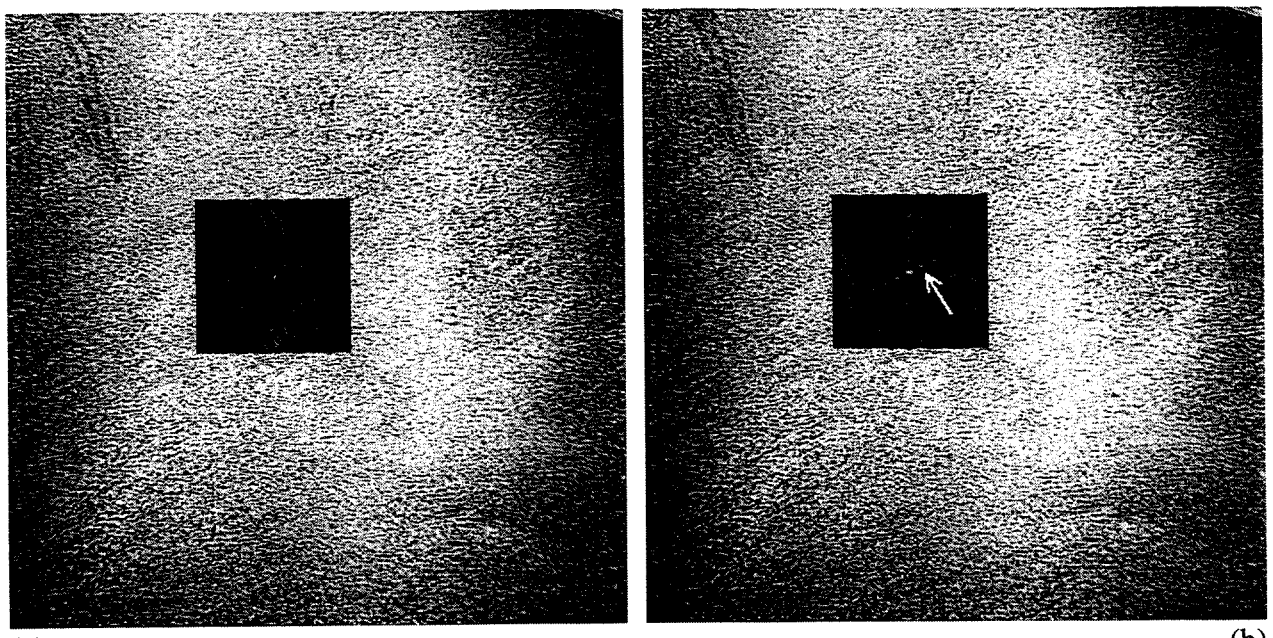
O segundo tipo de análise, a de campo integral, consiste numa filtragem espectral óptica aplicada ao *specklegrama* de modo a isolar as frequências de interesse, permitindo desta forma caracterizar os pontos que sofreram uma determinado deslocamento. A Fig. 5.36(b) mostra a montagem necessária duma forma esquemática. Um observador olhando pela abertura no plano de focagem da lente (que efectua a transformada de Fourier óptica) vê franjas correspondentes às linhas de contorno dos *speckles* que sofreram um dado deslocamento na direcção do centro óptico para a abertura. O padrão de franjas representa as linhas de contorno formadas pelos pontos que sofreram um deslocamento naquela direcção dado por:

$$d = \frac{n\lambda f}{r} \tag{5.58}$$

onde f é a distância focal da lente de Fourier, r é a distância ao centro do plano de Fourier (posição da difracção de ordem zero) e n representa um inteiro que varia de 0 a ∞. Alterando a distância r, alterar-se também a sensibilidade da medida, uma característica a que é dada muita importância neste método, pois permite ajustar a sensibilidade de modo a ter um número de franjas considerado adequado. Alterando a orientação, pode mudar-se a direcção de sensibilidade do método e, dado que estamos a fazer medidas no plano, o uso de duas direcções de sensibilidade diferentes permitirá obter o campo de deslocamentos nesse plano.

Os métodos da fotografia *speckle* exigem do meio de registo uma alta resolução. Isto para o processamento de imagem é, por enquanto, uma enorme desvantagem. No entanto, os métodos da fotografia *speckle* podem ser reproduzidos recorrendo ao uso do processamento de imagem.

No caso da formação das franjas de Young, a experiência pode ser simulada através da obtenção de uma transformada de Fourier de uma pequena área do *specklegrama*. Evidentemente que essa área deve ter uma dimensão razoável (a dimensão da janela tem agora aqui o mesmo papel que a abertura do sistema óptico), para se poderem formar as franjas. Repare-se que a abertura do sistema é directamente proporcional à dimensão do halo e, por isso, se diminuirmos a dimensão da janela acabamos por deixar de ter halo. A juntar a isto repare-se também que a medida obtida representa a média dos deslocamentos dos pontos incluídos na janela utilizada. A Fig. 5.37(a) mostra um *specklegrama* correspondente a uma translação e na qual se obteve a transformada de Fourier de uma pequena área, podendo-se observar aí as franjas de Young correspondentes ao deslocamento sofrido pelo objecto e pelos *speckles* associados à superfície. Saliente-se que a área utilizada não é a menor possível para este tipo de observação; ela apenas foi tomada com esta dimensão, de modo a ser possível uma apresentação mais visível da própria imagem. O processamento automático deste tipo de experiência exigiria agora um processamento posterior para determinar a direcção perpendicular às franjas (que representa a direcção do deslocamento) e para determinar o espaçamento das franjas (que está relacionado com o deslocamento sofrido pelos *speckles*). Uma operação que pode contribuir para facilitar esse processamento posterior é a autocorrelação da janela anteriormente considerada, a qual permite obter o resultado mostrado na Fig. 5.37(b). Agora a informação pretendida reduz-se a um ponto (o assinalado pela seta), cuja detecção constitui uma operação trivial em processamento de imagem. Trata-se, neste caso, de determinar a posição do ponto mais intenso na imagem, excluindo obviamente a origem do plano das frequências (termo de ordem zero). Esta função de autocorrelação é também aplicada no caso



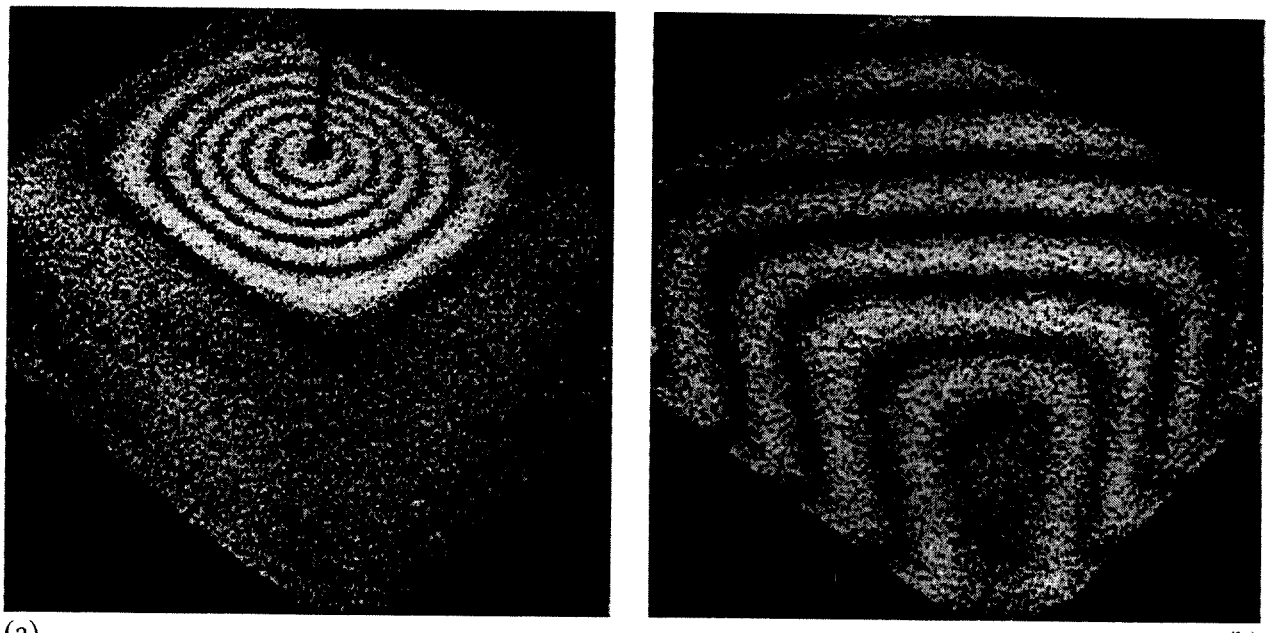
(a) (b)

Fig. 5.37. Obtenção das franjas de Young, no caso duma translação, usando o processamento de imagem (a) e a função autocorrelação da janela anterior (b), que permite identificar o deslocamento médio sofrido pelos pontos da janela através da detecção do ponto assinalado.

do processamento óptico, usando matrizes de lentes, pois permite ter uma visão global do campo de deslocamento duma determinada área, como se pode ver em Hinsch (1993) e Kaufmann (1993).

A técnica da formação das franjas de Young tem o problema de ser uma técnica pontual, o que a tornaria computacionalmente intensiva no caso de se pretender obter o campo de deslocamentos na área total da imagem. Por esse motivo, a técnica em que estamos mais interessados é a da filtragem espectral. Esta técnica tem aliciantes que a tornam talvez numa técnica de futuro em conjunto com o processamento de imagem como tentaremos mostrar de seguida. A abordagem por processamento de imagem é totalmente inovadora, uma vez que não temos conhecimento de ter sido referida anteriormente. A possibilidade de obter padrões de franjas com luz branca, isto é sem recorrer a fontes de luz coerente, tornam este método ainda mais atractivo. Como exemplo, mostra-se na Fig. 5.38 a aplicação da fotografia *speckle* com luz branca, efectuada por Burch e Forno (1982), que permite obter as franjas com a qualidade mostrada. Para a obtenção destes interferogramas, Burch e Forno (1982) usaram uma câmara fotográfica com uma abertura modificada e pintaram a superfície do objecto de modo a simular um padrão de *speckle*.

O que se pretende sugerir aqui é uma nova implementação deste método usando o processamento de imagem, com uma adicionante fundamental: o cálculo de fase. Na fotografia *speckle*, a determinação da fase não é possível, uma vez que os padrões de *speckle* são gravados sobrepostos. Mas mesmo que fossem gravados separadamente, só com o auxílio do processamento de imagem seria possível determinar essa fase. Comecemos por ver como funciona o método no caso de processarmos um sinal unidimensional, Fig. 5.39. Como já referimos este método precisa de grande resolução e, por isso, para contrabalançar a falta de resolução, decidimos usar uma rede aproximadamente regular (não há necessidade ser mesmo regular). A adição do sinal original com o sinal após deformação permite determinar a zona onde se encontra a informação em que estamos interessados (janela identificada na figura por um



(a) (b)

Fig. 5.38. Franjas obtidas com fotografia *speckle* de luz branca no caso da deformação de um objecto (a) e no levantamento da sua forma (b), Burch e Forno (1982).

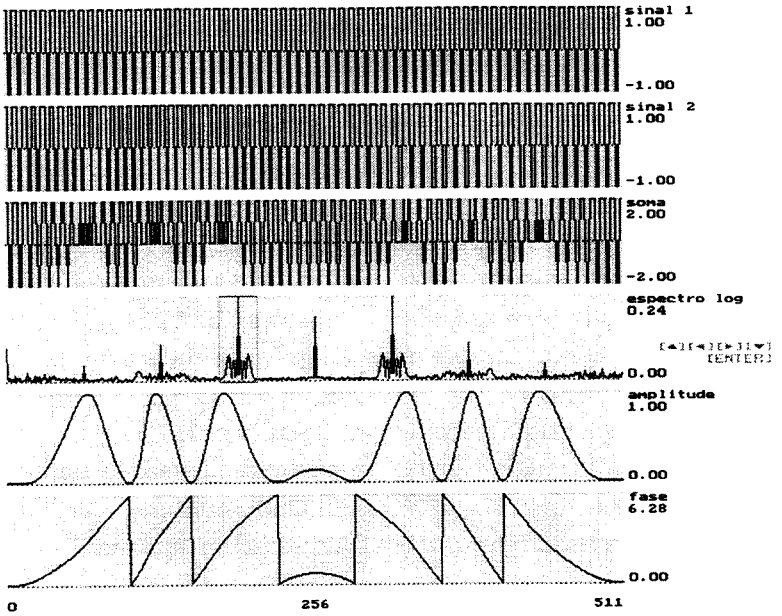


Fig. 5.39. Aplicação do método digital de fotografia *speckle* ao caso dum sinal unidimensional.

rectângulo no quarto gráfico). Ao usarmos a soma para especificar a janela passa-banda, garantimos a cobertura dos dois sinais na filtragem que será feita de seguida. Definida a área de filtragem, aplica-se agora o mesmo procedimento esquematizado na Fig. 5.31, isto é, os sinais são processados de forma independente até à determinação da fase. O método aplicado não é mais que o método da desmodulação apresentado para as franjas primárias, onde o *speckle*, agora sem fase, tem o "papel" de padrão primário. A determinação da fase no levantamento de forma também poderia ser feita desta maneira, onde a imagem de referência seria formada pelas franjas paralelas projectadas num plano de referência. Em termos de precisão de medida, o mesmo tipo de resultados será obtido pois a diferença entre as duas soluções estará apenas na inclinação daquele plano de referência. Considerando apenas o sinal incluído na janela de filtragem, ao qual é aplicada a transformada inversa, determina-se a fase da forma habitual, isto é:

$$\phi(x,y) = \tan^{-1}\left[\frac{\mathrm{Im}(C)}{\mathrm{Re}(C)}\right] \tag{5.59}$$

onde C representa a função complexa obtida na transformada inversa de Fourier. Para se obter a fase correspondente à variação entre os dois estados é necessário agora fazer a diferença módulo 2π dos dois sinais, como já havíamos feito anteriormente no caso de medidas diferenciais:

$$\Delta\phi = \begin{cases} \phi_d - \phi_r & se \quad \phi_d \geq \phi_r \\ \phi_d - \phi_r + 2\pi & se \quad \phi_d < \phi_r \end{cases} \tag{5.60}$$

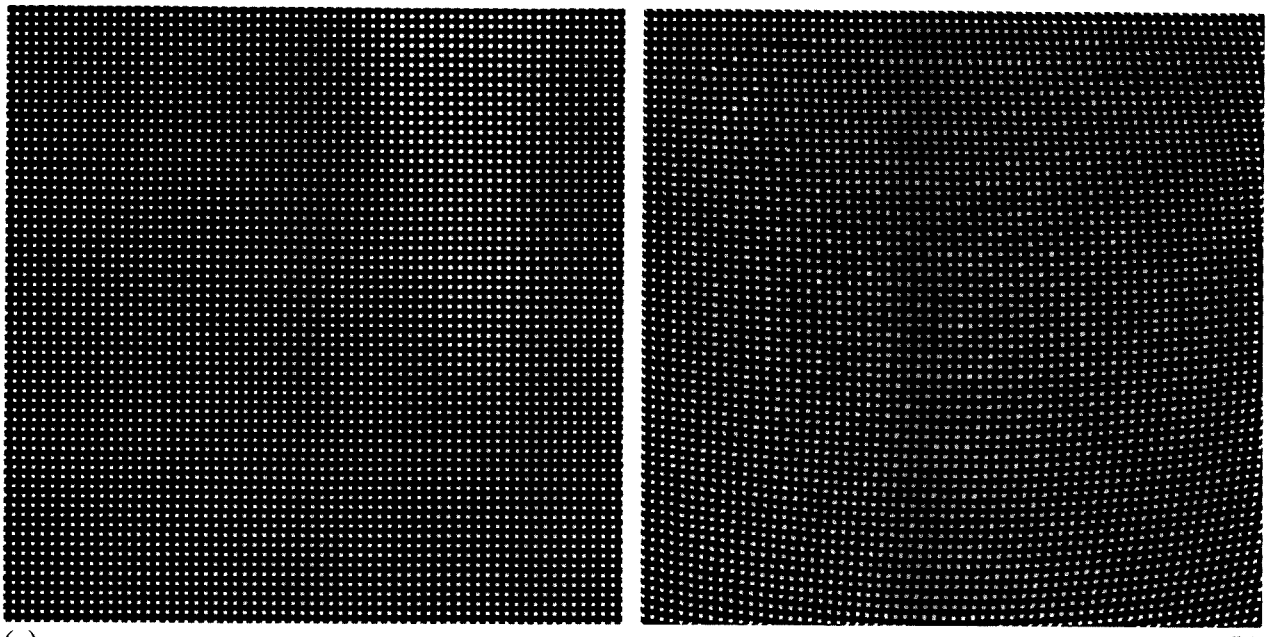
Com a fase pode fazer-se a reconstrução das franjas correspondentes ao deslocamento do objecto. Para isso basta determinar a função co-seno usando como argumento a fase calculada:

$$I = 1 - \cos(\Delta\phi) \tag{5.61}$$

Estas franjas representam o mesmo resultado que é possível obter com a fotografia *speckle*. O processamento de imagem, ao permitir a determinação da fase, dá novas potencialidades a este método.

Vejamos agora a aplicação do método ao caso bidimensional, ou seja às imagens. Vamos usar um padrão relativamente regular, como seja por exemplo uma matriz de pontos brancos, como o mostrado na Fig. 5.40(a). Este padrão seria obtido facilmente, por exemplo, através de uma rede plástica fina que serviria como máscara para pintar por projecção a superfície do objecto. Repare-se também que, neste caso, o método se destina fundamentalmente a medir grandes deslocamentos, caso contrário, outro método de gravação da rede deve ser usado. Outro ponto que deve ser notado é que as imagens aqui mostradas foram geradas por computador, sem a intervenção de qualquer sistema de aquisição de imagem. Na Fig. 5.40 mostram-se o padrão nos seus estados de referência e deformado. Ao referirmos que o padrão não precisa de ser muito regular, queremos dizer que, por exemplo, a imagem de referência a usar poderia ser a da Fig. 5.40(b), não havendo assim demasiada rigidez relativamente à sua forma.

Fazendo a adição dos dois padrões obter-se-à a imagem da Fig. 5.41(a), da qual resulta uma potência espectral obtida pela transformada de Fourier como a mostrada na imagem (b). Note-se que a largura de banda do sinal neste método é muito menor que no caso das franjas de *speckle* primárias. O facto do padrão ser regular e de perfil rectangular origina o aparecimento de vários harmónicos igualmente espçados, que podem ser usados, tal como na fotografia *speckle*, para alterar a sensibilidade da medida. Se fizermos agora uma filtagem espectral como a assinalada na imagem (b) através do círculo branco e aplicarmos todo o procedimento de transformação inversa e cálculo de fase (Fig. 5.31) para cada uma das imagens da Fig. 5.40, obter-se-à, por subtracção das duas fases, a fase correspondente ao deslocamento sofrido pelo padrão de pontos. Esta fase representa o deslocamento na direcção definida pelo vector com origem no zero das frequências e que aponta para o centro da janela de filtragem. Na Fig. 5.41(c) podem ver-se as



(a) (b)

Fig. 5.40. Imagens do mesmo padrão de pontos quando no seu estado de referência (a) e após sofrer uma determinada deformação (b).

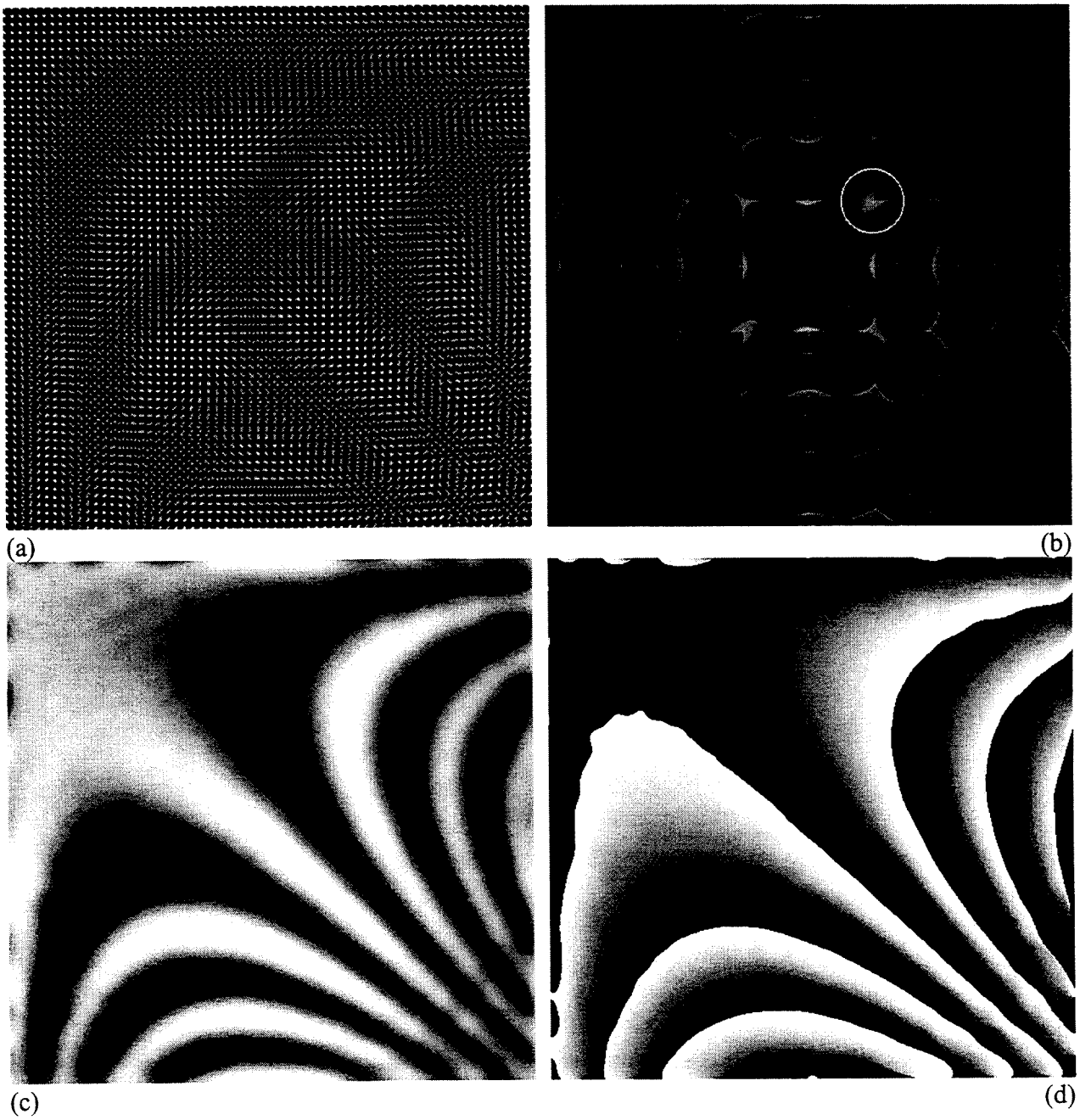


Fig. 5.41. Aplicação da fotografia *speckle* digital: (a) adição dos dois padrões da Fig. 5.40, (b) potência espectral da imagem anterior, (c) franjas obtidas por cálculo da amplitude do sinal do harmónico seleccionado e (d) fase do padrão de franjas.

franjas e na imagem (d) a respectiva fase. O padrão aqui usado só permite o seu processamento se utilizarmos a abordagem de Fourier, pois trata-se de um padrão não contínuo, ou seja há interrupção das franjas, o que torna impossível a utilização da desmodulação sinusoidal. O harmónico isolado permite obter as franjas correspondentes a pontos com igual deslocamento nas direcções vertical e horizontal, mas outras possibilidades existem como se pode ver na Fig. 5.42.

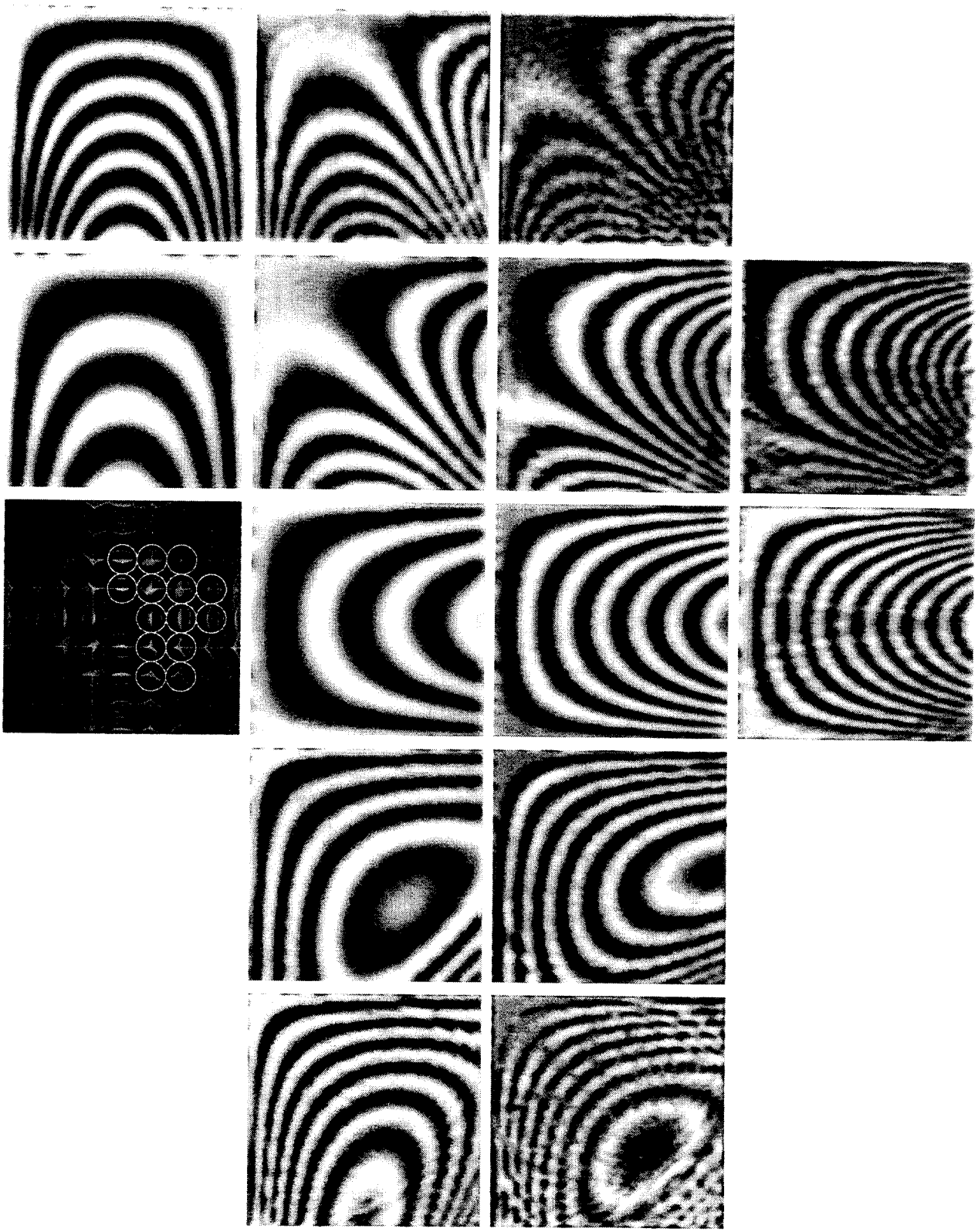


Fig. 5.42. Franjas obtidas com diversos harmónicos permitindo alterar a direcção e a sensibilidade de medida.

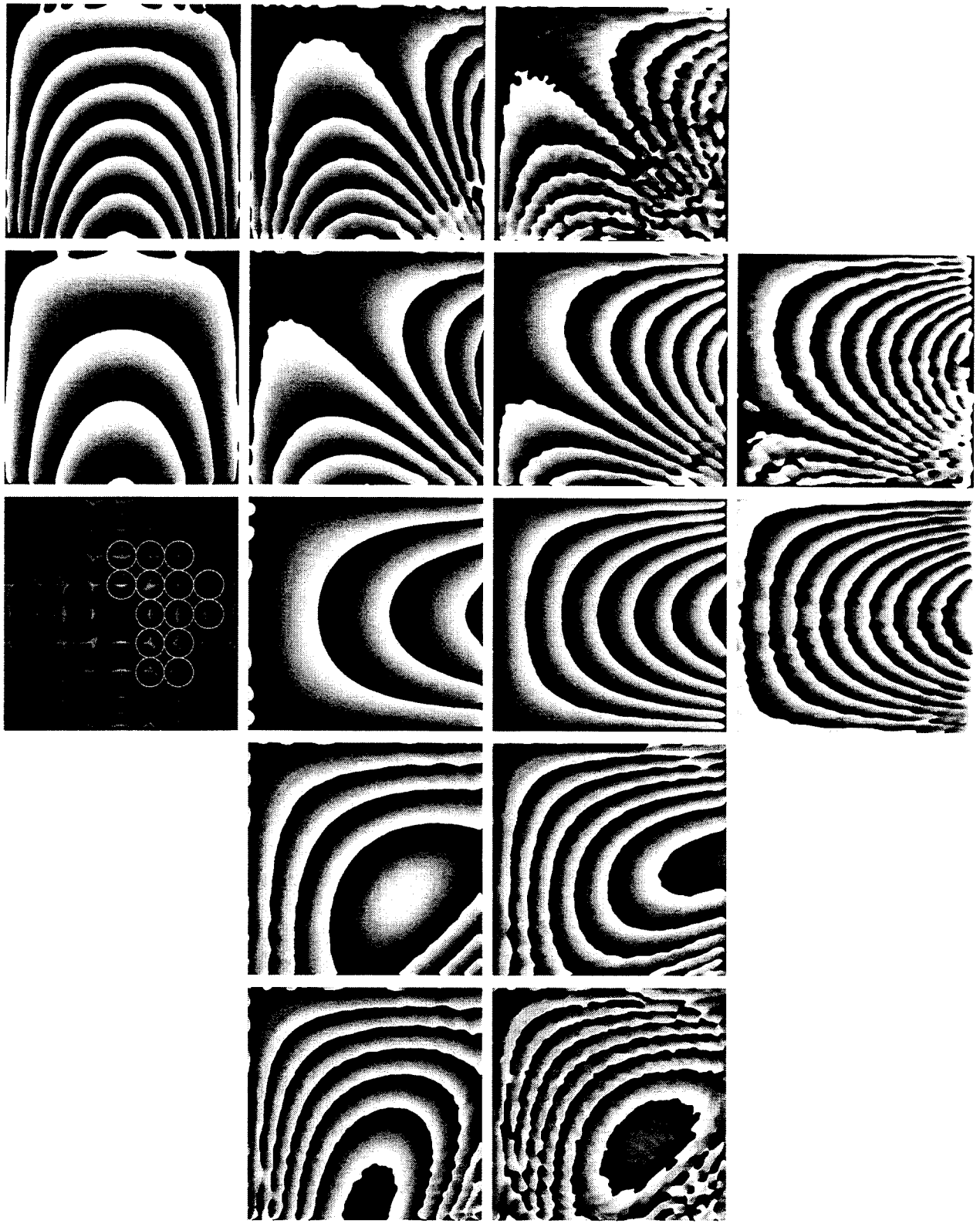


Fig. 5.43. Fase das franjas obtidas com os diversos harmónicos.

A partir da fase é possível obter o deslocamento na direcção (1,1,0) através de:

$$d = \frac{\Delta\phi}{2\pi n\omega_0} = \frac{N}{n\omega_0} = Np \tag{5.62}$$

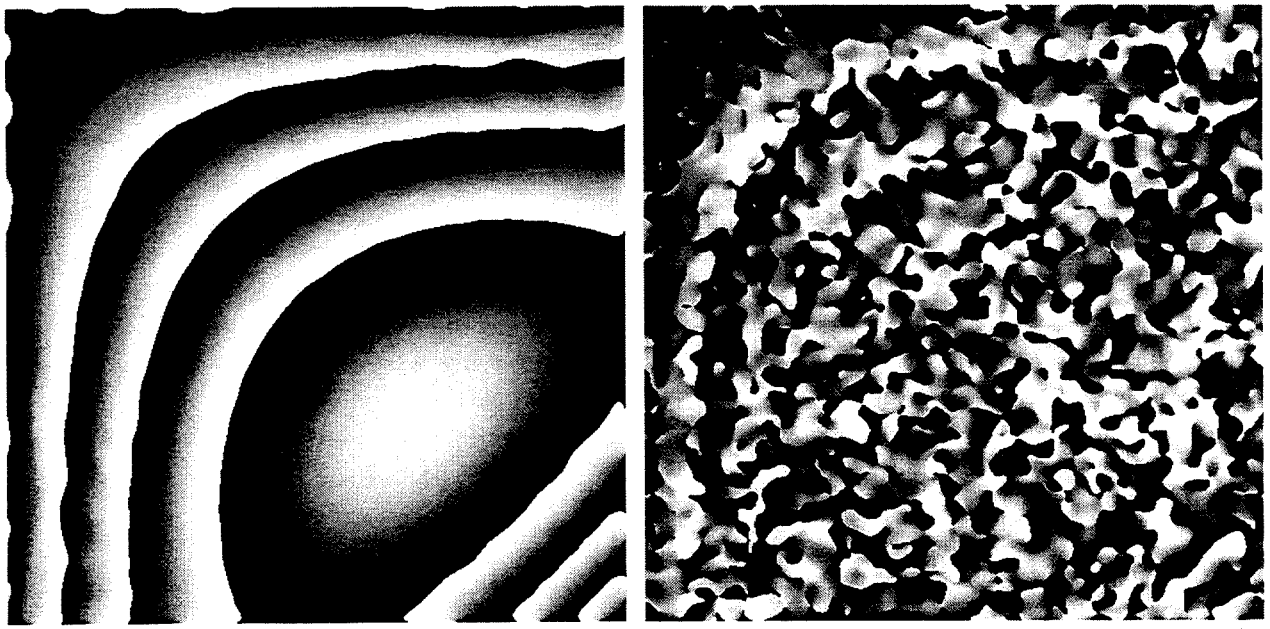
onde ω_0 representa a frequência fundamental, ou seja a do primeiro harmónico, n é o identificador do harmónico usado para o cálculo, N é o número da franja e p é o passo do padrão usado. Aumentando o passo da rede utilizada podemos incrementar o número de harmónicos pois:

$$\omega_0 = \frac{1}{p} \tag{5.63}$$

ou seja a frequência fundamental será menor, o que implica a possibilidade de mais harmónicos abaixo da frequência de Nyquist. Isto permite diversificar ainda mais a gama de sensibilidades e de direcções de medida. O limite estará num padrão de *speckle* que ao ser uma rede aleatória permite, teoricamente, um número ilimitado de harmónicos. O problema é que quando este aumento se dá teremos também de limitar a abertura do sistema para reduzirmos ao mínimo a interferência dos diversos harmónicos, o que significar a perda da informação para reconstruir o padrão. É por este motivo que a fotografia *speckle* exige uma elevada resolução do meio de registo.

Outras direcções de sensibilidade e sensibilidades poderiam ter sido escolhidas, tal como se verifica na fotografia *speckle*, ainda que neste caso limitado aos harmónicos existentes. A Fig. 5.42 e a Fig. 5.43 ilustram esta característica, mostrando as franjas e a fase usando diversos harmónicos. Na imagem correspondente à potência espectral assinalam-se os harmónicos utilizados, que têm a mesma distribuição espacial na própria figura.

Referimos anteriormente que um padrão de *speckle* seria o ideal para utilizar este método, pela facilidade de geração da rede e flexibilidade de medida. É nossa convicção de que tal é possível com um pequeno aumento da resolução do sistema de aquisição de imagem. A Fig. 5.44 ilustra bem esta afirmação: à esquerda temos o resultado obtido com o padrão regular de pontos e à direita a mesma experiência realizada com um padrão de *speckle*. É perfeitamente visível a existência das franjas mais exteriores, degradando-se os resultados à medida que a ordem das franjas aumenta. Este resultado foi obtido com uma resolução de 512×512 pontos. Em nossa opinião, uma resolução de 1024×1024 (4 vezes mais informação) ainda não deve ser suficiente para obter resultados aceitáveis, mas uma câmara com 2048×2048 (16 vezes) já deve permitir a utilização deste método com padrões de *speckle*. E repare-se que esta é uma experiência realizável, uma vez que já existem câmaras CCD com aquela resolução. Lamentavelmente a nossa equipa não possui nenhuma câmara com estas características, o que impossibilita por em prática este método inovador. Pelos motivos expostos, este é um caminho a explorar num futuro próximo pois o método revela enorme potencial na medição de grandes e médios deslocamentos. Poderá, por exemplo, ter aplicação na análise de deformações em grandes construções (edifícios, pontes).



(a) (b)

Fig. 5.44. Desmodulação dum harmónico usando a rede regular (a) e usando um padrão de *speckle* (b). Com uma resolução de 512×512 pontos não é ainda possível usar padrões de *speckle*, no entanto é perceptível que um aumento na resolução permitirá usar este método.

5.3.1.3 Correlação Espacial de Padrões *Speckle*

A correlação espacial já foi abordada quando nos referimos ao equivalente digital da fotografia *speckle*. Tratam-se de métodos complementares à interferometria *speckle*, já que permitem resolver os problemas que envolvem grandes deslocamentos, que naqueles métodos originam descorrelação, ou seja perda total da informação. A obtenção das franjas de Young é uma forma de correlacionar dois padrões de *speckle* e o método de filtragem, então apresentado, é outro. A correlação numérica começou por ser efectuada no plano de imagem recorrendo à definição de correlação entre duas funções, Peters e Ranson (1982), Takai e Asakura (1985):

$$a \circ b = \sum_{x}^{N} \sum_{y}^{N} a(x,y) \cdot b(x + \Delta x, y + \Delta y) \tag{5.64}$$

Esta representa uma abordagem matricial que envolve uma quantidade de cálculos enorme, especialmente quando a expressão anterior se estende a toda uma imagem. Isto apesar da redução reclamada pelos autores na diminuição da quantidade de cálculos através da adopção de um algoritmo simplificado (Takai e Asakura, 1985). Este algoritmo simplificado é baseado na binarização da imagem, ou seja transformando uma imagem de 256 níveis de intensidade em apenas 2. Dificuldades na detecção do deslocamento correspondente ao máximo valor de correlação levaram Sriram e Hanagud (1988) a usar como função de correlação o quadrado da diferença, em vez do produto dentro do duplo somatório na expressão (5.64).

Como foi mostrado no capítulo 4, a correlação espacial reduz-se a um produto quando efectuada no domínio espectral, o que torna o processo muito mais linear computacionalmente. É evidente que há que contar com as operações efectuadas durante a transformação através da FFT, mas como se trata de um algoritmo optimizado o número de operações é substancialmente reduzido relativamente ao cálculo efectuado usando a correlação espacial, como em (5.64). Foi com esta ideia em mente que Chen *et al.* (1993) propuseram o uso da correlação digital no domínio espectral. A sua implementação encontra analogia no método das franjas de Young, apesar de que neste caso o processamento inicial é feito em separado. Como anteriormente, é necessário ter dois padrões correspondentes a duas situações distintas do objecto, antes e após deslocamento, Fig. 5.45. Quando se fala da correlação numérica, uma das operações é comum a todas as implementações: a segmentação da imagem. A segmentação consiste, neste caso, em dividir a imagem em sub-imagens que contenham informação suficiente para permitir quantificar o deslocamento sofrido pelos seus pontos entre os dois estados do objecto. Esta análise poderá ser pontual ou com a resolução que o utilizador desejar.

Consideremos então o processamento duma pequena região da imagem como mostrado na Fig. 5.45. Sendo a região seleccionada pequena, podemos admitir que o deslocamento de todos os seus pontos é uniforme. É evidente que na realidade vamos obter o deslocamento médio nessa região. Esta aproximação pode ou não ser considerada aceitável, dependendo do campo de deslocamentos e da dimensão da área considerada. Consideremos então as duas sub-imagens como:

$$\begin{aligned} h_1(x,y) &= h(x,y) \\ h_2(x,y) &= h(x-u,y-v)+r(x,y) \end{aligned} \tag{5.65}$$

onde se considera a segunda sub-imagem como uma translação da primeira, degradada por algum ruído r, sendo (u,v) o vector deslocamento sofrido pelos *speckles* da sub-imagem. Aplicando a FFT a ambas as sub-imagens obtemos a matriz complexa espectral de cada uma delas:

$$\begin{aligned} H_1(\omega_x,\omega_y) &= \iint_{\Delta} h(x,y)\exp\left[j2\pi(x\omega_x+y\omega_y)\right]dxdy = \left|H(\omega_x,\omega_y)\right|\exp\left[j\phi(\omega_x,\omega_y)\right] \\ H_2(\omega_x,\omega_y) &= \iint_{\Delta}\left[h(x-u,y-v)+r(x,y)\right]\exp\left[j2\pi(x\omega_x+y\omega_y)\right]dxdy = \\ &= \left|H(\omega_x,\omega_y)\right|\exp\left[j\left[\phi(\omega_x,\omega_y)-2\pi(u\omega_x+v\omega_y)\right]\right]+R(\omega_x,\omega_y) \end{aligned} \tag{5.66}$$

onde Δ representa a região usada, ω_x, ω_y são as coordenadas espectrais, H e ϕ representam a amplitude e fase espectrais, e R é o espectro do ruído. O resultado obtido neste operação é o equivalente ao halo de difracção de cada uma das imagens.

Daqueles dois espectros, um novo espectro pode ser obtido, que permite estabelecer a correlação entre os dois padrões:

$$F(\omega_x,\omega_y)=\frac{H_1(\omega_x,\omega_y)H_2^*(\omega_x,\omega_y)}{\left|H_1(\omega_x,\omega_y)H_2(\omega_x,\omega_y)\right|^{1-\alpha}}= \\ =\left|H_1(\omega_x,\omega_y)H_2^*(\omega_x,\omega_y)\right|^{\alpha}\exp\left[j\left[\phi_1(\omega_x,\omega_y)-\phi_2(\omega_x,\omega_y)\right]\right] \tag{5.67}$$

onde ϕ_1 e ϕ_2 são as fases dos dois espectros e α é uma constante ($0\le\alpha\le1$). O ruído, sendo descorrelacionado, dilui-se ao longo de todo o espectro, podendo, por isso, ser ignorado. Substituindo (5.66) em (5.67) obtemos:

$$F(\omega_x,\omega_y)=\left|H(\omega_x,\omega_y)\right|^{2\alpha}\exp\left[j2\pi(u\omega_x+v\omega_y)\right] \tag{5.68}$$

o que mostra que espectro resultante é uma onda plana com a direcção de propagação caracterizada apenas pelo vector deslocamento (u,v) local (Chen *et al.*, 1993). Se efectuarmos uma nova transformada obteremos no novo domínio espectral (ξ,η):

$$G(\xi,\eta)=\iint_{\Delta\omega}F(\omega_x,\omega_y)\exp\left[-j2\pi(\omega_x\xi+\omega_y\eta)\right]d\omega_x d\omega_y= \\ =\iint_{\Delta\omega}\left|H(\omega_x,\omega_y)\right|^{2\alpha}\exp\left[-j2\pi\left[\omega_x(\xi-u)+\omega_y(\eta-v)\right]\right]d\omega_x d\omega_y= \\ =\overline{G}_\alpha(\xi-u,\eta-v) \tag{5.69}$$

onde $\Delta\omega$ representa o primeiro domínio espectral, e $\overline{G}_\alpha$ é espectro modulado pelo halo de difracção. Este espectro resulta num sinal com um pico localizado em (u,v) no segundo domínio espectral, como se mostra na Fig. 5.46 e Fig. 5.47. Detectando este pico, podemos determinar o deslocamento sofrido, entre as duas imagens, pelos *speckles* da região considerada. Repetindo este processamento de dupla FFT associado à procura do pico, poderemos obter o campo de deslocamentos ao longo de toda a imagem. O valor de α permite controlar a dominância do pico obtido, sendo o seu ajuste muito importante. Quando α=0 o sinal dado por (5.68) é constituído unicamente pelo sinal de fase, o que resulta numa correlação das duas sub-imagens só em fase e portanto, teoricamente, numa resposta que é a função delta de Dirac, ou seja um impulso localizado no ponto de coordenadas (u,v). A existência de ruído torna contudo esta situação ideal difícil de ser utilizada pois o pico pode ficar camuflado, sendo difícil de detectar. Por isso,

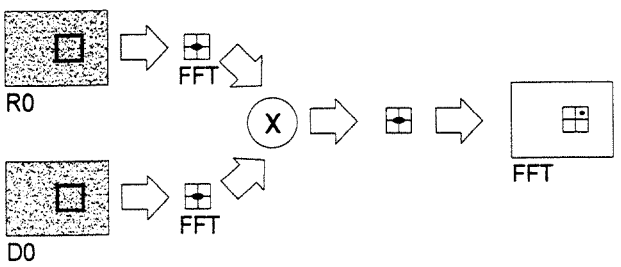


Fig. 5.45. Processamento de uma área através do método de correlação espacial de *speckle* para obter o deslocamento médio dos pontos aí contidos.

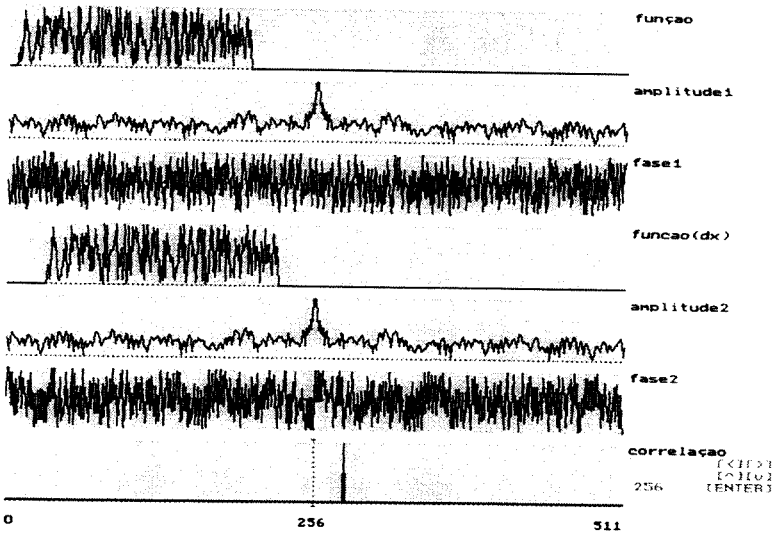
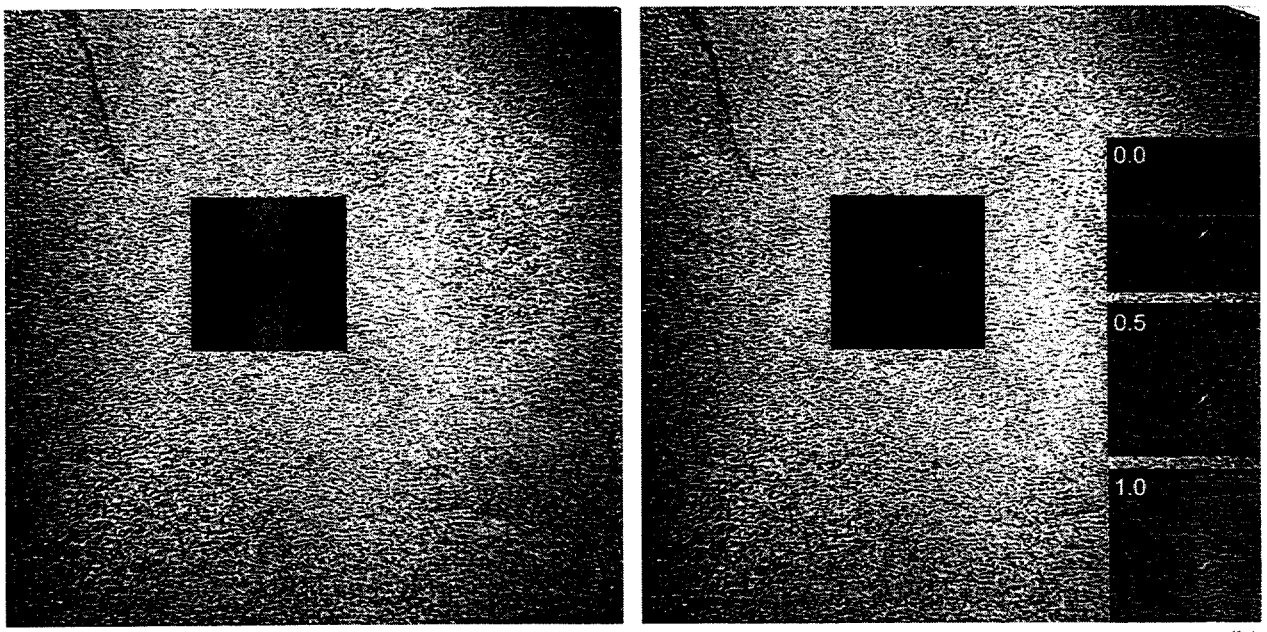


Fig. 5.46. Correlação espacial dum sinal deslocado efectuada no domínio espectral.

normalmente será de procurar o valor mais baixo de α, mas sempre com $\alpha>0$. Para $\alpha=0.5$ o sinal obtido por (5.68) representa a amplitude do halo de difracção e o impulso obtido em (5.69) é dado então pelo espectro da amplitude do halo de difracção deslocada de (u,v) relativamente à origem. No caso em que $\alpha=1$, em vez da amplitude teremos a intensidade do halo de difracção e este é o resultado que seria obtido correlacionando as duas imagens através da expressão (5.64). Para esta situação o pico atenua-se bastante e, por isso, se reforça a ideia de que o melhor valor de α a utilizar será o menor possível, isto é o menor valor que permita ultrapassar os problemas com o ruído; $\alpha=0.5$ é um bom valor inicial para afinar a escolha.

A Fig. 5.46 mostra o exemplo de um sinal unidimensional (função) que sofreu um deslocamento (função(dx)). A transformada do produto das transformadas de cada um dos sinais (correlação) permite obter um pico desviado da origem de um valor igual ao do deslocamento entre os dois sinais. Na Fig. 5.47 mostra-se a mesma aplicação a uma sub-imagem, isto é a um caso bidimensional. Em (a) pode ver-se o espectro de uma das sub-imagens, enquanto em (b) se mostra o resultado da correlação. Note-se que os eixos vertical e horizontal existentes na sub-imagem foram aí colocados para permitir identificar visualmente o vector deslocamento e não resultam do processamento em si. Neste caso, o valor $\alpha=0.75$ permite obter um resultado de muito boa qualidade uma vez que a imagem não sofreu qualquer degradação por ruído. Ainda nessa imagem se mostra a evolução do pico de correlação usando três valores de α para um outro *specklegrama* onde existia uma certa degradação do sinal da primeira para a segunda imagem. Como se pode verificar para $\alpha=0$ aprecem alguns picos extra devidos à existência de ruído, enquanto que o pico de deslocamento se esbate à medida que α aumenta.

A Fig. 5.48 mostra um padrão de *speckle* ao qual foi aplicado o mesmo campo de deslocamentos utilizado para obter a Fig. 5.35(a), ou seja aquele que serviu para exemplificar o método da fotografia *speckle* digital. Como já havia sido referido no capítulo 4, uma operação que permite melhorar significativamente a correlação é uma filtragem passa-alto. O padrão mostrado em (c) tem agora um maior contraste, o que permite por si só melhorar significativamente o resultado obtida na correlação. Repare-se que agora não estamos interessados na fase dos *speckles*, mas apenas no seu deslocamento no plano, por isso esta operação de filtragem, que nos métodos de



(a) (b)

Fig. 5.47. Processamento dos mesmos padrões da Fig. 5.37 usando a correlação espacial por FFT. A potência espectral de um dos padrões (a) e a transformada do produto de duas potências espectrais de padrões com deslocamento relativo: a correlação (b). Do lado direito, a evolução da correlação com α=0, 0.5 e 1 numa situação com mais ruído.

fase teria destruído a maioria da informação, permite agora melhorar a detecção do seu movimento no plano da imagem.

Na aplicação deste método deve sempre considerar-se o passo ou resolução, que determina os pontos onde se vai efectuar o cálculo, e a dimensão da sub-imagem de processamento que não precisam de ser necessariamente iguais. O passo controla a resolução da medida que, no caso mais extremo, será unitário, ou seja o cálculo efectuado para todos os pontos. Neste situação o processamento é demorado devido à quantidade de cálculos envolvidos. A dimensão da sub-imagem permite resolver maiores ou menores deslocamentos. Na Fig. 5.49(a) usaram-se sub-imagens de 32×32, que não conseguem resolver os deslocamentos mais elevados do canto inferior direito. O aumento de ruído na imagem de correlação (a) mostra isso, não sendo possível detectar um máximo evidente. O aumento para sub-imagens de 64×64 permitiria resolver este problema. O aumento da sub-imagem traz consigo o problema de estarmos a englobar mais pontos e, por isso, a perder precisão já que a média abrange pontos cada vez mais afastados.

Aplicando a correlação às imagens da Fig. 5.48 usando uma segmentação de 8×8 sub-imagens com uma dimensão de 32×32 pontos, o resultado será como o mostrado na Fig. 5.49(a). Mais uma vez se deve referir que a pequena cruz existente nas transformadas das sub-imagens foi aí colocada para permitir uma melhor identificação visual do pico de deslocamento. A determinação da posição dos picos permite obter o campo de deslocamentos no plano, como se mostra na imagem (b), representados por pequenos vectores proporcionais ao deslocamento médio da área considerada. Neste exemplo, a resolução foi condicionada pelo uso de um passo de 16 pontos. As imagens (c) e (d) mostram respectivamente os deslocamentos horizontais e verticais em separado, codificados em níveis de intensidade. Note-se que o método começa apresentar problemas de descorrelação à medida que os deslocamentos aumentam, como se pode

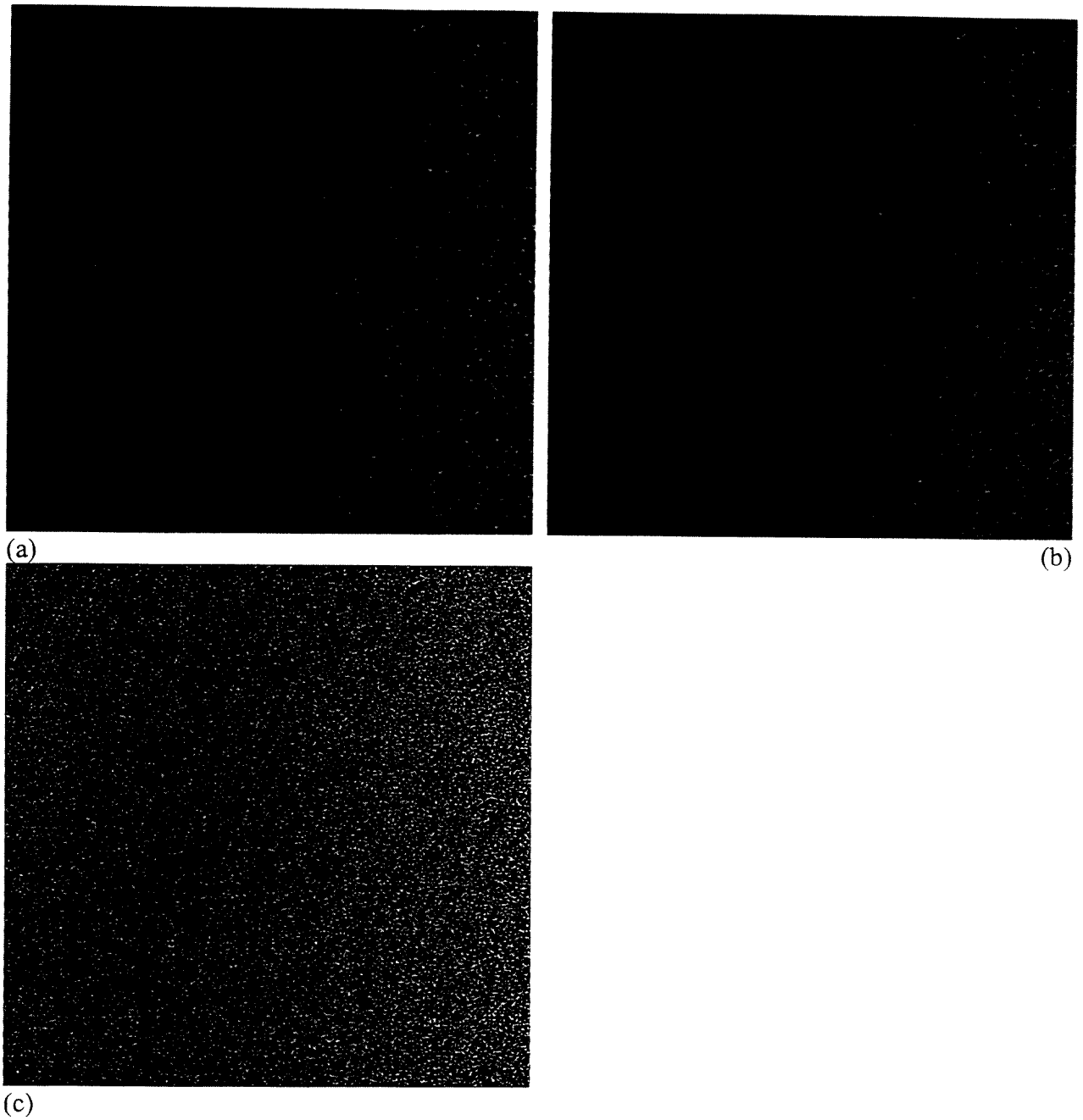


Fig. 5.48. Um padrão de *speckle* antes (a) e após deslocamento (b). A aplicação dum filtro passa-alto permite obter um padrão de maior contraste (c).

ver no canto inferior direito. Isto seria evitado com o aumento da dimensão das sub-imagens ou com uma correcção de deslocamento global, eliminando parte da translação global da sub-imagem.

A diminuição do passo permite melhorar a qualidade do resultado final como se pretende mostrar na Fig. 5.50 e Fig. 5.51, onde a dimensão das sub-imagens foi mantida em 32×32. Naquela figura mostra-se a comparação do método agora apresentado relativamente ao equivalente digital da fotografia *speckle*, comparação essa que se pretende apenas qualitativa, já que existem diferenças de características entre os dois métodos. Em primeiro lugar, no método presente foi usado um

padrão de *speckle* enquanto no outro método foi usado uma padrão regular. A principal conclusão a tirar é que o método da fotografia *speckle* digital não tem as limitações de perda de correlação, já que a sua implementação usa a imagem completa e, portanto, não sofre dos problemas de correlação no canto inferior direito. Por outro lado, este método permite ter como resultado final os deslocamentos totais, enquanto que o método anterior apresenta um resultado módulo 2π que necessitaria ser desembrulhado para permitir ter o resultado real. Apesar destas diferenças, é visível que se trata da mesma solução.

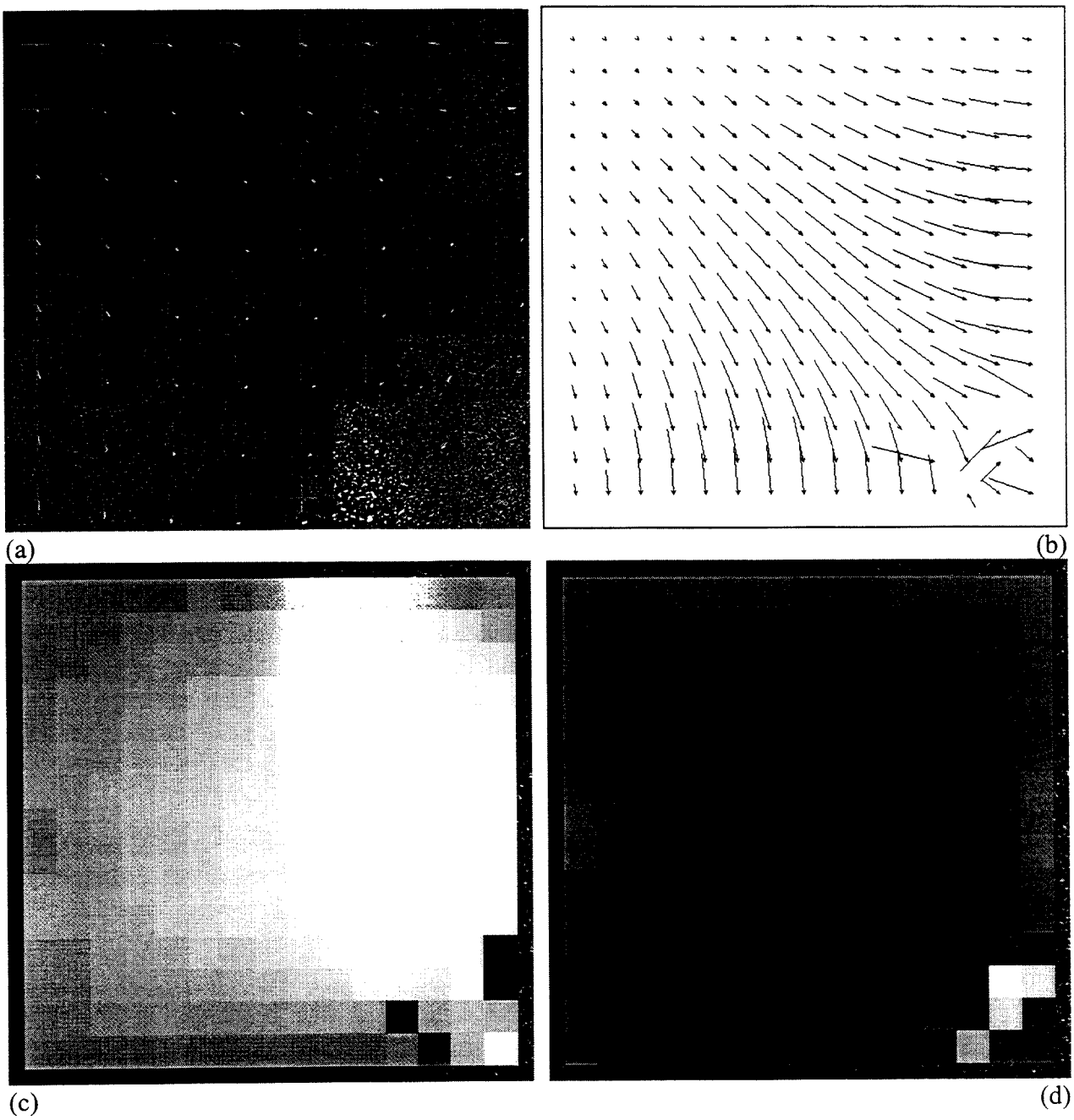


Fig. 5.49. Resultado da correlação usando uma segmentação de sub-imagens de 32×32 (a). Campo de deslocamentos no plano representados por pequenos vectores proporcionais ao valor do deslocamento (b). Mapa de deslocamentos na direcção horizontal (c) e vertical (d).

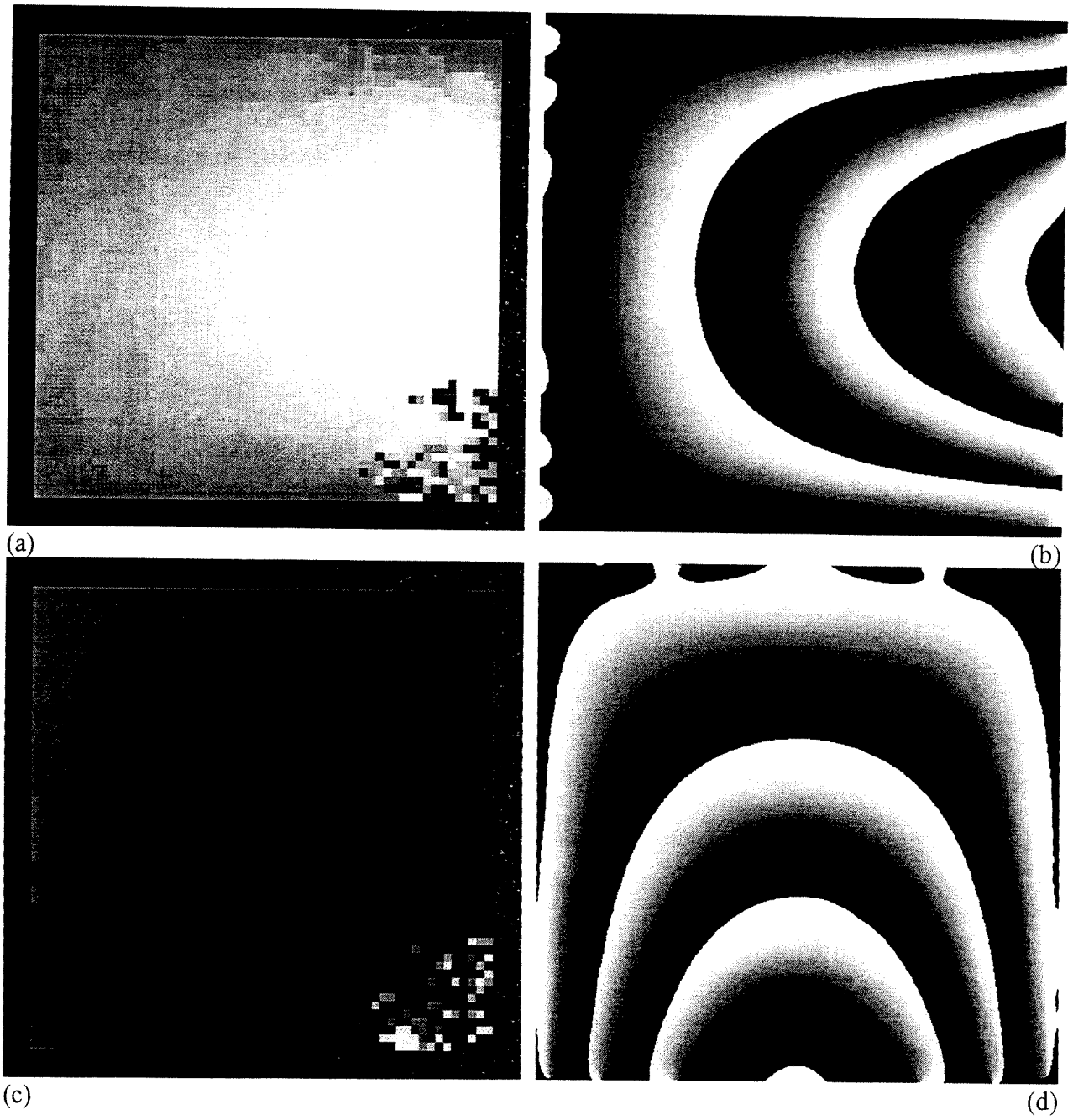


Fig. 5.50. Aumento da resolução por diminuição do passo e comparação com o método da fotografia *speckle* digital. Deslocamento horizontal (a) e (b), e deslocamento vertical (c) e (d).

A adaptabilidade deste método permite medir grandes deslocamentos, desde que se determine à partida o deslocamento global em toda a imagem. Isto pode ser conseguido facilmente usando como matriz de processamento a imagem total. O resultado deste processamento permitirá obter o deslocamento médio global, que poderá ser eliminado antes de se proceder ao cálculo do campo de deslocamentos local, permitindo assim garantir o funcionamento do método com sub-imagens relativamente pequenas. Outra evolução possível do método agora apresentado pode resultar da utilização da segmentação em pirâmide (Grosky e Jain, 1986; Allen *et al.*, 1994), de modo a garantir um maior refinamento no processamento. A segmentação em pirâmide

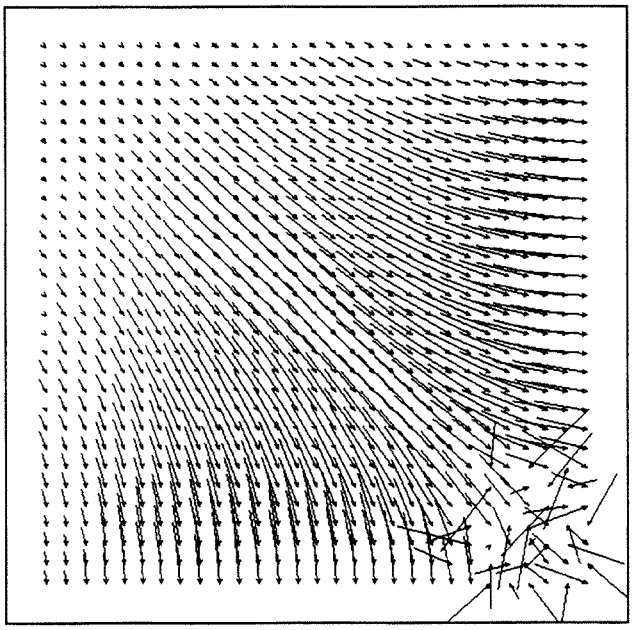


Fig. 5.51. O campo de deslocamentos refinado correspondente à solução apresentada na Fig. 5.50(a) e (c).

significa aplicar o método primeiro à imagem total, de seguida segmentar a imagem em 4 sub-imagens e processá-las. Cada uma dessas sub-imagens seria de seguida segmentada em mais 4 sub-imagens o que daria um total de 16 sub-imagens e, assim sucessivamente, até a segmentação deixar de fornecer informação relevante ao cálculo. Esta abordagem não foi efectuada, mas é interessante e pode ser bastante importante neste tipo de processamento, pelo que fica aqui pelo menos como sugestão de trabalho futuro.

5.3.2 Desmodulação Espacial

Este parágrafo refere-se ainda ao processamento de imagens funcionais nas quais a fase se encontra codificada num padrão de franjas portador. O método espectral é um método computacionalmente pesado, o que levou à procura de métodos que fornecessem a mesma solução sem o inconveniente de serem tão demorados. A desmodulação sinusoidal assume que o perfil das franjas é do tipo sinusoidal, o que conduz à influencia prejudicial das frequências mais elevadas (os restantes harmónicos, no caso de estarem presentes), é muito mais rápido (com um factor igual ou superior a 5) que os métodos baseados na FFT.

5.3.2.1 Desmodulação Sinusoidal da Portadora

As transformadas directa e inversa de Fourier requeridas pela desmodulação espectral tornam-no num método de redução computacionalmente pesado. Mertz (1983) detectou esta desvantagem e sugeriu a aplicação da desmodulação sinusoidal como um meio mais eficiente e rápido de obtenção de resultados similares. Mertz (1983) implementou primeiro o método com *hardware* específico, tendo posteriormente Macy (1983) e Womack (1984) introduzido a desmodulação sinusoidal por *software*, usando o processamento digital de imagem. O método consiste na multiplicação do sinal por funções seno e co-seno com uma frequência próxima da portadora de

sinal, o que origina batimentos com variações lentas de amplitude que são proporcionais ao seno e co-seno da fase do objecto (Womack, 1984). A dedução matemática da desmodulação sinusoidal pode ser feita de uma maneira semelhante à da desmodulação espectral, *i.e.*, transformando a equação da intensidade do padrão de franjas. Assim, considerando um só harmónico a que correspondem os dois primeiros termos do desenvolvimento em série, teremos:

$$I = I_M + I_V \cos(\phi + 2\pi f_0 r) = I_M + C_1 \cos(2\pi f_0 r) - C_2 \operatorname{sen}(2\pi f_0 r) \tag{5.70}$$

onde:

$$\begin{aligned} C_1 &= I_V \cos\phi \\ C_2 &= I_V \operatorname{sen}\phi \end{aligned} \tag{5.71}$$

donde se pode obter a fase recorrendo à habitual expressão:

$$\phi(x,y) = \tan^{-1}\left[\frac{C_2}{C_1}\right] \tag{5.72}$$

As três funções incógnita, I_M, C_1 e C_2, variam muito lentamente numa vizinhança próxima do *pixel* em cálculo, podendo ser consideradas nessa vizinhança aproximadamente constantes. Estas três constantes podem então ser determinadas por ajustamento da equação (5.70) à intensidade de três *pixel* consecutivos, cuja solução é dada por:

$$\phi(x,y) = \tan^{-1}\left[\frac{F_{ij}\Delta_{i,j} + D_{ij}\Delta_{i,j-1}}{G_{ij}\Delta_{i,j} + E_{ij}\Delta_{i,j-1}}\right] \tag{5.73}$$

onde

$$\begin{aligned} G &= \operatorname{sen}(2\pi f_0 r_{i,j-1}) - \operatorname{sen}(2\pi f_0 r_{i,j}) \\ E &= \operatorname{sen}(2\pi f_0 r_{i,j+1}) - \operatorname{sen}(2\pi f_0 r_{i,j}) \\ F &= \cos(2\pi f_0 r_{i,j-1}) - \cos(2\pi f_0 r_{i,j}) \\ D &= \cos(2\pi f_0 r_{i,j+1}) - \cos(2\pi f_0 r_{i,j}) \end{aligned} \tag{5.74}$$

$$\begin{aligned} \Delta_{i,j} &= I(r_{i,j+1}) - I(r_{i,j}) \\ \Delta_{i,j-1} &= I(r_{i,j}) - I(r_{i,j-1}) \end{aligned}$$

Como a desmodulação sinusoidal não recorre ao uso da FFT, os tempos de cálculo são cerca de 5 vezes menores (Sirkis *et al.*, 1992). A consideração de um único harmónico qualquer que seja o sinal processado não é, neste caso, uma consideração matematicamente justificável, como o era no caso da FFT, onde o filtro passa-banda se encarregava dessa simplificação. Uma vez que a formulação parte do princípio que o sinal é perfeitamente sinusoidal, este método é sensível à existência de outros harmónicos como é o caso das franjas de perfil rectangular. A Fig. 5.52 mostra uma aplicação simples a um sinal unidimensional da desmodulação sinusoidal nos casos de franjas sinusoidais e de perfil quase rectangular, vendo-se neste último um efeito de *rippling* na fase calculada. Quase rectangular significa que as franjas são sinusóides cortadas nos topos, que é o resultado habitual do registo de uma imagem de projecção de franjas de perfil rectangular, sendo os harmónicos mais elevados atenuados devido à projecção da rede e à própria digitalização. Uma filtragem da fase pode eliminar o *rippling* criado pela presença dos harmónicos mais elevados. Para medições de precisão, é preferível utilizar uma rede sinusoidal (Williams, 1991).

Este método pode ser utilizado para processar franjas resultantes de projecção de redes como as mostradas na Fig. 5.53(a). O método é um pouco exigente em termos de qualidade das franjas, especialmente no que diz respeito ao ruído e à existência de harmónicos mais elevados. Pode contudo ser utilizado para efectuar a desmodulação de franjas secundárias de correlação *speckle*, como veremos noutro exemplo mais à frente. Na imagem (b) pode ver-se a sensibilidade do algoritmo aos harmónicos mais elevados, onde é notória a presença da fase correspondente a essas frequências mais elevadas. A filtragem permite eliminar parte deste problema como se pode ver na imagem (c); no entanto continuam a ver-se algumas perturbações, especialmente na zona central da imagem.

Uma abordagem mais simples e, curiosamente, com melhores resultados foi sugerida por Macy (1983) e, mais tarde, seguida por Williams *et al.* (1991). Esta técnica é também frequentemente designada por *phase stepping* espacial. O processo de desmodulação é baseada no mesmo

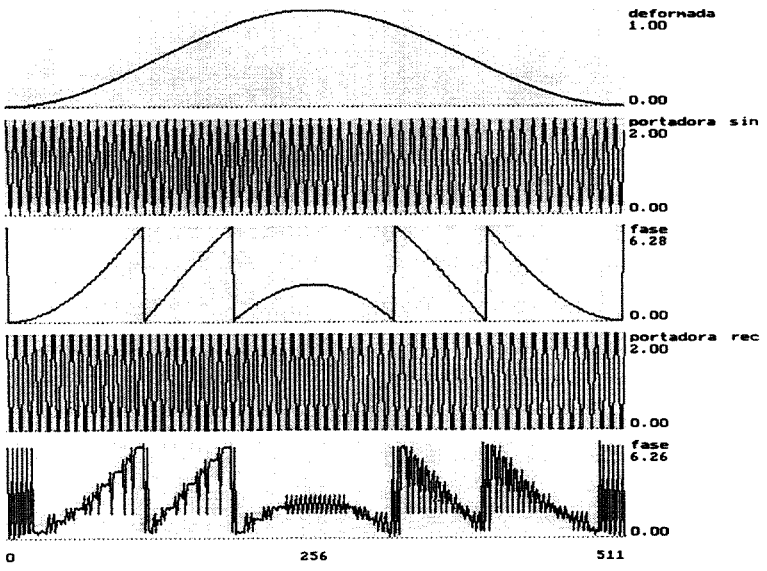


Fig. 5.52. A desmodulação sinusoidal com um sinal unidimensional. Processamento de um sinal sinusoidal e de outro quase rectangular onde se pode ver o efeito de *rippling* na fase obtida.

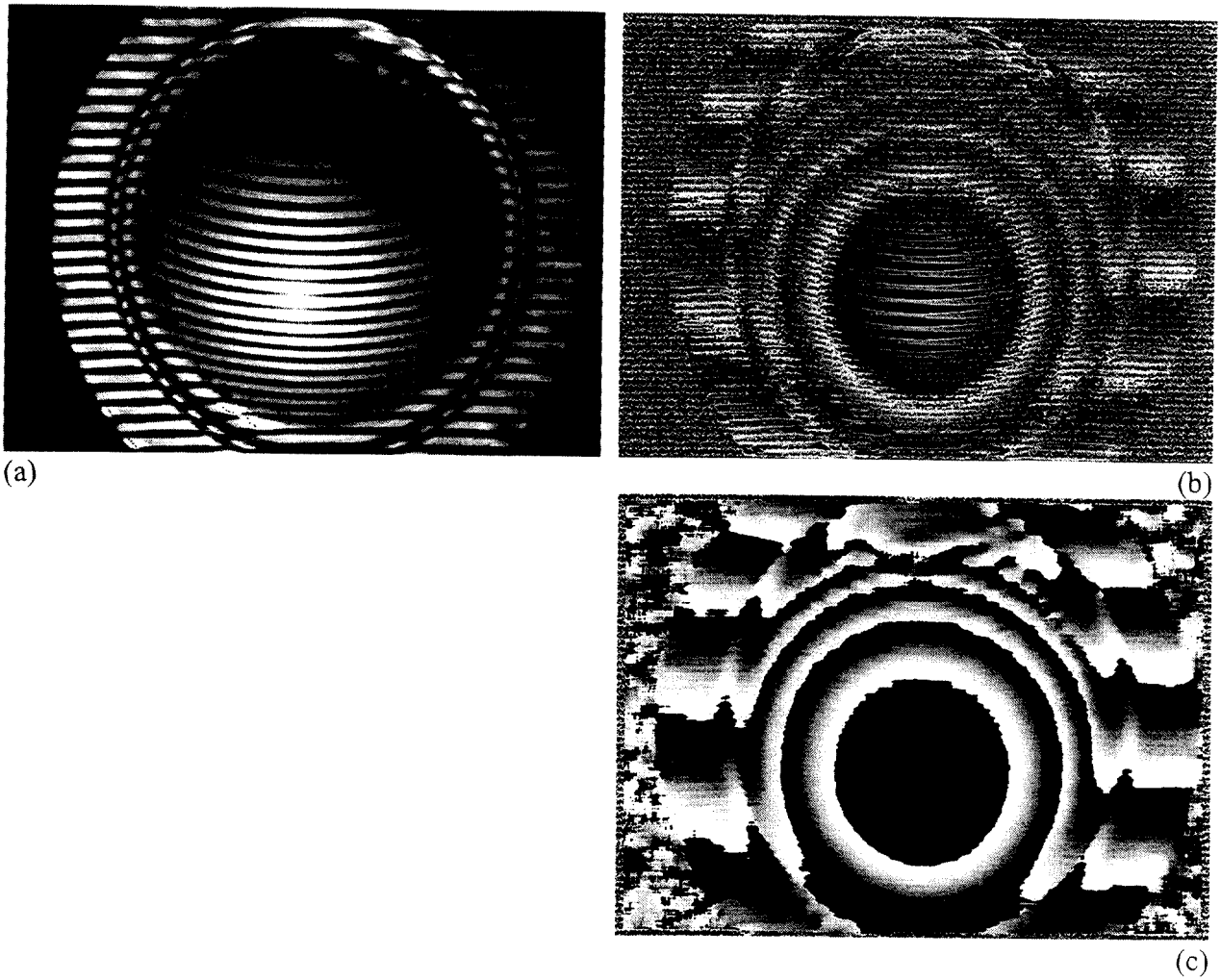


Fig. 5.53. A desmodulação sinusoidal aplicada a um caso de projecção de redes (a). Como as franjas são de perfil rectangular a fase obtida tem muito efeito de *rippling* (b) que pode ser eliminado usando uma filtragem de fase (c).

pressuposto referido anteriormente de que a fase correspondente à informação que queremos obter variar muito mais lentamente que a fase da portadora de sinal. Também aqui se podem usar três pontos ou alternativamente cinco, a partir dos quais se irá calcular a fase correspondente à modificação do objecto. No caso das franjas conterem toda a informação a extrair, isto é no caso da projecção de redes ou franjas secundárias, a posição dos pontos a usar no cálculo deve ser criteriosamente escolhida, pois o primeiro e último pontos devem ter o mesmo espaçamento que as franjas. Isto é o período das franjas deve ser igual ao dos pontos usados para desmodular o ponto central. No caso da medição diferencial não é necessário ter esta preocupação, já que a diferença de fase se encarregará de eliminar a portadora que ainda exista nos dois mapas de fase correspondentes a cada um dos interferogramas primários.

Williams *et al.* (1991) referem não haver necessidade de considerar pontos em sequência na mesma linha, podendo recorrer-se a uma distribuição como a que se mostra à esquerda na Fig. 5.54. No entanto, esta disposição torna-se demasiado rígida quanto à orientação que as franjas devem ter, impondo uma restrição não muito conveniente para um processamento generalizado. Por isso optamos por utilizar as versões sequenciais que se revelam muito mais flexíveis e permitem mesmo resolver franjas mais apertadas alterando a orientação, como se pode ver à

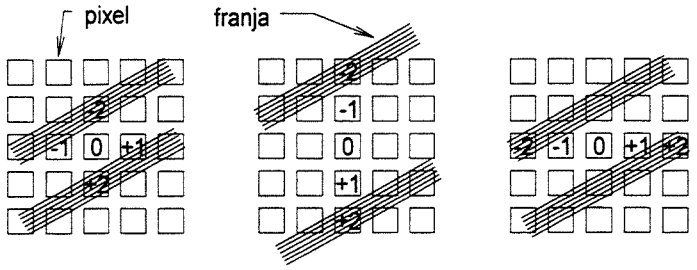


Fig. 5.54. Três possibilidades de implementar a desmodulação sinusoidal modificada ou *phase stepping* espacial.

direita na Fig. 5.54. As sequências vertical e horizontal devem escolhidas obrigatoriamente nas situações em que a orientação das franjas seja preferencialmente horizontal e vertical, respectivamente.

Encontrando-se entre duas franjas consecutivas, os pontos considerados terão uma intensidade dada por:

$$\begin{aligned} I_{-2} &= I_M\left(1-V\cos(\phi-\pi)\right)=I_M\left(1+V\cos\phi\right) \\ I_{-1} &= I_M\left(1-V\cos(\phi-\pi/2)\right)=I_M\left(1-V\,\mathrm{sen}\,\phi\right) \\ I_0 &= I_M\left(1-V\cos\phi\right) \\ I_{+1} &= I_M\left(1-V\cos(\phi+\pi/2)\right)=I_M\left(1+V\,\mathrm{sen}\,\phi\right) \\ I_{+2} &= I_M\left(1-V\cos(\phi+\pi)\right)=I_M\left(1+V\cos\phi\right) \end{aligned} \tag{5.75}$$

onde ϕ é fase correspondente à informação de interesse (suposta constante ao longo dos cinco pontos), e o termo adicional do argumento do co-seno ($\pm\pi$ ou $\pm\pi/2$) representa a variação da fase da portadora ao longo dos pontos considerados. De referir que os pontos não precisam de ser necessariamente seguidos, como é caso quando as franjas se encontram bastante afastadas. O afastamento será ditado pela frequência da portadora. De qualquer modo não convém exagerar no afastamento, pois começa-se a introduzir erros cada vez maiores ao admitir-se que a variação da fase do objecto é constante ao longo desses pontos. No caso do uso dos 5 *pixel* a fase representativa da forma ou deformada do objecto será dada pela expressão:

$$\phi(x,y)=\tan^{-1}\left[\frac{2(I_{-1}-I_{+1})}{2I_0-I_{-2}-I_{+2}}\right] \tag{5.76}$$

Quando o cálculo é repetido com um incremento de um *pixel*, cada um dos cinco pontos move-se de um quarto do espaçamento das franjas. Isto resulta numa sucessão de incrementos de quarto de ciclo que são adicionados à fase calculada ao longo de cada linha, e que devem ser subtraídos para obter a variação que na realidade é introduzida pelo objecto. Esta correcção não é necessária no caso de medições diferenciais.

Tal como no *phase stepping*, o mínimo de equações necessárias para calcular a fase é três e, como consequência, o método pode ser também usado com 3 *pixel*, como foi também sugerido por Pedrini *et al.* (1993). Deste modo a expressão de cálculo será:

$$\phi(x,y) = \tan^{-1}\left[\frac{I_{-1} - I_{+1}}{2I_0 - I_{-1} - I_{+1}}\right] \tag{5.77}$$

Esta nova expressão de cálculo permite reduzir o período entre franjas e, por isso, limitar os erros devidos a assumir-se a fase do objecto constante. Tem contudo a desvantagem de, ao considerarem-se menos pontos, se ter um erro acrescentado pela menor amostragem. Deste modo, um *pixel* sem informação tem um peso muito maior no resultado final.

A desmodulação sinusoidal modificada permite obter resultados geralmente de melhor qualidade que a própria desmodulação sinusoidal, notando-se sobretudo uma menor sensibilidade aos harmónicos mais elevados. A Fig. 5.55 mostra o mesmo exemplo da Fig. 5.53 usando agora a desmodulação modificada, onde se pode ver que a fase obtida apresenta, inclusive, melhor qualidade que a fase da desmodulação sinusoidal com filtragem.

O método revela também potencial para processar franjas secundárias resultantes da correlação *speckle*, como se mostra na Fig. 5.56. O resultado é aparentemente pior que o da desmodulação espectral, mas não se pode esquecer que aquela tem implícita uma filtragem, ao isolar o sinal através duma função janela. Uma filtragem de fase permitiria obter um resultado equivalente ao da Fig. 5.28(c).

Outra aplicação deste método é ao caso das franjas primárias de interferometria *speckle* com portadora de sinal. Williams *et al.* (1991) já haviam referido essa possibilidade, apesar de a não terem concretizado. Este método constitui portanto uma alternativa à desmodulação espectral usando a FFT. Na Fig. 5.57 mostra-se a sua aplicação ao caso dum sinal unidimensional simulando as franjas primárias da interferometria *speckle*, usando a desmodulação sinusoidal normal e modificada. Mais uma vez a desmodulação modificada parece ter melhor resposta, uma vez que se trata do mesmo sinal num e noutro caso. Tratando-se de medidas diferenciais, mais

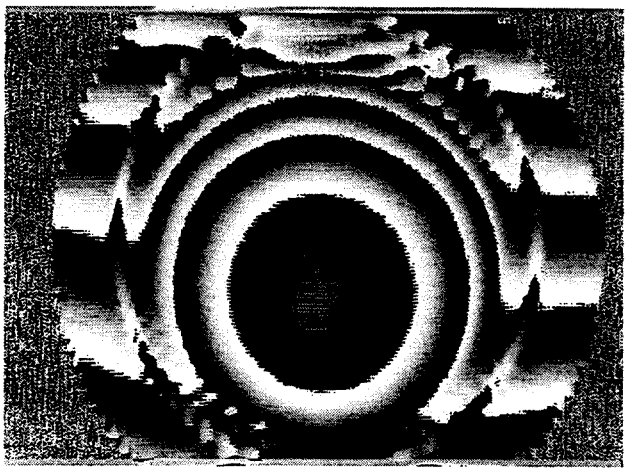
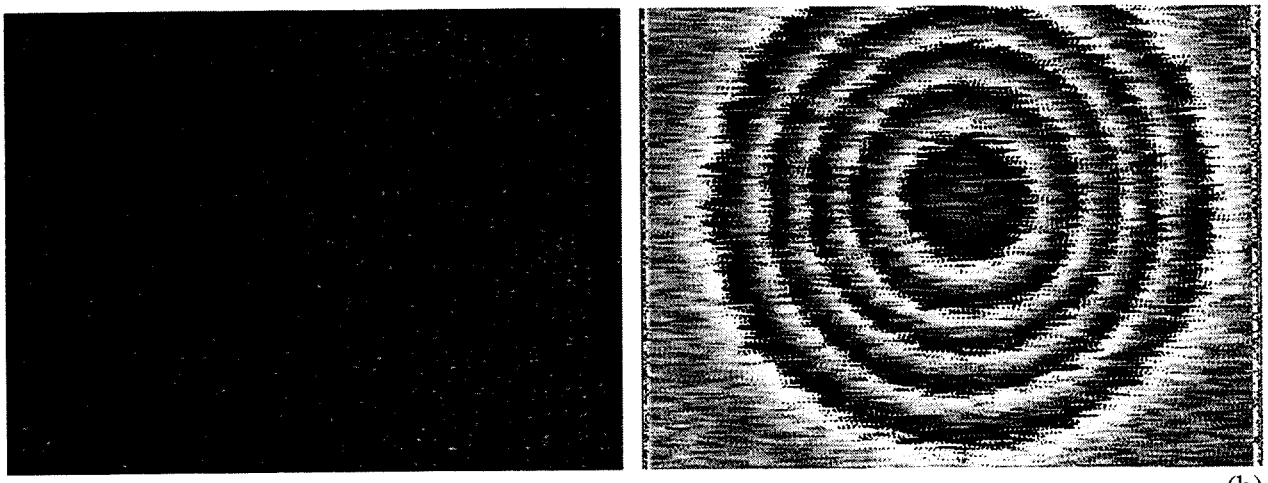
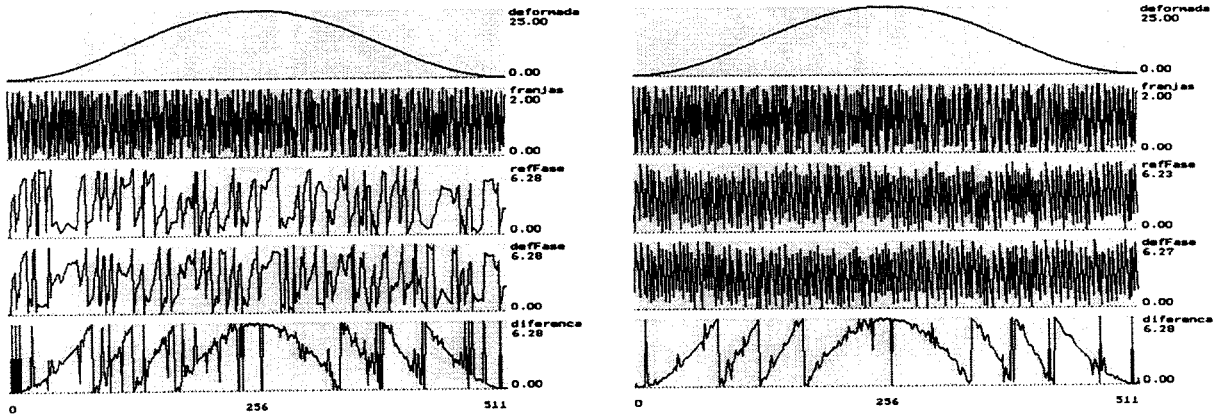


Fig. 5.55. Aplicação da desmodulação sinusoidal modificada (5 *pixel*) ao caso da Fig. 5.53. O resultado é mesmo superior ao da fase filtrada no caso anterior.



(a) (b)

Fig. 5.56. A desmodulação sinusoidal modificada aplicada a um interferograma de correlação *speckle*: (a) franjas e (b) fase. Compare-se com a Fig. 5.28, notando que naquele método já existe uma filtragem implícita.



(a) (b)

Fig. 5.57. Aplicação da desmodulação sinusoidal (a) e da desmodulação sinusoidal modificada (b) ao cálculo de fase diferencial.

uma vez é necessário calcular a diferença de fase módulo 2π entre a imagem de referência e a deformada:

$$\Delta\phi = \begin{cases} \phi_d - \phi_r & se \quad \phi_d \geq \phi_r \\ \phi_d - \phi_r + 2\pi & se \quad \phi_d < \phi_r \end{cases} \tag{5.78}$$

Passando agora ao caso dos sinais bidimensionais, podemos ver na Fig. 5.58(a) o sinal a processar, isto é uma imagem de interferometria *speckle* com franjas primárias. Aplicando a desmodulação sinusoidal a esta imagem obteremos a fase mostrada em (b), onde é notória a predominância do fenómeno *speckle*, tendo a fase um aspecto completamente aleatório.

Subtraindo as fases correspondentes a dois estados diferentes do objecto, obter-se-à a fase correspondente à alteração sofrida pelo objecto (d), ou seja a fase das franjas que seriam obtidas por correlação dos dois padrões primários (c). Note-se que neste processamento não é necessário obter explicitamente as franjas secundárias, estas aparecem aqui apenas para mostrar que a fase calculada representa a fase das franjas secundárias.

A desmodulação sinusoidal modificada permite obter o resultado mostrado na Fig. 5.59(b), um resultado idêntico ao da Fig. 5.58(d). A ligeira melhoria verificada é explicada com a quantidade de *pixels* utilizados num e noutro caso. A desmodulação sinusoidal modificada ao usar uma maior amostragem (5 *pixel*) permite resultados ligeiramente melhores.

Na Fig. 5.60 comparam-se os principais métodos apresentados neste trabalho para a determinação da fase na interferometria *speckle*. Da observação da figura pode concluir-se que a desmodulação espectral apresenta uma qualidade semelhante à da desmodulação sinusoidal modificada de 5 *pixel*. A desmodulação sinusoidal é aquela que apresenta pior qualidade, devido à menor amostragem, pelo menos relativamente à técnica de 5 *pixel*. Como seria de esperar o

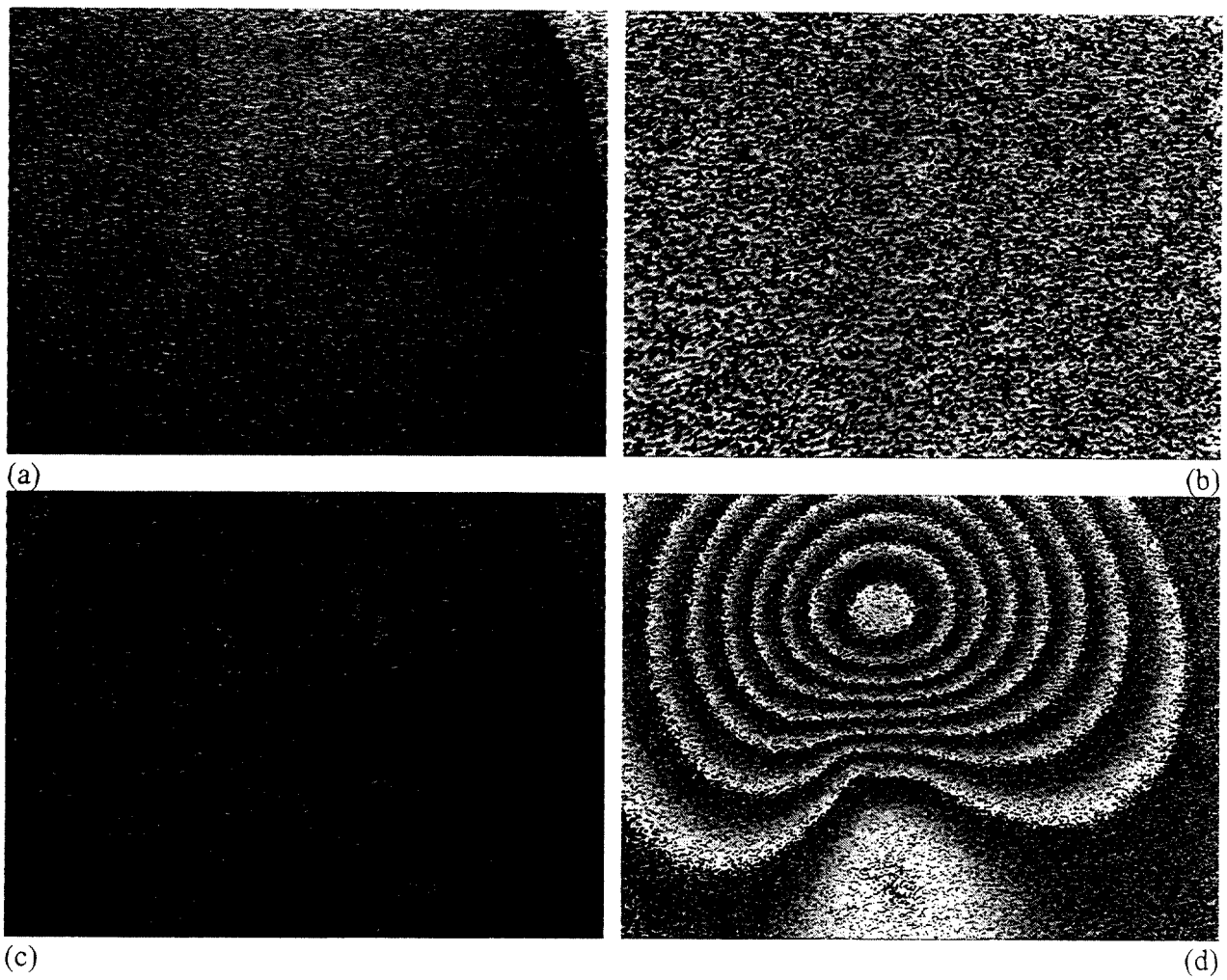
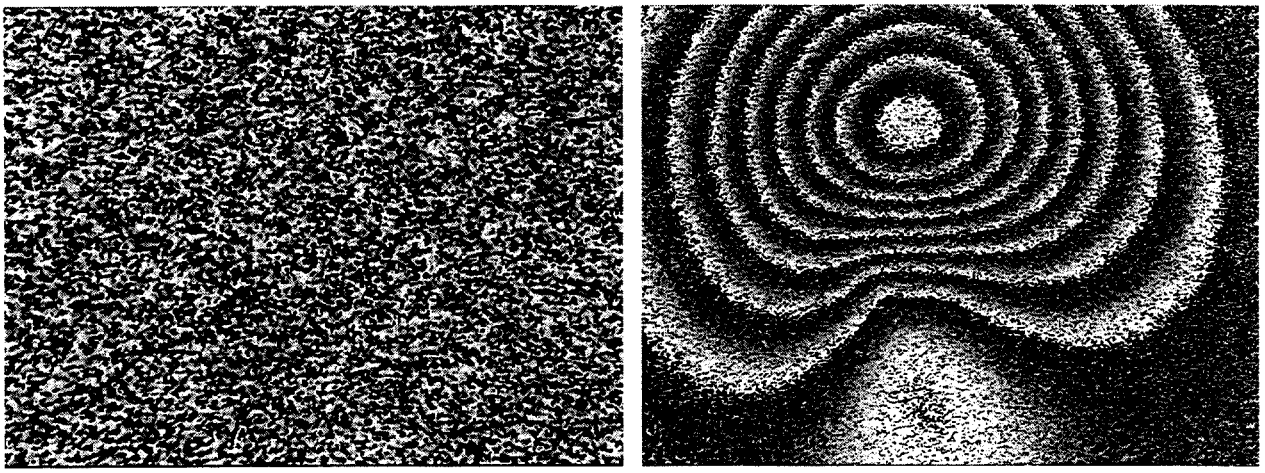


Fig. 5.58. Aplicação da desmodulação sinusoidal à interferometria *speckle*. A desmodulação das franjas primárias (a) permite obter a fase correspondente a uma determinada posição do objecto (b). A subtracção módulo 2π das fases correspondentes a duas posições diferentes permite obter a fase (d) das franjas secundárias (c).



(a) (b)

Fig. 5.59. Fase das franjas primárias obtida com a desmodulação sinusoidal modificada de 3 *pixel* (a) e a fase diferencial, a fase das franjas secundárias (b).

phase stepping fornece os melhores resultados, mas com as limitações frequentemente referidas ao longo deste trabalho. O facto de a amostragem ser temporal impõe as limitações mais severas, enquanto a quantidade de imagens necessárias representa outra séria desvantagem em termos de armazenamento, ou pelo menos de manipulação da informação. Uma conclusão é obvia: tanto a desmodulação espectral como espacial (sinusoidal) representam uma solução bem positiva para a determinação de fase com elevada qualidade. Isto está bem presente na Fig. 5.60, pois apesar de a qualidade ser ligeiramente inferior à do *phase stepping*, é mesmo assim muito boa e mais que suficiente para obter resultados ao nível dos obtidos com o *phase stepping*. A necessidade de apenas dois registos, isto é imagens, tem uma importância fundamental na análise de fenómenos dinâmicos pois só assim é possível analisar fenómenos deste tipo. O LOME possui um LASER de impulsos Nd:YAG que poderá, com o recurso a estes métodos de determinação de fase, ser utilizado na análise de inúmeros fenómenos dinâmicos. Por outro lado, a não existência de partes móveis na montagem requerida para a modulação espacial de fase, em comparação com o *phase stepping*, implica muito mais estabilidade de todo o sistema a vibrações e correntes de convecção.

5.3.2.2 *Phase Locked Loop* (PLL)

Uma nova técnica para determinação da fase em interferogramas modulados com portadoras de sinal é baseado no princípio do *digital phase locked loop* (PLL) e foi sugerida por Servin e Vera (1993). Uma das grandes vantagens deste método é a não necessidade de desembrulhar a fase, pois o processo de desmodulação encarrega-se por si próprio de o fazer. A desvantagem é que para resolver interferogramas com ruído o método precisa de recorrer a iterações para desmodular o sinal, Servin *et al.* (1995).

O algoritmo é baseado no funcionamento de um PLL digital de primeira ordem. Este tipo de circuito é vulgarmente utilizado na desmodulação de sinais de radiodifusão, como é o caso dos receptores da rádio FM. O uso da detecção síncrona é largamente conhecido no processamento de sinal. A desmodulação síncrona usando PLL é um campo muito conhecido em engenharia de

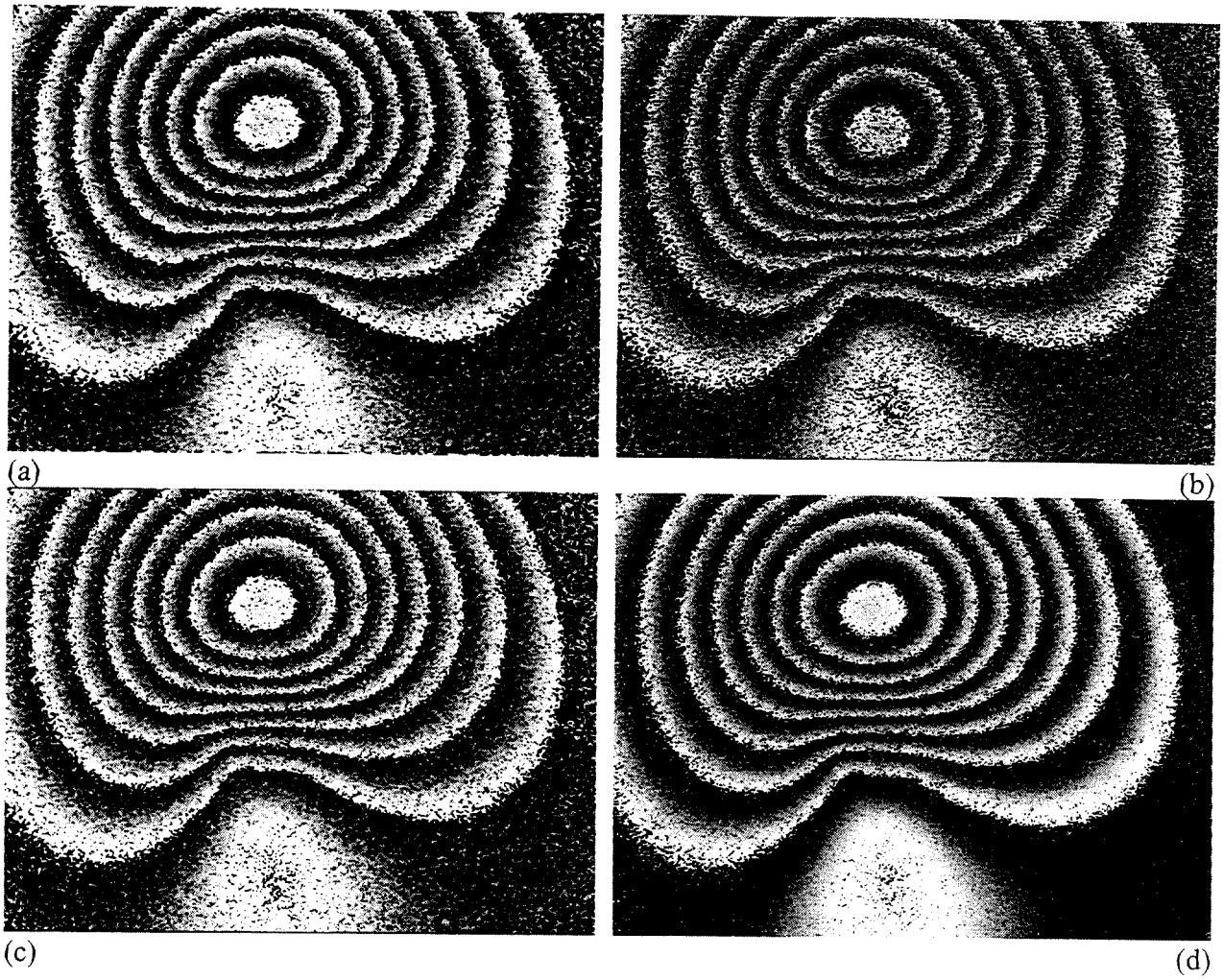


Fig. 5.60. Comparação dos diversos métodos para determinação da fase com franjas primárias de interferometria *speckle*: a desmodulação espectral usando a FFT (a), a desmodulação sinusoidal com 3 *pixel* (b), a desmodulação sinusoidal modificada usando 5 *pixel* (c) e o método de *phase stepping* (d).

comunicações e muitos resultados estão e disponíveis para poderem ser aplicados à interferometria com pequenas modificações.

Um PLL de primeira ordem tem um diagrama de blocos como o mostrado na Fig. 5.61. Os componentes básicos são um multiplicador, um filtro passa-baixo e um *voltage controlled oscillator* (VCO). O princípio básico de funcionamento deste desmodulador é o de seguir as mudanças de fase no sinal de entrada por variação da voltagem aplicada ao VCO, de tal modo que o erro de fase entre o sinal de entrada e o do VCO desapareça. O conjunto multiplicador e filtro passa-baixo é frequentemente designado por comparador do PLL. A sua combinação produz um sinal que é proporcional ao seno da diferença de fase entre o sinal desmodulado e o sinal do VCO, da seguinte forma:

$$\begin{aligned} p(x) &= 2\cos[\omega_0 x + \phi_2(x)]\,\mathrm{sen}[\omega_0 x + \phi_1(x)] \\ &= \mathrm{sen}[2\omega_0 x + \phi_1(x) + \phi_2(x)] + \mathrm{sen}[\phi_1(x) - \phi_2(x)] \end{aligned} \tag{5.79}$$

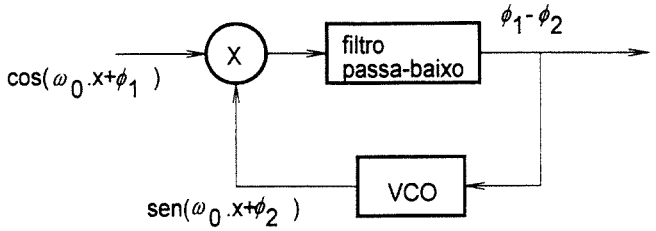


Fig. 5.61. Diagrama de blocos de um *phase locked loop* (PLL) básico.

que depois de passar pelo filtro passa-baixo mantém apenas o último termo. Quando o PLL está em modo *lock* o erro de fase será pequeno, de modo que a seguinte aproximação é válida:

$$p_f(x) = \text{sen}(\phi_1 - \phi_2) \approx \phi_1 - \phi_2 \tag{5.80}$$

onde p_f representa a função p filtrada. Para um melhor entendimento do comportamento do PLL, podemos escrever a equação diferencial linear que traduz o funcionamento do PLL de primeira ordem:

$$\frac{d\phi_1(x)}{dx} = \tau[\phi_1(x) - \phi_2(x)] \tag{5.81}$$

onde τ representa o factor de ganho. Da equação anterior pode depreender-se que o sinal produzido pelo VCO é proporcional ao erro de fase. Como consequência disto a fase na saída do VCO seguirá continuamente a fase do sinal de entrada sempre que o sinal não tenha grandes descontinuidades. Se o ganho for suficientemente pequeno, a fase pode ser calculada por:

$$\frac{d\phi_1(x)}{dx} = -\tau \cos[\omega_0 x + \phi_2(x)]\text{sen}[\omega_0 x + \phi_1(x)] \tag{5.82}$$

atendendo a que o sistema de primeira ordem com baixo τ se comporta como um filtro passa-baixo, isto é sendo o valor do ganho baixo, o filtro passa-baixo está implícito na equação anterior. Para o processo ser estável é necessário que o ganho seja inferior à unidade (Servin *et al.*, 1995).

Façamos a aplicação deste método às franjas de interferência. As franjas moduladas por uma portadora são modeladas pela equação:

$$I(x,y) = I_M(x,y)\cdot[1 + V(x,y)\cos[\omega_0 x + \phi_2(x,y)]] \tag{5.83}$$

onde normalmente a intensidade média I_M, o contraste V e a fase ϕ_2 variam muito mais lentamente que a portadora criada pela frequência ω_0. A intensidade média pode ser eliminada por utilização de um filtro passa-alto. Na prática uma derivação é suficiente para eliminar esta parte indesejada do sinal. A filtragem passa-alto é também conveniente porque o filtro

passa-baixo do PLL rejeita apenas o sinal com frequência dupla ou maior que a frequência da portadora. A equação adaptada ao caso dos interferogramas virá então:

$$\frac{d\phi_1(x)}{dx} = -\tau \frac{\partial I(x,y)}{\partial x} \text{sen}[\omega_0 x + \phi_1(x)] \tag{5.84}$$

Sendo as imagens matrizes de informação discretizada, necessitamos de transformar agora esta equação para essa forma. Assumindo a existência da portadora na direcção horizontal do interferograma, como anteriormente, e fazendo o varrimento de desmodulação nessa direcção, a forma discreta da equação (5.84) será:

$$\phi_{1d}(x+1,y) = \phi_{1d}(x,y) - \tau[I(x+1,y) - I(x,y)]\text{sen}[\omega_0 x + \phi_{1d}(x,y)] \tag{5.85}$$

à qual se adiciona a condição inicial:

$$\phi_{1d}(1,y) = 0 \tag{5.86}$$

isto é, atribuindo ao primeiro ponto a fase zero. O índice *d* refere-se ao varrimento no sentido "para a direita". O ganho pode ter valores no intervalo [0.002, 0.2], dependendo do espectro de frequência do sinal a desmodular. Se o sinal for denso em termos de frequência, então o valor do ganho deve ser baixo para se conseguir uma boa rejeição do ruído. No caso do sinal ser mais disperso (banda larga), o valor do ganho deve ser maior para garantir que o algoritmo possa detectar o sinal. Em consequência disto, as expressões apresentadas podem ser consideradas como filtros passa-baixo de primeira ordem comandados pelo produto do sinal de entrada com o sinal do VCO. O ganho τ controla a frequência de corte do filtro que amacia a fase do sinal desmodulado. Este processo de amaciamento permite também eliminar a portadora de frequência dupla na equação (5.79).

Como em qualquer sistema dinâmico, este também requer um tempo de adaptação para monitorizar o sinal. Inicialmente o PLL não conseguirá de imediato sintonizar o sinal, podendo contudo entrar numa fase de detecção estável, mas nesta altura já a fase obtida estará incorrecta. Esta incorrecção pode ser eliminada através por varrimento no sentido inverso do usado anteriormente. Este varrimento no sentido inverso pode começar em qualquer ponto e deve usar como condição inicial a fase já desmodulada no varrimento anterior, isto para evitar a perda de sincronismo na detecção, como acontece no varrimento inicial "para a direita". Existe uma diferença de fase constante entre as portadoras lidas no sentido "para a esquerda" e "para a direita", mas para evitar o conhecimento à partida deste valor pode-se começar o varrimento inverso utilizando como condição inicial o último termo calculado no varrimento directo. Isto poderá acarretar à existência de um pequeno transitório, que pode ser ignorado. A expressão para a desmodulação por varrimento no sentido inverso será então:

$$\phi_{1e}(x,y) = \phi_{1e}(x+1,y) - \tau[I(x+1,y) - I(x,y)]\text{sen}[\omega_0 x + \phi_{1d}(x+1,y)] \tag{5.87}$$

tomando como condição inicial o valor calculado pelo varrimento directo:

$$\phi_{1e}(N,y) = \phi_{1d}(N,y) \tag{5.88}$$

onde o índice *e* pretende significar o varrimento no sentido "para a esquerda". Desta forma o sinal a desmodular é duplicado em comprimento, permitindo a adaptação do PLL durante o varrimento directo e desmodulando o sinal no varrimento inverso. Desta forma é rejeitada a primeira parte da desmodulação que continha a fase transitória enquanto o PLL se adaptava ao sinal.

Na desmodulação bidimensional estamos interessados não só na direcção horizontal mas também na vertical. Assumindo que a fase é contínua e varia de forma lenta em ambas as direcções, o procedimento pode estender-se às linhas seguintes, usando como condição inicial o último valor calculado no varrimento inverso da linha anterior, ou seja para a linha y+1 teremos que:

$$\phi_{1d}(1, y+1) = \phi_{1e}(1, y) \tag{5.89}$$

A esta nova linha são aplicados de seguida os varrimentos directo e inverso, repetindo-se o processo para as linhas seguintes de modo a percorrer toda a área da imagem seleccionada para desmodulação.

Este método permite a obtenção simultânea do mapa de fase e o desembrulhar da fase de uma só vez. A grande desvantagem é que o sinal deve ser limpo caso contrário o PLL não consegue apanhar o rasto do sinal. Outro efeito notado é que quando a modulação da portadora começa a ser elevada o algoritmo perde o rasto durante a desmodulação, tornando-se portanto instável para variações de fase elevadas. O algoritmo pode ainda funcionar de modo a fazer o varrimento directo nas linhas ímpares e o varrimento inverso nas pares. Assim após fazer o varrimento directo na primeira linha, o último valor calculado serviria como condição inicial do varrimento inverso da segunda linha e o último valor calculado neste como valor inicial no varrimento directo da terceira linha e assim sucessivamente para as restantes linhas do interferograma. Isto permite reduzir a metade o percurso do algoritmo tornando-o mais rápido. Tem contudo um problema que é o arrastamento da imagem para a direita nas linhas ímpares e o arrastamento para a esquerda nas linhas pares. Este comportamento é devido ao próprio funcionamento do PLL que origina um atraso devido à "inércia de resposta", provocando o aparecimento de um sinal de alta frequência mas baixa amplitude na fase desmodulada.

Servin *et al.* (1994a, 1994b, 1995) têm vindo a tentar aplicar o método a interferogramas com ruído, para isso, recorreram à utilização de processos iterativos, dando assim oportunidade à desmodulação de convergir para a solução; no entanto o método ainda não tem características para desmodular interferogramas com *speckle*, mas as perspectivas são animadoras. A Fig. 5.62 mostra o exemplo do processamento de um sinal unidimensional, onde se mostra a desmodulação do sinal no varrimento directo e no varrimento inverso; neste caso o sinal foi desmodulado correctamente desde o princípio, o que significa que o PLL apanhou imediatamente a frequência portadora. A Fig. 5.63 mostra a aplicação do método a uma imagem contendo uma rede projectada, onde se pode ver o resultado sem os habituais degraus de 2π no mapa de fase (b) que aparecem sempre que se usa uma função arco-tangente para calcular a fase (c).

5.4 Holografia Digital

Como foi visto no capítulo 2, a intensidade do holograma reconstruído foi obtida a partir da amplitude complexa $\Gamma(r,s)$:

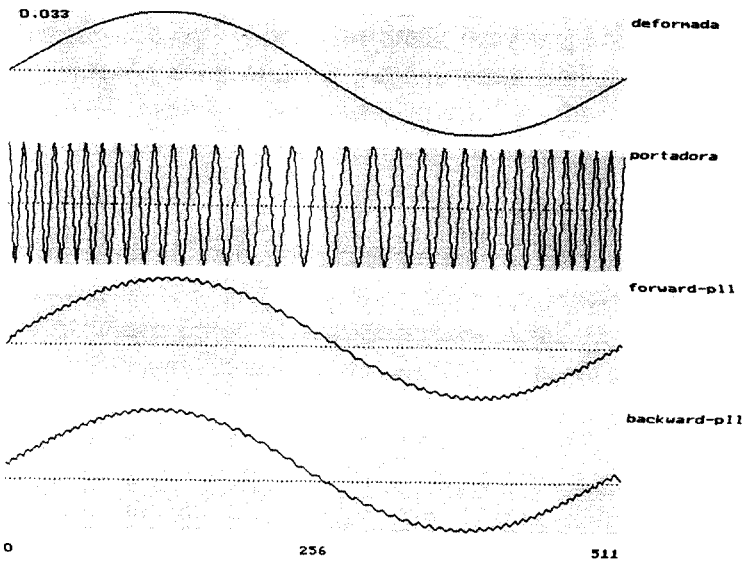


Fig. 5.62. O algoritmo PLL aplicado a um sinal (deformada) que modula em fase uma portadora. Na desmodulação directa e inversa pode ver-se uma certa ondulação (*rippling*) característica do funcionamento do PLL.

$$I(r,s)=|\Gamma(r,s)|^2=\mathrm{Re}^2[\Gamma(r,s)]+\mathrm{Im}^2[\Gamma(r,s)] \tag{5.90}$$

onde Re e Im representam respectivamente a sua parte real e imaginária. Esta mesma amplitude complexa permite também obter a fase do holograma. A distribuição espacial da fase de cada holograma pode assim ser obtida da amplitude complexa através da expressão:

$$\phi(r,s)=\tan^{-1}\left[\frac{\mathrm{Im}[\Gamma(r,s)]}{\mathrm{Re}[\Gamma(r,s)]}\right] \tag{5.91}$$

Desta forma, cada uma das posições do objecto é caracterizada por uma distribuição de fase que codifica a posição do objecto e inclui ainda uma fase aleatória resultante do próprio *speckle*. Para obter a fase correspondente ao deslocamento do objecto torna-se necessário calcular a fase do interferograma formado pelo par de hologramas que registam as posições antes e após deslocamento. Mais uma vez se trata duma medida diferencial e, por isso, a fase correspondente à alteração sofrida pelo objecto é obtida pela subtracção módulo 2π das fases calculadas para as duas situações distintas:

$$\Delta\phi=\begin{cases}\phi_d-\phi_r & se \quad \phi_d\geq\phi_r\\ \phi_d-\phi_r+2\pi & se \quad \phi_d<\phi_r\end{cases} \tag{5.92}$$

Ao subtrairmos as distribuições obtidas para as duas posições do objecto eliminamos a fase aleatória, já que esta se mantém constante apesar da modificação do objecto. O resultado obtido corresponde à variação de fase da frente de onda proveniente do objecto devida ao seu

deslocamento. O resultado desta subtracção deverá ser mantido entre 0 e 2π. A Fig. 5.64 esquematiza todo este procedimento de obtenção da fase na holografia digital.

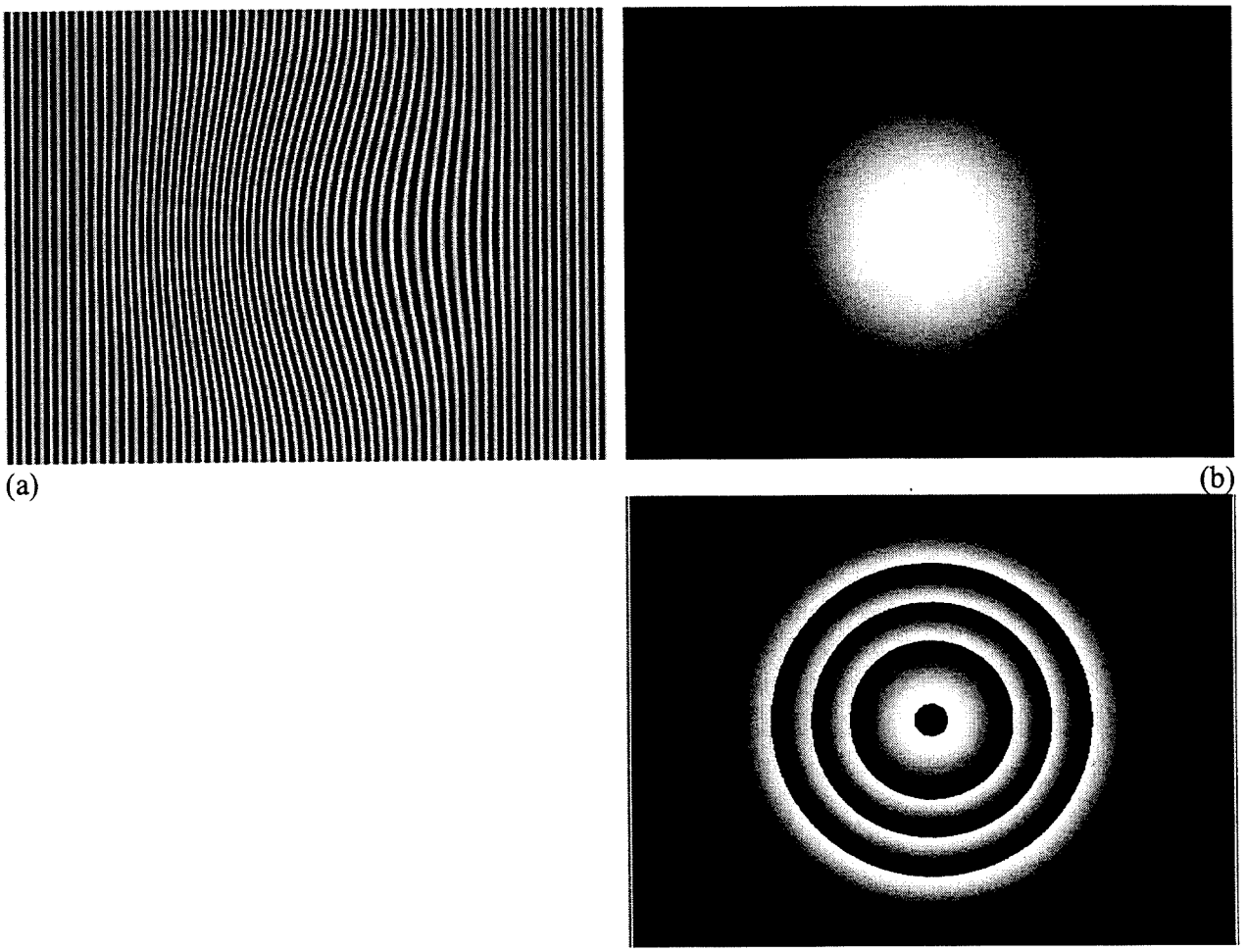


Fig. 5.63. Desmodulação de um sinal contido num interferograma com um sinal portador (a) usando o algoritmo PLL, que permite obter a fase já desembrulhada (b). Um dos métodos baseados na função arco-tangente resultaria numa fase módulo 2π (c).

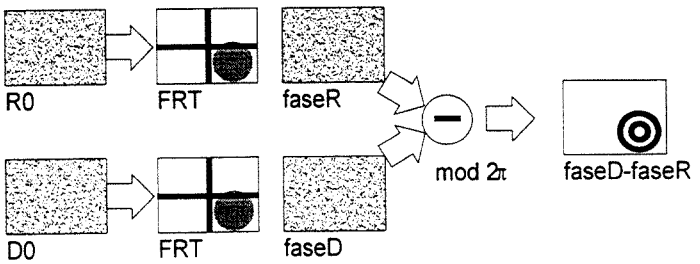


Fig. 5.64. Representação esquemática do cálculo da fase na holografia digital.

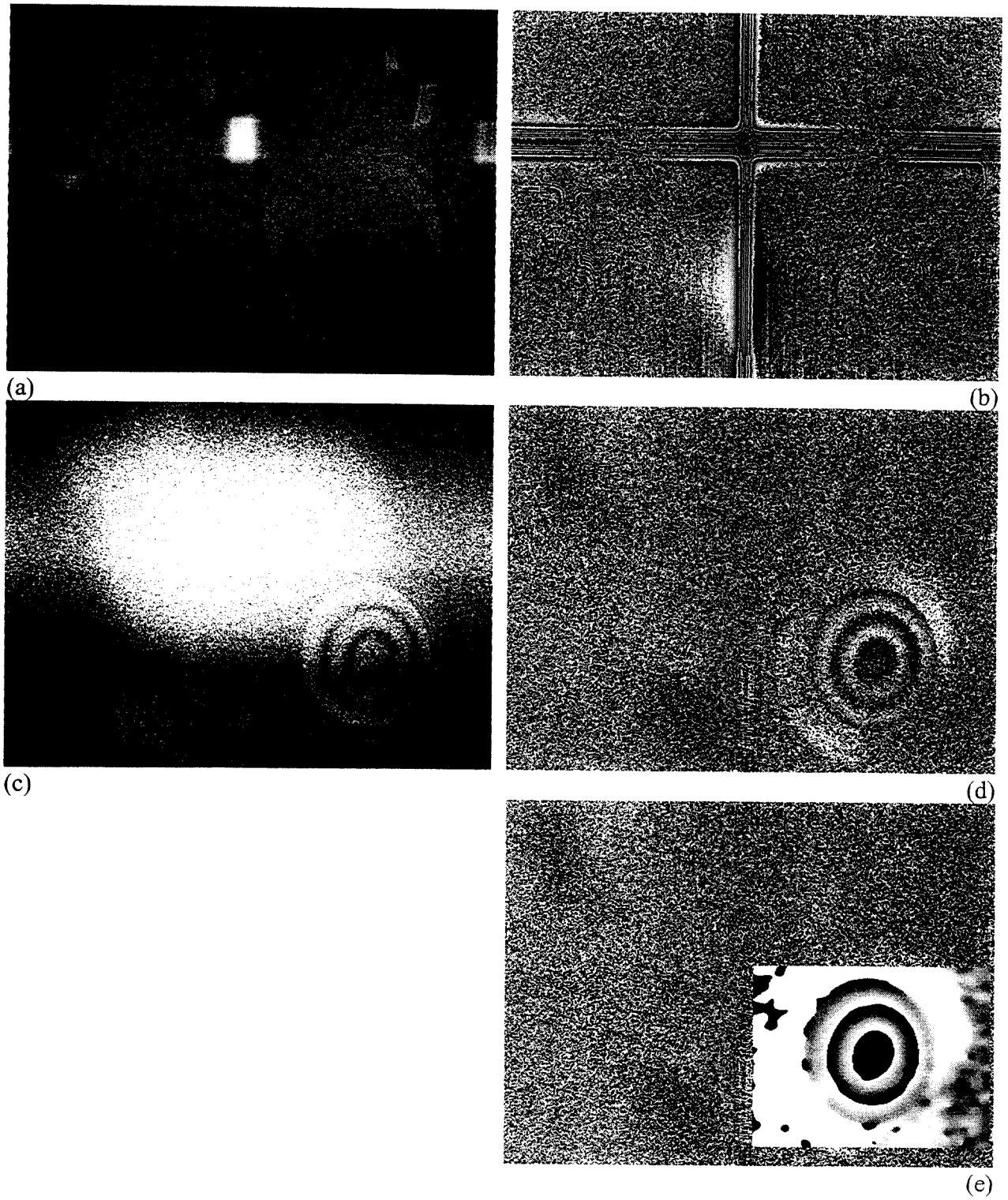


Fig. 5.65. Reconstrução do holograma (a), onde se pode ver o objecto utilizado, e da sua fase (b). Fase obtida por subtracção, modulo 2π, de duas distribuições de fase correspondentes a posições distintas do objecto (d), que corresponde à fase das franjas secundárias (c). Filtragem da fase usando um filtro de fase 11×11 (e).

A Fig. 5.65 mostra a obtenção da fase entre dois estados distintos da membrana já utilizada no capítulo 2. Na imagem (a) mostra-se a reconstrução de um dos hologramas, onde é possível ver o objecto, ou seja a referida membrana. A fase daquele holograma é a representada na imagem (b). A fase das franjas secundárias de subtracção (c) é então obtida pela subtracção módulo 2π das fases dos dois hologramas (d). O uso dum filtro de fase permite eliminar o ruído no mapa de fase e assim melhorar significativamente o aspecto final da imagem de fase, como se mostra na imagem (e). Obtém-se assim um mapa de fase com as habituais descontinuidades que são devidas às assimptotas da função arco-tangente. Este é mais um dos métodos que com dois hologramas permitem obter a fase, o que o torna aplicável a fenómenos transitórios.

Também nos hologramas de Fourier, ou seja naqueles em que é utilizada uma lente para ampliar o padrão de franjas, se pode obter a informação de fase. O procedimento é idêntico ao usado nos hologramas de Fresnel. Neste tipo de hologramas as duas imagens correspondentes às ordens de difracção +1 e -1 aparecem no mesmo plano. O mesmo acontece com os interferogramas, surgindo, neste caso, a fase das duas imagens com sinal simétrico, Fig. 5.66.

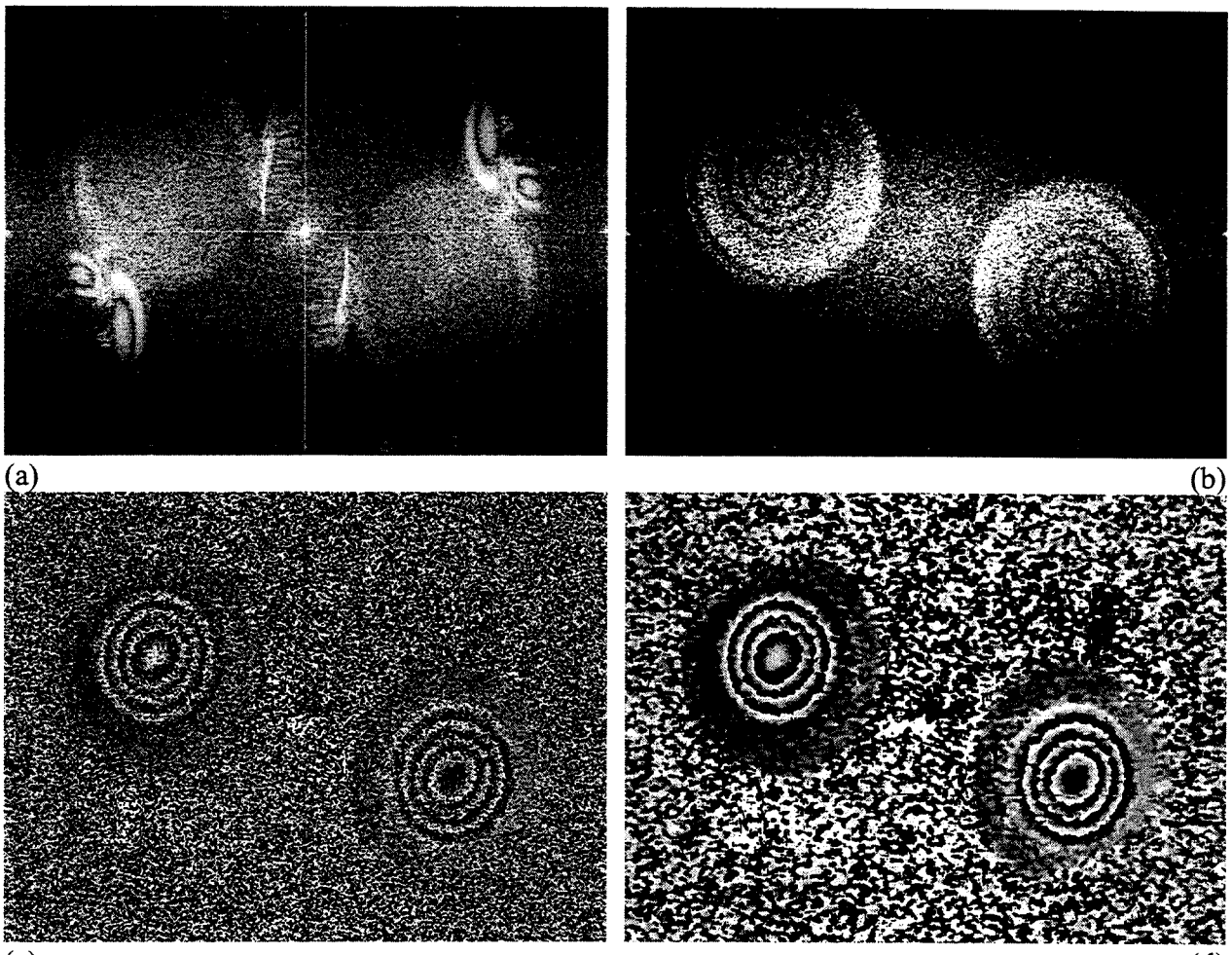


Fig. 5.66. Reconstrução de um holograma de Fourier (a). Reconstrução de um interferograma obtido com o mesmo objecto (b). Fase das franjas de interferência (c). Filtragem da imagem de fase usando um filtro de fase 5×5 (d).

6

Filtragem da Fase

A obtenção da fase tal como foi apresentada no capítulo 5 permite extrair alguns resultados, mas não a sua totalidade. Por exemplo, para a completa caracterização do campo de deslocamentos é necessário eliminar as descontinuidades existentes na fase calculada usando a função arco-tangente. Essas descontinuidades são eliminadas recorrendo a *software* especializado para esse efeito, cuja função é vulgarmente designada por desembrulhar a fase (*phase unwrapping*). Esses programas são baseados num processamento do tipo varrimento (*scanning*), que traz consigo o problema da propagação de erros. Este problema pode ser minimizado fazendo uma filtragem prévia da fase. Apesar de muito se ter investido nos algoritmos ditos imunes ao ruído é muito difícil conseguir um algoritmo que seja imune a todo e qualquer tipo de ruído. Por esse motivo a filtragem da fase representa ainda o melhor meio de imunizar os algoritmos de desembrulhar relativamente ao ruído.

A filtragem da fase pode ser feita por diversos processos. A filtragem das próprias imagens funcionais é já uma forma indirecta de filtragem da fase. No tipo de processamento que iremos referir de seguida podemos distinguir então a filtragem da fase indirecta, a filtragem directa e a filtragem iterativa. Qualquer destes processos pode ainda ser implementado pela via espacial ou espectral, terminologia já usada quando nos referimos à filtragem das imagens.

6.1 Métodos Espaciais

Tal como no caso da filtragem espacial de imagens funcionais, a filtragem da fase é baseada em operações espaciais efectuadas na vizinhança dos *pixels* a serem processados, aplicando à imagem de fase uma máscara espacial. A filtragem no domínio espacial é feita através de um algoritmo que percorre uma área predefinida e em que cada *pixel* é transformado tomando em conta, geralmente, os valores dos *pixels* vizinhos, Fig. 6.1. Esta figura mostra a matriz onde o ponto central vai sofrer uma dada transformação relacionada com os seus vizinhos (neste caso os

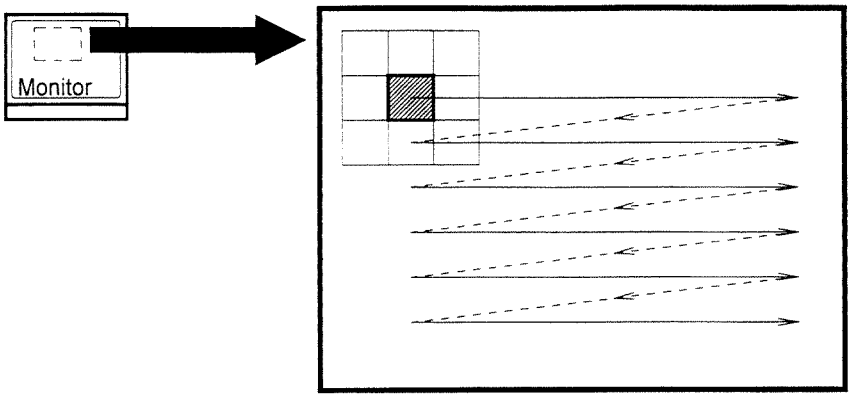


Fig. 6.1. Varrimento de uma área de imagem à qual é aplicada uma filtragem.

8 pontos vizinhos). Conforme a forma e composição da matriz, assim será a natureza do filtro implementado.

A operação é iniciada no princípio da primeira linha a processar e desenrola-se até se atingir o fim da mesma linha. Terminada a primeira linha, passa-se para o início da linha seguinte. O processo continua para as linhas seguintes, até completar toda a área definida para a operação de filtragem. Os valores utilizados na operação de filtragem são os da imagem original, isto é da imagem antes da transformação. Há casos, porém, em que se utilizam os valores após actualização, como por exemplo nos filtros recursivos, que não são normalmente aplicados à filtragem da fase.

6.1.1 Pré-Filtragem de Interferogramas Secundários

Este tipo de filtragem já foi referido quando tratamos o capítulo 3, é referido novamente por uma questão de completar o quadro geral dos métodos aplicáveis à filtragem de fase. A filtragem das imagens não constitui directamente uma filtragem da fase, mas é certamente de forma indirecta uma operação que permite melhorar o resultado obtido no cálculo de fase. Como já foi referido anteriormente, este tipo de processamento só faz sentido ser aplicado a franjas secundárias. Esta implicação traz consigo as consequentes limitações do método.

O processamento principal consiste simplesmente em filtrar as franjas secundárias antes de se efectuar o cálculo de fase. A filtragem das imagens pode ser feita usando qualquer dos processos de filtragem passa-baixo apresentados no capítulo 4. Pode portanto ser uma filtragem por convolução espacial ou efectuada no domínio espectral recorrendo ao uso de transformadas. Este método pode ser bastante eficiente, pois representa um ataque ao mal (o ruído) na fase inicial do processamento. Uma filtragem posterior da fase permitirá melhorar ainda mais os resultados. A Fig. 6.2 ilustra a influência que este tipo de filtragem pode ter no resultado final. Nas imagens (a) e (b) mostra-se o cálculo da fase usando os interferogramas tal como foram obtidos, com todo ruído devido a descorrelação e a pontos sem qualquer informação. O uso de um filtro recursivo para filtrar as imagens iniciais, cujo resultado se mostra na imagem (c), permite obter uma fase praticamente isenta de ruído (imagem (d)) e susceptível de ser desembrulhada por um algoritmo comum de varrimento sequencial (*scanning*). Como foi referido no capítulo 1, este foi o processamento utilizado no início deste trabalho para processar imagens de *speckle*.

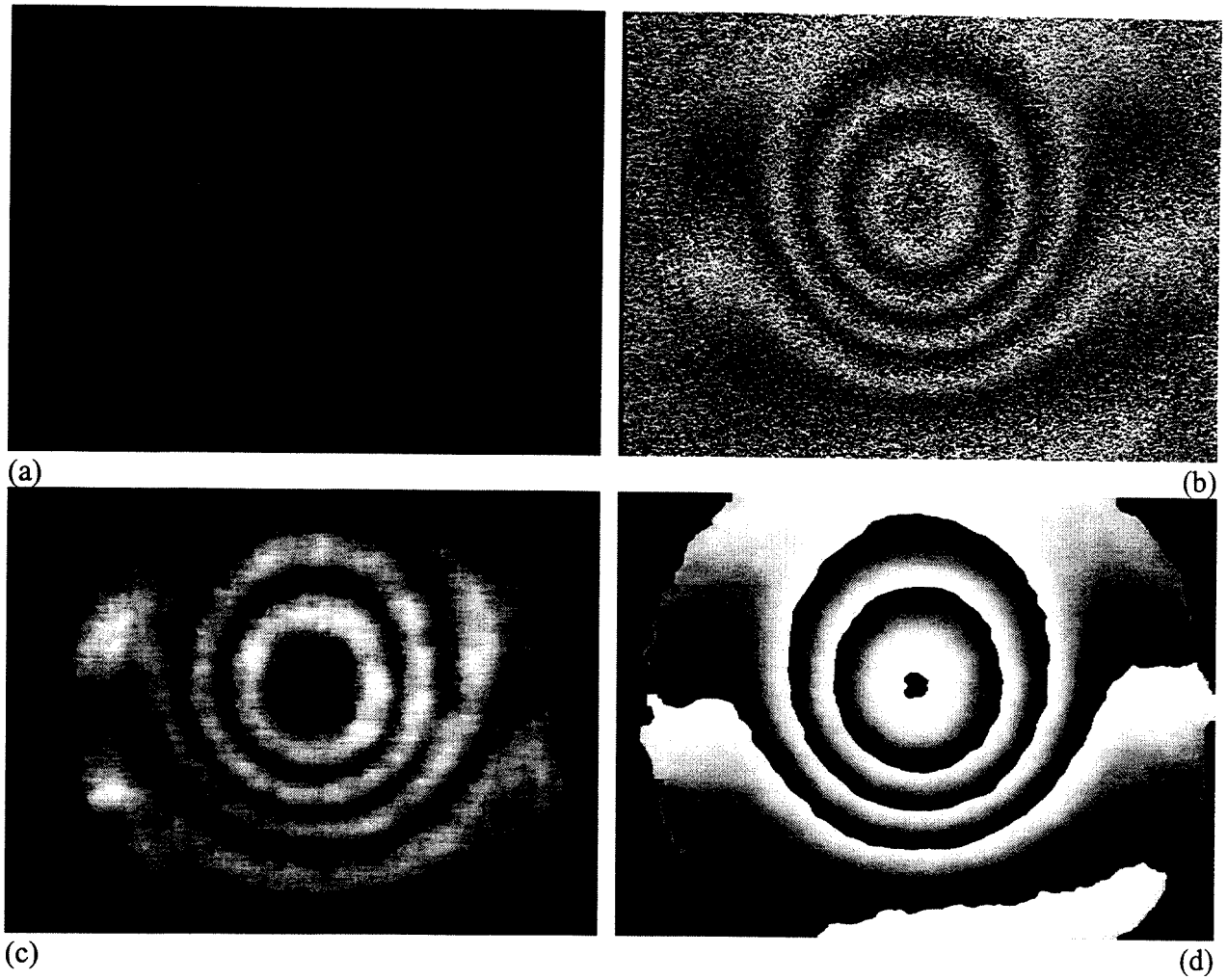


Fig. 6.2. Uma imagem de *speckle* convencional (a) e a fase obtida sem qualquer processamento adicional (b). A filtragem das imagens de *speckle* (c) permite obter uma fase praticamente isenta de ruído (d).

6.1.2 Pré-Filtragem das Imagens Seno/Co-seno

Uma variante da filtragem anterior foi utilizada por Haasteren e Frankena (1994), efectuando a filtragem após um cálculo prévio da fase. Uma vez calculada a fase a partir das imagens em bruto, uma LUT é encarregue de separar o seno e o co-seno da fase em duas novas imagens. De seguida estas imagens são filtradas, permitindo recalcular a fase com muito menos ruído. Esta aplicação baseia-se no princípio de que se a fase for contínua também os seus seno e co-seno serão contínuos.

A este método vamos acrescentar a nossa versão, que dispensa um cálculo prévio da fase. Assim, o procedimento pode ser aplicado directamente ao numerador e denominador da expressão de cálculo da fase (ver capítulo 5), já que aqueles são respectivamente proporcionais ao seno e co-seno da fase, pois:

$$I_{270} - I_{90} = I_V \operatorname{sen}\phi$$
$$I_0 - I_{180} = I_V \cos\phi \qquad (6.1)$$

Deste modo a aplicação da filtragem por convolução pode ser feita numa etapa mais avançada (em relação à filtragem das franjas secundárias), poupando-se, assim, tempo de processamento. A Fig. 6.3 mostra em (a) e (b) as imagens correspondentes às duas expressões (6.1), às quais é de seguida aplicado um filtro de convolução passa-baixo 5×5 permitindo obter a fase mostrada em (c). A qualidade dos resultados é muito semelhante à do procedimento anterior com a vantagem de um processamento muito mais rápido, já que a gora são filtradas apenas duas imagens.

6.1.3 Filtragem da Imagem de Fase

Esta abordagem foi sugerida por Vikhagen (1990) que a apelidou de convolução *phase-shifting*. Este procedimento é baseado na filtragem de duas imagens de fase: a imagem de fase original e

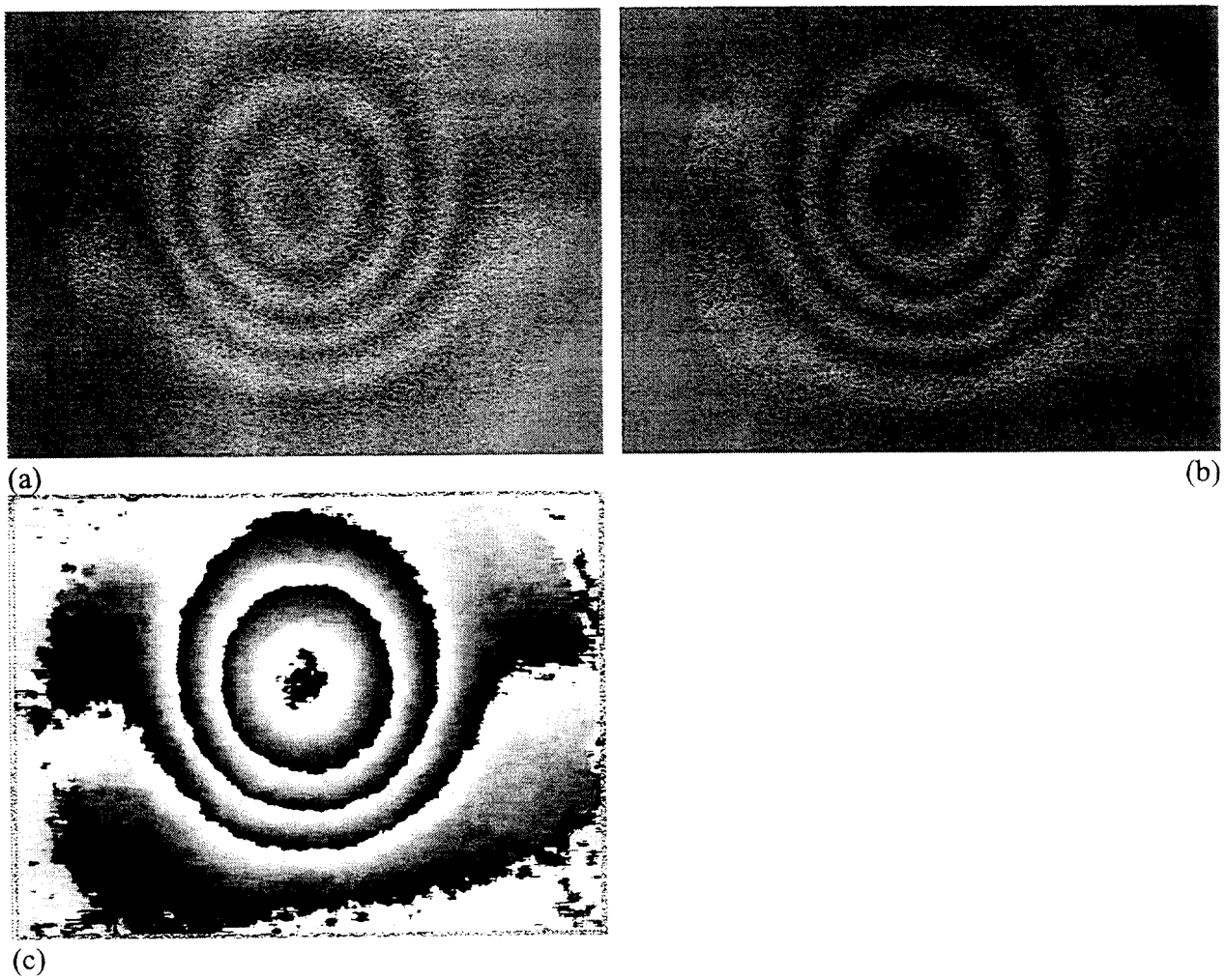


Fig. 6.3. Termos proporcionais ao seno (a) e co-seno da fase (b) obtidos usando as expressões (6.1). Filtrando aqueles termos pode obter-se uma fase com muito menos ruído (c).

uma segunda imagem de fase desfasada de π relativamente à primeira. Após a filtragem, a fase da segunda imagem é reposta no seu valor original. A combinação das duas imagens, escolhendo áreas específicas de cada uma, permite reconstruir uma imagem de fase sem os erros introduzidos normalmente pela filtragem passa-baixo nas zonas de transição 2π.

Apesar de ser pouco eficiente para o caso de imagens de fase com muito ruído, o método tem muito de engenhoso. Representou uma abordagem válida quando não eram ainda conhecidos os filtros de fase. O caso da fase de franjas secundárias representa uma das situações de dificuldades acrescidas na aplicação deste método, já que a fase aparece com muito mais ruído. Outra dificuldade que pode surgir está relacionada com a concordância das áreas seleccionadas das duas imagens de fase. Esse problema é resolvido por Vikhagen (1990) fazendo uma filtragem localizada. Essa filtragem localizada exige a definição de valores limite de intensidade para que os pontos que se encontram nesse intervalo sejam sujeitos à filtragem localizada. Esta tarefa pode ser complicada, uma vez que os erros podem incluir toda a gama de valores de 0 a 2π.

A Fig. 6.4 ilustra a aplicação da filtragem às duas imagens de fase referidas. O filtro passa-baixo dá erros grosseiros nas zonas de transição 2π como é visível nas imagens (b) e (c). Quando se repõe a imagem (c) na sua fase inicial, como se mostra na imagem (d) pode extrair-se desta imagem a zona de transição onde agora os saltos 2π se encontram perfeitamente preservados. A fase (b) tem erros nas gamas $[0, \pi/2[$ e $[3\pi/2, 2\pi[$ por isso é utilizada apenas a zona $[\pi/2, 3\pi/2[$ para a fase filtrada. A fase (d) apresenta erros na gama $[\pi/2, 3\pi/2[$ e, por isso, permite utilizar a restante gama para a imagem final de fase.

Para a filtragem das imagens de fase foi usado uma convolução 5×5 com 5 passagens sucessivas. Esta operação representa uma filtragem bastante forte e, mesmo assim, continua presente algum ruído como se pode ver pelas imagens da Fig. 6.4. Vikhagen (1990) refere o uso preferencial do filtro de mediana que é mais eficiente na remoção de ruído tendo contudo a desvantagem de ter tempos de processamento extremamente elevados. As dimensões das matrizes usadas para a função de transferência variam entre 3×3 e 21×21, o que neste último caso representa tempos mesmo muito elevados de processamento na ordem de horas em máquinas de elevada capacidade de processamento. A Fig. 6.5 mostra as duas imagens de fase no caso do uso de um filtro de mediana de 5×5. A imagem (a) é a imagem de fase filtrada obtida directamente da fase calculada, enquanto que (b) é a imagem desfasada obtida após reposição da fase inicial. Para serem obtidos melhores resultados é necessário aumentar a dimensão do filtro; mesmo assim, o processamento usando a matriz 5×5 já se aproxima da hora de duração. Vikhagen (1990) refere a utilização de filtros 13×13!

6.1.4 Segmentação e Classificação

Este método sugerido por Owner-Petersen (1991) usa também uma matriz quadrada $N \times N$, na qual se classificam os valores da fase em quatro classes:

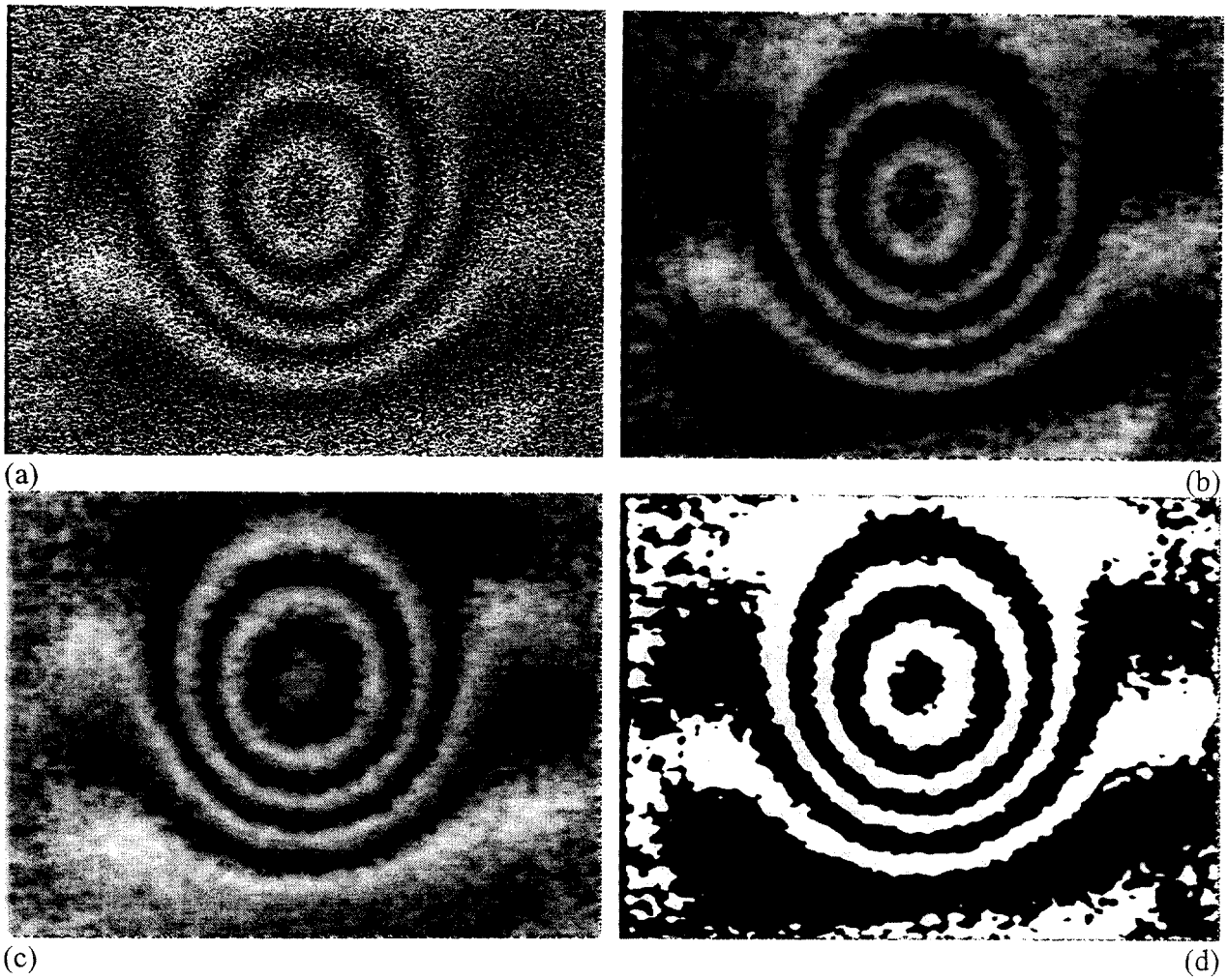


Fig. 6.4. A fase obtida das franjas secundárias (a) e a sua filtragem usando um filtro passa-baixo 5×5 com 5 passagens (b). É visível a destruição da informação nas zonas de transição 2π. O desfasamento de π da imagem (a) seguida da mesma filtragem permite obter uma outra imagem de fase (c) que após reposição na sua fase inicial apresenta as zonas de transição intactas (d).

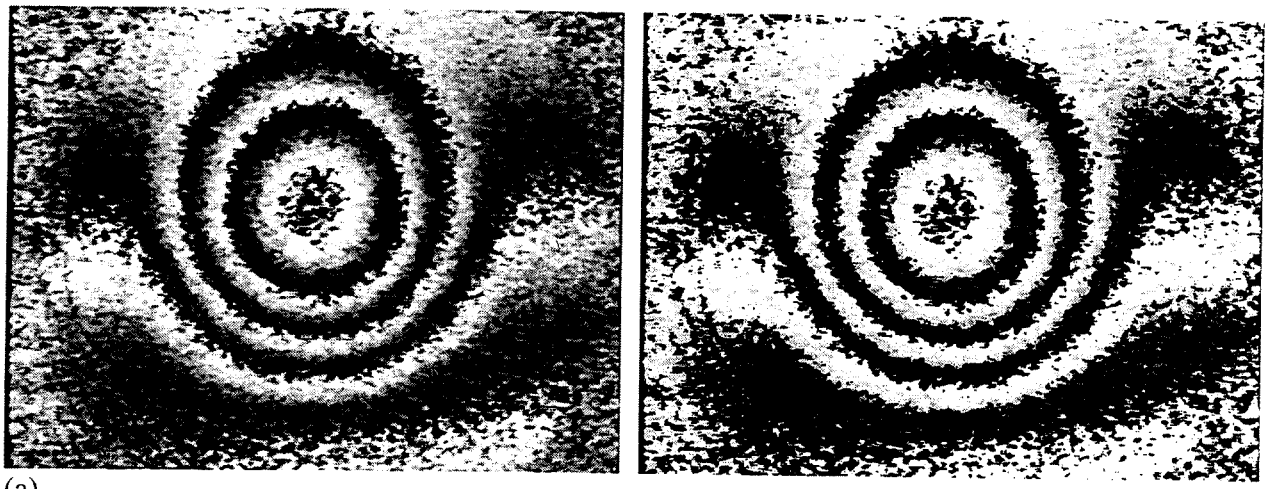
$$\textit{Classe I}: \quad 3\pi/2 < \phi \leq 2\pi$$

$$\textit{Classe II}: \quad \pi < \phi \leq 3\pi/2$$

$$\textit{Classe III}: \quad \pi/2 < \phi \leq \pi$$

$$\textit{Classe IV}: \quad 0 < \phi \leq \pi/2$$

Na matriz $N \times N$ são de seguida contabilizados os pontos de cada classe que são introduzidos num sistema de classificação. Esse sistema de classificação, com base naquela informação, selecciona a expressão de cálculo adequada. Considerando o número de pontos de cada uma das classes respectivamente n_I, n_{II}, n_{III} e n_{IV}, a classificação é feita usando as seguintes regras:



(a) (b)

Fig. 6.5. Imagens equivalentes às da Fig. 6.4 (b) e (d) usando agora um filtro de mediana com uma matriz 5×5.

$$
\begin{aligned}
&se \quad n_{IV} > n_{II} \; e \; n_{III} > n_I \quad então \quad \phi = \pi/2 + [n_{III} - n_{IV} + 3(n_{II} - n_I)]\pi/4N^2 \\
&se \quad n_{III} > n_I \; e \; n_{II} \geq n_{IV} \quad então \quad \phi = \pi + [n_{II} - n_{III} + 3(n_I - n_{IV})]\pi/4N^2 \\
&se \quad n_{II} \geq n_{IV} \; e \; n_I \geq n_{III} \quad então \quad \phi = 3\pi/2 + [n_I - n_{II} + 3(n_{IV} - n_{III})]\pi/4N^2 \\
&se \quad n_I \geq n_{III} \; e \; n_{IV} > n_{II} \quad então \\
&\qquad se \quad n_I + 3n_{II} \geq n_{IV} + 3n_{III} \quad então \quad \phi = 2\pi + [n_{IV} - n_I + 3(n_{III} - n_{II})]\pi/4N^2 \\
&\qquad se\ não \quad \phi = [n_{IV} - n_I + 3(n_{III} - n_{IV})]\pi/4N^2
\end{aligned}
\tag{6.2}
$$

As descontinuidades da fase são preservadas através da quarta condição. Segundo Owner-Petersen (1991), o filtro é bastante eficiente para imagens de fase com muito ruído. Quanto o ruído é baixo, surgem erros sistemáticos devido à forte quantificação, uma vez que somente quatro classes são utilizadas. Apesar das virtudes referidas pelo seu autor, não temos conhecimento da aplicação prática deste filtro.

6.1.5 Mínimos Quadrados e Média Pesada

Quando o *speckle* está presente nos interferogramas, a modulação varia aleatoriamente de ponto para ponto originando erros de fase e incerteza na sua determinação. A incerteza do posicionamento pode atingir mesmo o valor 2π, uma franja completa. Representemos num gráfico os pontos correspondentes a uma determinada matriz à volta de um ponto, em que temos em abcissas o denominador da expressão geral o cálculo de fase e em ordenadas o numerador, como mostrado na Fig. 6.6. O maior ou menor afastamento da origem é função, sobretudo, da modulação que o ponto em causa tem. Mas uma característica liga esses pontos: a sua tendência.

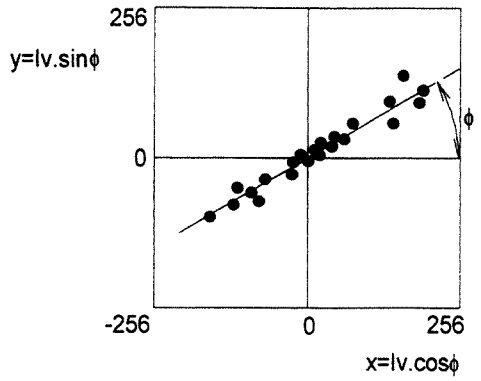


Fig. 6.6. Distribuição típica dos pontos de uma matriz $N \times N$ quando se usam como coordenadas o numerador e denominador da expressão geral de cálculo de fase.

A tendência é a da recta, que representa a fase média dos pontos incluídos na matriz. Repare-se que, mais uma vez, estamos a assumir uma variação lenta da fase dentro da matriz de pontos considerada.

Enquanto os processos de filtragem usuais por convolução não têm em consideração as descontinuidades de 2π, destruindo a informação importante nessa zona, o processo que iremos introduzir de seguida permite preservar essa informação fundamental para o processamento da fase. Sendo a tendência dos pontos a recta mostrada na Fig. 6.6, a sugestão de Hong *et al.* (1995) vai no sentido de fazer um ajustamento dos pontos a essa recta usando o método dos mínimos quadrados. O critério de ajustamento utilizado foi o de minimizar a distância dos pontos à recta, o que conduz à minimização da função:

$$F(i,j) = \sum_{i,j} \left(x_{i,j}^2 \operatorname{sen}^2 \phi - 2 x_{i,j} y_{i,j} \operatorname{sen}\phi \cos\phi + y_{i,j}^2 \cos^2 \phi \right) \tag{6.3}$$

onde i,j são os índices dos pontos da matriz, tomando o ponto central como ponto de coordenadas (0,0). A condição de que a derivada em ordem a ϕ seja nula permite chegar à equação que determina o valor da fase para que sejam mínimos os erros dos pontos considerados, ou seja:

$$2\phi_{i,j} = \tan^{-1} \left(\frac{2 \sum_{i,j} x_{i,j} y_{i,j}}{\sum_{i,j} \left(x_{i,j}^2 - y_{i,j}^2 \right)} \right) \tag{6.4}$$

Esta expressão de cálculo foi deduzida especificamente para o método usado na expressão (5.44) (Hong *et al.*, 1995). Não se adapta, por isso, às restantes expressões de cálculo da fase. A grande vantagem deste método, para além da preservação das descontinuidades, é que quanto mais afastados estão os pontos da origem, maior é o seu peso na expressão (6.4). Isto traduz-se num bom desempenho do algoritmo, já que quanto mais afastado da origem está o ponto menor é a incerteza relativamente à sua inclinação e, portanto, à sua fase. O que também pode ser explicado em termos de modulação, pois um ponto mais afastado terá maior modulação (maior I_V).

Tendo por base a mesma ideia, desenvolvemos um novo método de filtragem da fase. Com um desempenho semelhante ao anteriormente apresentado, o nosso método não sofre da mesma especificidade na sua aplicação. Em vez de usarmos os mínimos quadrados, utilizamos a média pesada. Esta é também uma boa aproximação à fase do conjunto de pontos, que pode ser obtida simplesmente por:

$$\phi_{i,j} = \tan^{-1}\left(\frac{\sum_{i,j} y_{i,j}}{\sum_{i,j} x_{i,j}}\right) \tag{6.5}$$

A modulação de cada ponto encarrega-se de dar mais ou menos peso aos valores usados nos dois somatórios, sendo portanto um processo automático de atribuição de pesos. Este processo de filtragem da fase foi o que se revelou mais eficiente de todos os que usamos. Apenas o filtro iterativo, descrito mais adiante, o supera nas situações em que existe ruído localizado e se tem que fazer uma estimativa da fase nas zonas mais afectadas.

A Fig. 6.7 ilustra o efeito da aplicação dum filtro deste género a um sinal a uma dimensão. Conforme se pode ver, os saltos 2π resultantes da indeterminação da função arco-tangente permanecem intactos e o ruído é praticamente todo eliminado. O desempenho do algoritmo em imagens é igualmente muito bom. A Fig. 6.8 mostra a sua aplicação à imagem de fase que tem vindo a ser usada neste capítulo. Na imagem (a) foi usada uma matriz de 5×5, o que permitiu eliminar uma boa parte do ruído. Contudo, ainda existem inconsistências suficientes para que o desembrulhar desta imagem não seja bem sucedido. O uso duma matriz 11×11 permite obter uma imagem de fase (b) que pode ser perfeitamente desembrulhada com um algoritmo vulgar, portanto sem qualquer tipo de processamento especial contra erros devidos ao ruído. Para a frequência destas franjas, o melhor resultado obtém-se na proximidade da matriz 25×25, como se pode ver em (c). Matrizes superiores a esta dimensão começam a abranger mais do que uma franja, originando erros na filtragem, como se mostra na imagem (d) usando uma matriz 33×33. Em termos de tempos, o algoritmo é muito rápido, já que no processamento apenas estão envolvidas somas, consumindo um tempo que é da mesma ordem de grandeza que nos filtros de convolução espacial.

6.1.6 Eliminação de Pontos com Baixa Modulação

Alguns investigadores (e.g.: Vikhagen, 1990; Owner-Petersen, 1991) sugerem a eliminação dos pontos com baixa modulação como meio de melhorar o aspecto da imagem de fase.

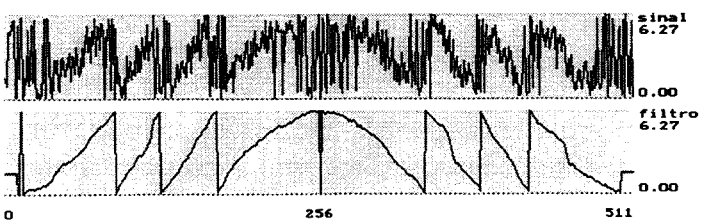


Fig. 6.7. Efeito do filtro de fase por média pesada num sinal unidimensional.

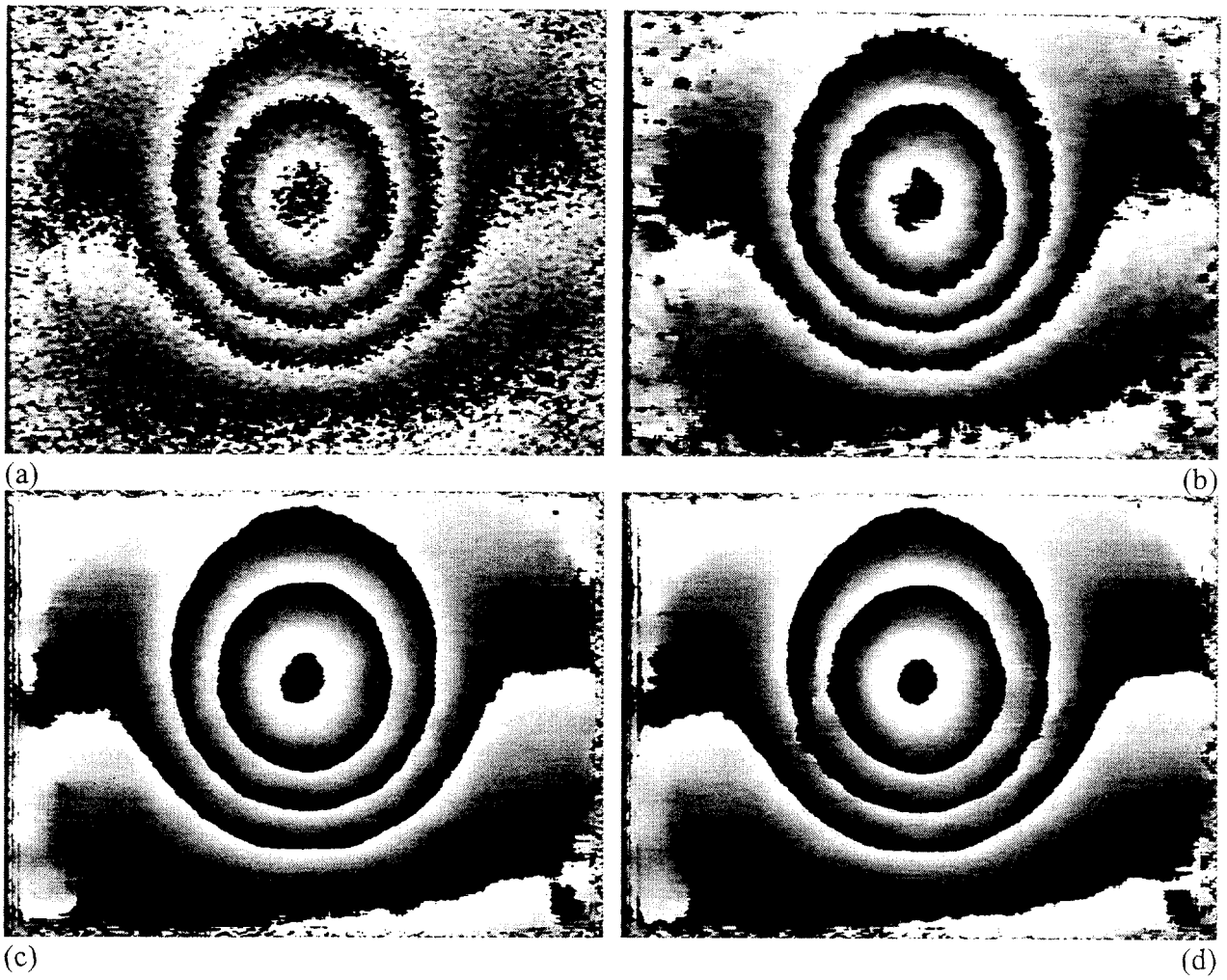
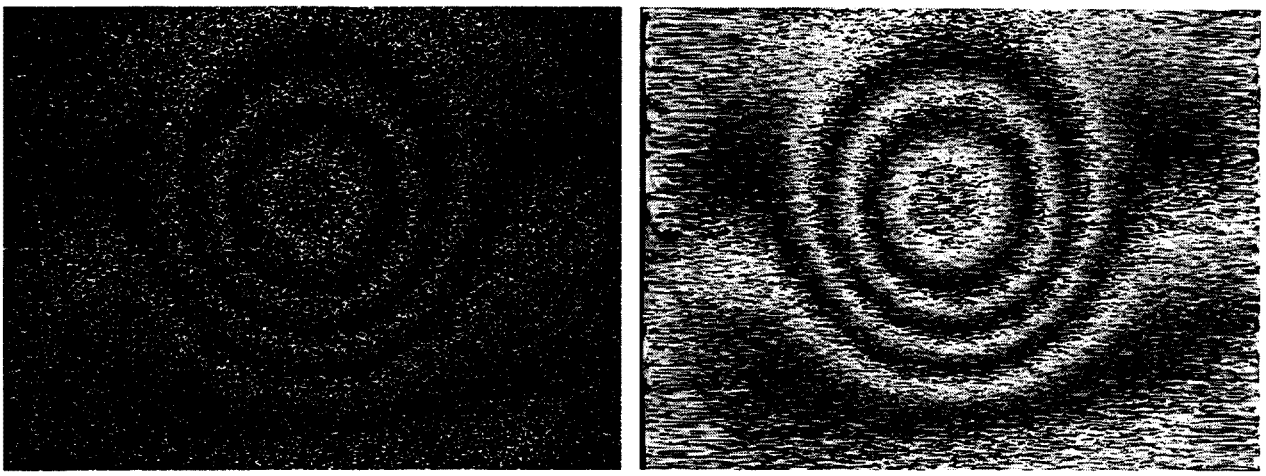


Fig. 6.8. Filtragem usando a média pesada pela modulação do sinal com matrizes 5×5 (a), 11×11 (b), 25×25 (c) e 33×33 (d).

Posteriormente, os pontos com baixa modulação devem se substituídos pelo valor dos seus vizinhos mais próximos. Do nosso ponto de vista esta não é uma abordagem obrigatória nem importante. Eventualmente em imagens com muito pouco ruído o procedimento pode funcionar, mas com imagens de fase obtidas a partir de franjas secundárias daí não advém qualquer benefício. A Fig. 6.9 pretende dar uma ideia das afirmações anteriores. Repare-se que no caso de franjas secundárias a grande parte do ruído se deve à própria fase aleatória do *speckle*. E aqui a modulação pode até ser elevada. Na imagem (a) mostram-se os pontos com modulação superior a 0.8. As áreas a preto representam pontos que têm uma modulação inferior àquele valor. A substituição destes pontos pelo valor de um dos seus vizinhos mais próximos não melhora muito o aspecto do mapa de fase, como é comprovado pela imagem (b). Convém referir que se baixarmos o limite de modulação os resultados ainda são piores, não havendo hipótese de fazer melhor com o uso deste procedimento.

É nossa convicção de que é preferível ter um bom filtro de fase a gastar tempo de processamento para testar a modulação dos diversos pontos da imagem. Ainda por cima este procedimento é demorado, uma vez que exige operações mais complexas que a simples adição. A filtragem feita no parágrafo 6.1.5 permite eliminar de forma adequada os pontos sem informação e os que têm baixa modulação, obtendo-se uma fase isenta de ruído, pelo menos no que diz respeito ao ruído



(a) (b)

Fig. 6.9. Imagem de fase em que são mostrados apenas os pontos com modulação superior a 0.8 (a). Substituição dos pontos com baixa modulação pelo valor do vizinho mais próximo (b).

de alta frequência. O ruído de baixa frequência é mais difícil de eliminar, já que se confunde com o próprio sinal.

6.2 Métodos Espectrais

O procedimento de filtragem da fase usando o domínio das frequências é baseado na filtragem espectral de imagem. As imagens de interferência ou a fase convertida num novo padrão de franjas são transformadas para o domínio das frequências. Aí é aplicada a função de transferência ou máscara de processamento que permite rejeitar o espectro do ruído. Convém referir que neste tipo de métodos o processamento não é directamente influenciado pela informação de pontos vizinhos. De forma indirecta, todos os pontos, vizinhos e os mais afastados, contribuem para o resultado final através do seu conteúdo espectral. Após a aplicação da máscara de filtragem, a imagem é devolvida ao domínio espacial efectuando a transformada inversa, onde se espera obter uma imagem com menos ruído que a inicial.

As características da filtragem espectral não permitem filtrar directamente a fase. Por isso os métodos que recorrem ao uso da FFT têm na sua base a filtragem de padrões de interferência. E estes podem ser os padrões originais, ou obtidos a partir de uma imagem de fase por cálculo numérico.

6.2.1 Pré-Filtragem Espectral dos Interferogramas

Os métodos 6.1.1 e 6.1.2 podem ter também uma implementação espectral. Quer isto dizer que em vez da filtragem espacial podemos agora efectuar a filtragem no domínio espectral. Essa operação tanto pode ser aplicada aos interferogramas (método 6.1.1) ou à sua subtracção antes da utilização na expressão de cálculo da fase (método 6.1.2). Mas convém frisar, mais uma vez, que este tipo de processamento só pode ser aplicado a franjas secundárias, uma vez que no caso das franjas primárias destruiria pura e simplesmente toda a informação do interferograma.

O desempenho comparativo entre os dois tipos de filtragem da fase é equivalente ao da filtragem das imagens. Quer isto dizer que a filtragem espectral permite uma filtragem mais efectiva, com a desvantagem de reter menos pormenores devido ao facto do processamento ser regrado pelo conteúdo espectral do sinal. A Fig. 6.10 mostra uma aplicação deste género de filtragem. Neste caso foi aplicado para a filtragem das expressões (6.1). A imagem (a) mostra a potência espectral da FFT de uma das imagens que de seguida é filtrada por aplicação duma função de transferência que deixe apenas passar a zona central do conteúdo espectral. A transformada inversa permite obter a imagem agora filtrada (em (b) o termo proporcional ao seno e em (c) o termo proporcional ao co-seno). O cálculo da fase usando as novas imagens permite obter o resultado ilustrado na imagem (d). Comparando com a Fig. 6.3, pode confirmar-se que este tipo de filtragem é mais agressivo, permitindo por isso obter uma fase mais "limpa".

6.2.2 Modulação da Fase com Portadora

Este tipo de filtragem deve-se a Sciammarella e Bhat (1991) e representa uma forma engenhosa

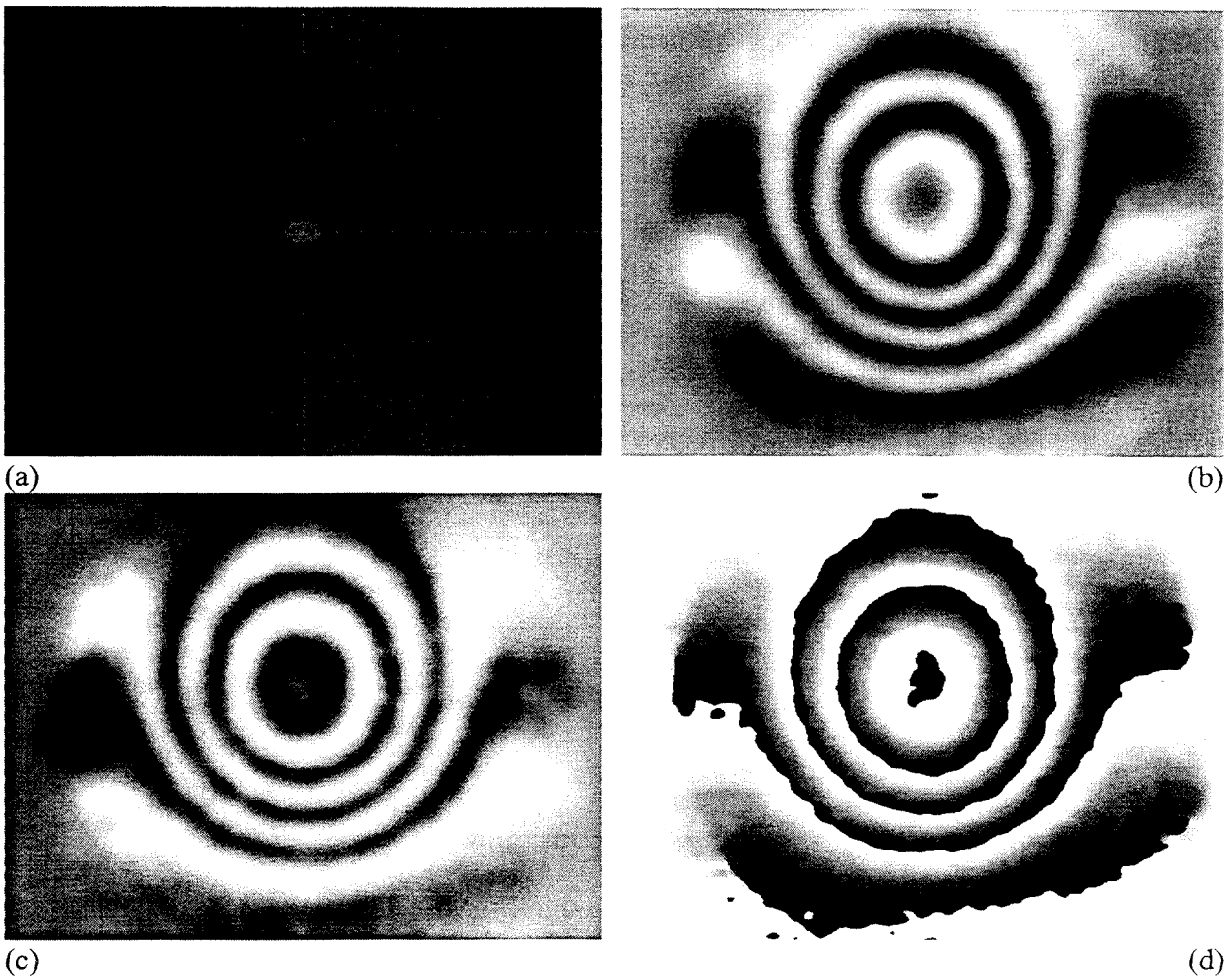


Fig. 6.10. Potência espectral da imagem $I_\nu \text{sen}\phi$ (a). Após aplicação da máscara espectral e da FFT inversa obtém-se uma imagem com menos ruído (b). O mesmo procedimento aplicado à imagem $I_\nu \cos\phi$ (c). Em (d) a fase calculada usando as imagens (b) e (c).

de utilizar a FFT como meio de filtragem da fase. A técnica é baseada na teoria da modulação de sinal através do uso de portadoras. A Fig. 6.11 exemplifica e serve de ilustração à aplicação do método. A fase calculada por um qualquer dos métodos referidos no capítulo 5 vai agora servir para criar um novo padrão de franjas gerado numericamente. Assim sendo, a imagem (b) representa um padrão de franjas modulado pela fase da imagem (a) à qual é adicionada uma frequência portadora. O padrão gerado pode ser descrito pela equação:

$$I = 1 + \cos(\phi + 2\pi f_0 x) \tag{6.6}$$

onde ϕ representa a fase da imagem (a) e f_0 a frequência da portadora introduzida para modular o sinal ϕ. A ideia de modular o sinal com uma portadora resulta da necessidade de separar as duas soluções possíveis, como foi já referido na desmodulação da fase (capítulo 5). A FFT da imagem (b) é assim do tipo ilustrado em (c), ou seja com dois lóbulos que representam as tais duas soluções referidas. Ao utilizar uma máscara que permita apenas a passagem de um dos lóbulos, podemos obter a fase correspondente a essa solução, tal como o fizemos no capítulo 5 para

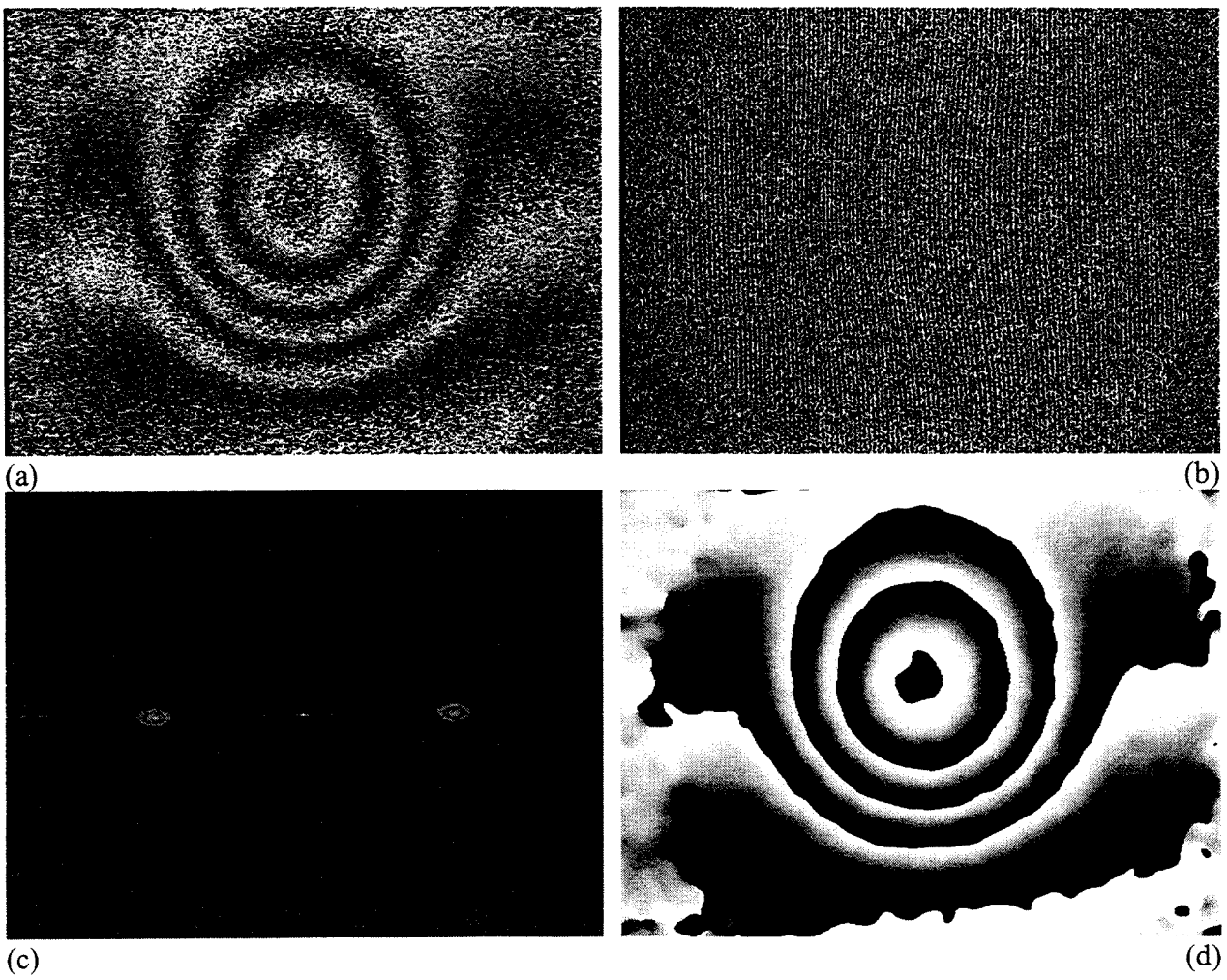


Fig. 6.11. A filtragem da fase por modulação com portadora e filtragem espectral. A fase a filtrar (a) é usada para obter um padrão de franjas modulado por uma portadora (b). A FFT daquele padrão (c) permite filtrar o ruído de alta frequência e obter assim uma fase mais "limpa" (d).

resolver interferogramas com portadoras de sinal. Sendo a fase do *speckle* e do ruído aleatórias, a sua localização encontra-se dispersa por todo o domínio espectral. Ao deixarmos passar apenas o sinal correspondente a um dos lóbulos, passa unicamente o ruído existente nessa área, ruído de muito baixa frequência ou, se quisermos, da mesma gama espectral que o próprio sinal. Quer isto dizer que o ruído de alta frequência desaparece completamente, permitindo assim obter uma fase filtrada, como a mostrado na imagem (d).

Este método constitui uma técnica alternativa de filtragem de imagens de fase e está, em termos de qualidade dos resultados, quase ao nível do método 6.1.5. O facto de utilizar a FFT penaliza bastante o seu desempenho em termos de tempo de processamento, sendo consideravelmente mais demorado que os métodos espaciais.

6.3 Métodos Iterativos

Uma terceira maneira de filtrar a fase recorre aos métodos iterativos para, através da convergência, chegar a uma imagem de fase com um maior quociente sinal/ruído. A ideia para esta abordagem da filtragem foi apresentada por Gu *et al.* (1994). Estes autores referem unicamente a utilização do método a partir de interferogramas secundários, mas o método funciona também com a fase obtida por um qualquer método de determinação de fase. Em vez de fazer processamento dos padrões de franjas somente na fase inicial, como no caso da pré-filtragem de interferogramas secundários, este método aposta num processamento progressivo e, por isso, mais suave. A intervalar a filtragem é feito um novo cálculo de fase seguido da geração de novos padrões de franjas. Como iremos ver a seguir, este tipo de processamento é bastante eficiente na remoção do ruído existente nos métodos referidos neste trabalho.

Começando por uma imagem de fase com ruído, o primeiro passo na aplicação do método consiste na geração numérica de uma sequência de imagens com franjas equivalentes às secundárias. Esta imagens são obtidas a partir da fase ϕ (com ruído) usando por exemplo um *phase-shift* de $\pi/2$:

$$I_n = 1 + \cos(\phi + n\pi/2); \quad n = 0,1,2,3 \tag{6.7}$$

O segundo passo é a aplicação de um processo de filtragem às imagens geradas, de modo a reduzir o ruído nelas existente. Neste passo diversas implementações podem ser feitas, usando um qualquer dos métodos de filtragem de imagens. Gu *et al.* (1994) recorreram à convolução espacial, usando um filtro do tipo passa-baixo. As variantes que podem ser introduzidas inserem-se nos métodos espaciais ou espectrais já tratados neste capítulo.

No terceiro passo é recalculada a fase usando os novos padrões de franjas obtidos por filtragem. A fase é calculada pela expressão habitual para quatro imagens com um desfasamento relativo de $\pi/2$:

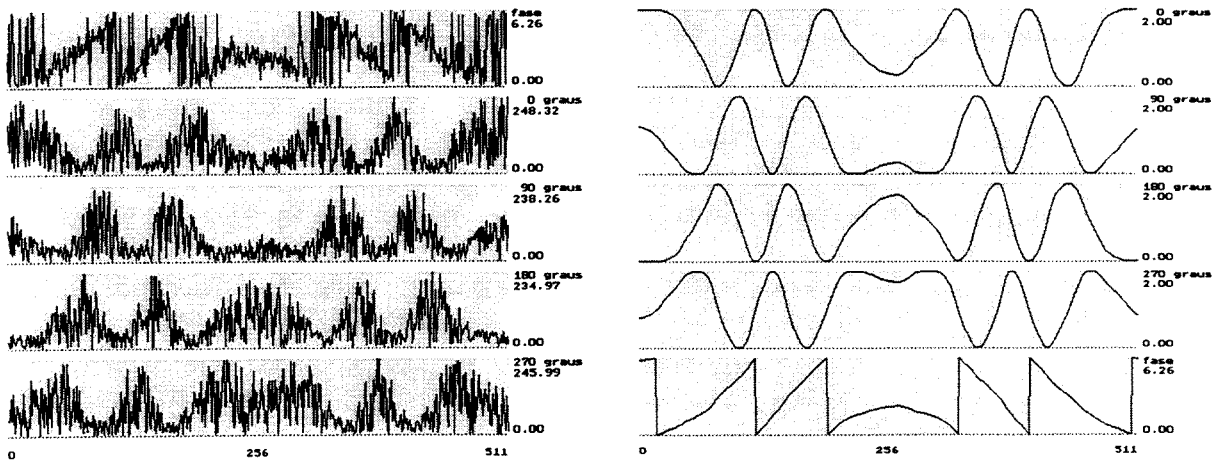
$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{I_3 - I_1}{I_0 - I_2}\right) \tag{6.8}$$

A fase assim calculada ou apresenta já a qualidade pretendida ou então servirá para reiniciar um novo ciclo. Isto significa voltar a obter numericamente um novo conjunto de imagens de franjas secundárias que servirão para um novo cálculo de fase. O processo é repetido até se obter uma fase com um nível de ruído considerado aceitável. A repetição sucessiva destes três passos permite reduzir significativamente o ruído originado por descorrelação e pelo próprio fenómeno *speckle*. A fase obtida converge a cada iteração para a solução sem ruído. Dum modo geral, o método introduz um erro mínimo, aumentando significativamente a relação sinal/ruído a cada iteração realizada (Gu *et al.*, 1994).

A filtragem tanto elimina o ruído como a informação. Se a janela de filtragem for da ordem de grandeza do espaçamento entre franjas, estas tendem a esbater-se em relação à iluminação de fundo, perdendo-se assim a informação importante. Em relação à pré-filtragem, este método tem a seu favor a reconstrução das franjas; esta permite conservar intacta a parte sinusoidal do padrão de franjas enquanto vai eliminando lentamente o ruído. Esta repetição do mesmo procedimento permite usar filtragens menos agressivas. Quanto menos agressividade existir na filtragem mais fácil será conservar a componente sinusoidal do padrão de franjas.

6.3.1 Filtragem Espacial

A filtragem espacial com uso de um filtro passa-baixo foi a opção adoptada por Gu *et al.* (1994). A Fig. 6.12 mostra o efeito da aplicação a um sinal. No caso apresentado, a terceira iteração permite já obter um resultado perfeitamente aceitável e tratável por um algoritmo vulgar para desembrulhar a fase. A aplicação ao caso bidimensional encontra-se ilustrada pela Fig. 6.13 e Fig. 6.14. Na Fig. 6.13 mostram-se três das imagens geradas numericamente a partir da fase inicial e já com uma filtragem passa-baixo 5×5. A fase calculada a partir destes novos padrões de franjas (imagem (d)) mostra já uma melhoria relativamente à que serviu de início ao processo iterativo (Fig. 6.2(b)). Note-se que de uma forma geral não se faz à filtragem dos interferogramas secundários iniciais. A razão para assim se proceder é que estas imagens tem baixa modulação e a aplicação imediata duma filtragem pode destruir informação importante. É preferível fazer um primeiro cálculo de fase para gerar os novos padrões de franjas e, só depois, aplicar a filtragem



(a) (b)

Fig. 6.12. Fase inicial e padrões gerados a partir dela (a). Terceira iteração usando a filtragem espacial com novo cálculo da fase (b).

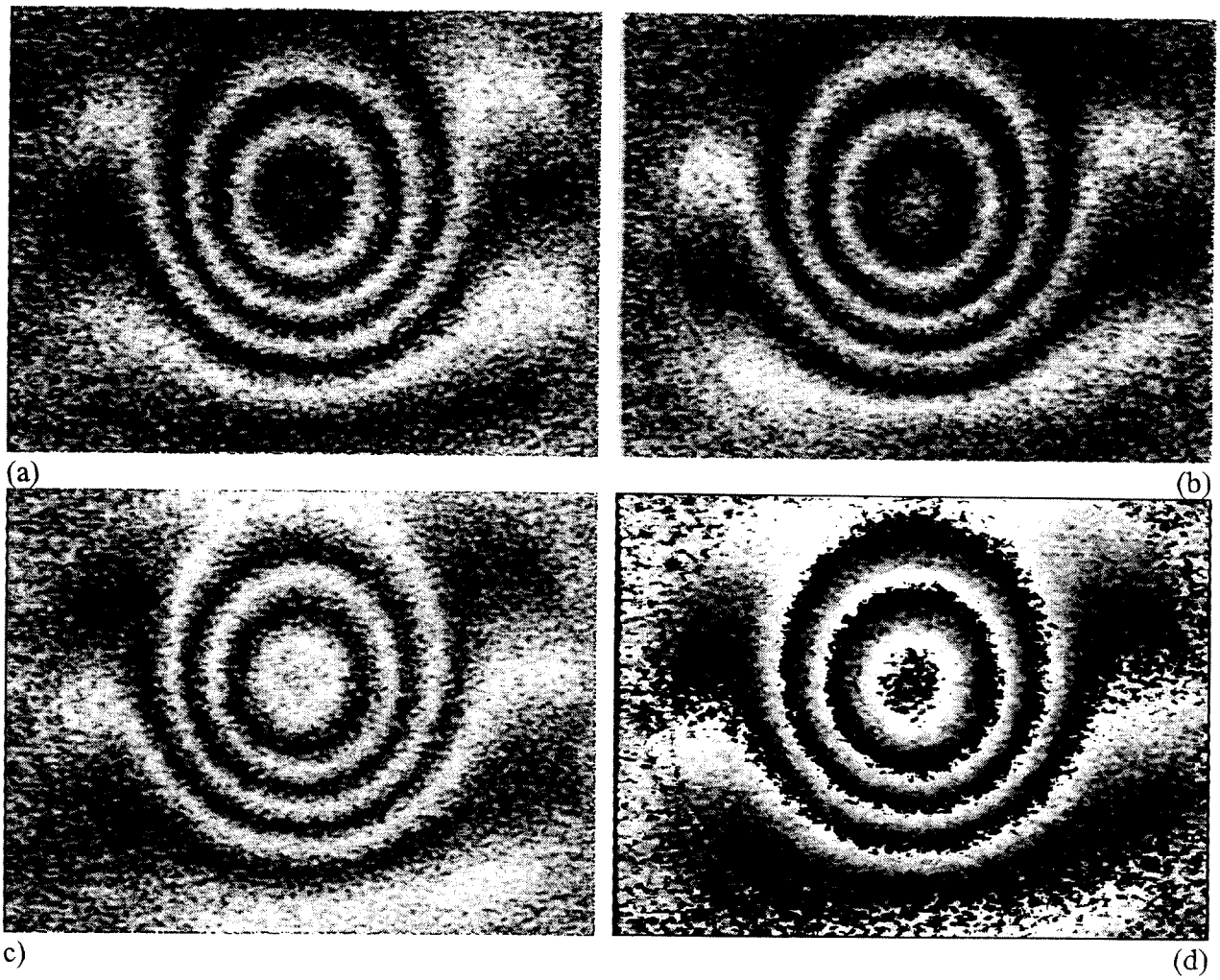


Fig. 6.13. Franjas geradas a partir da fase inicial com uma filtragem passa-baixo 5×5: (a) 0, (b) $\pi/2$ e (c) π. Fase recalculada com essas franjas (d).

espacial. A Fig. 6.14 mostra o resultado após 40 iterações. Nesta altura as franjas são praticamente sinusóides perfeitas, permitindo a obtenção de uma fase completamente isenta de ruído de alta frequência.

A Fig. 6.15 mostra a evolução do resultado com 5, 10, 20 e 40 iterações. Com 5 iterações a fase já tem muito bom aspecto, sendo possível desembrulhá-la facilmente. Com o aumento do número de iterações a razão sinal/ruído aumenta de modo pronunciado e, como se pode ver, o resultado converge para a solução ideal (*i.e.* sem ruído).

Como alternativa ao uso do filtro passa-baixo por convolução espacial poder-se -ia ter utilizado o filtro recursivo (capítulo 4). Convém no entanto chamar a atenção de que este filtro, apesar de permitir chegar com menos iterações a um resultado satisfatório, começa a partir de certa altura a divergir da solução. Esta divergência deve-se às características do filtro que, como foi referido no capítulo 4, recorre à informação dum ponto vizinho, originando a expansão das franjas na direcção das margens da imagem.

Outra hipótese alternativa era usar as imagens seno e co-seno, tal como no ponto 6.1.2. A vantagem desta abordagem é a de ter menos processamento envolvido, já que apenas duas

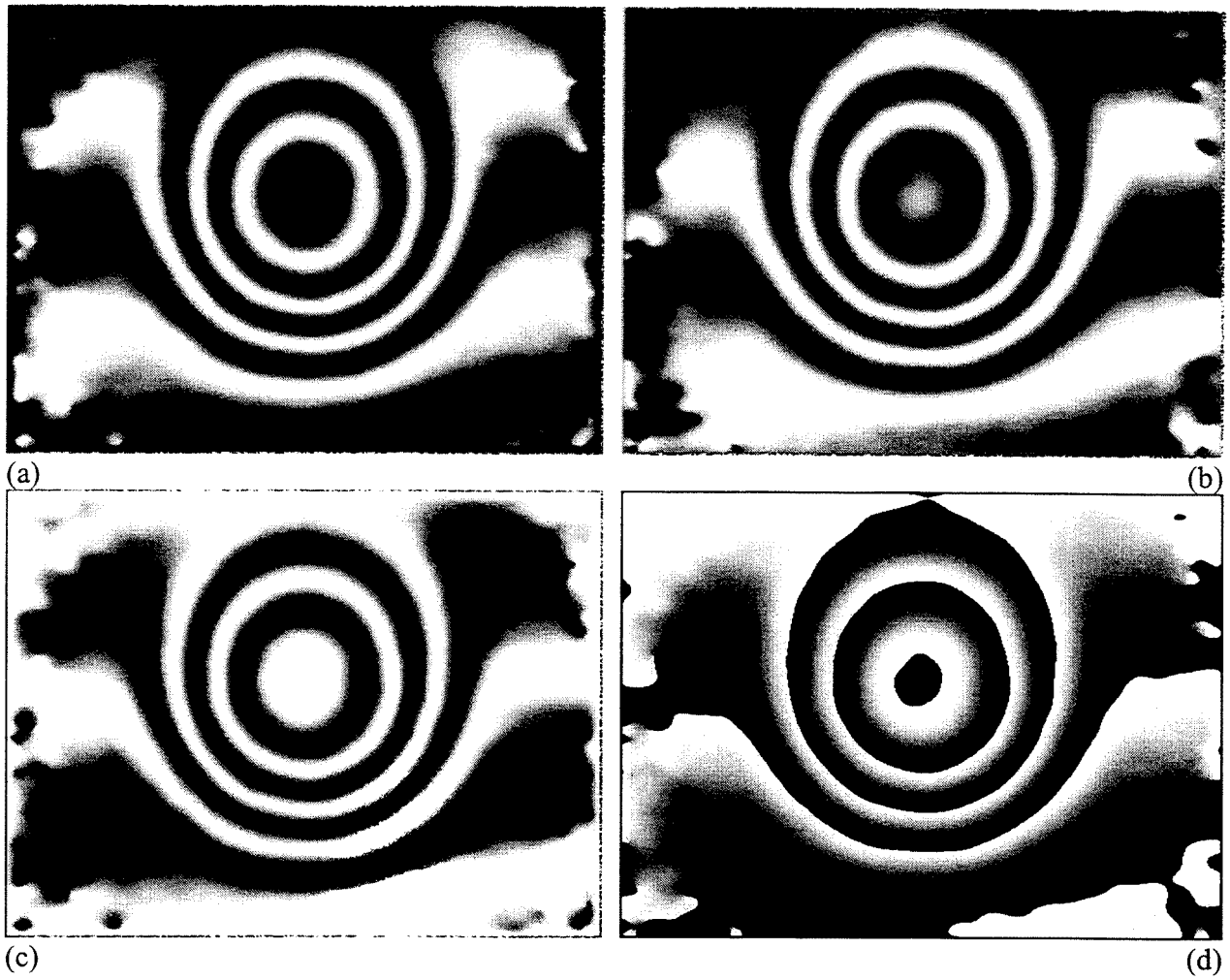


Fig. 6.14. Franjas geradas numericamente após 40 iterações: (a) 0, (b) $\pi/2$ e (c) π. Fase calculada com as novas franjas (d).

imagens são filtradas. Esta redução do esforço de processamento não prejudica em nada o resultado final, que é idêntico ao mostrado nas figuras anteriores.

6.3.2 Filtragem Espectral

Outras alternativas válidas passam pela utilização do domínio espectral como novo espaço de filtragem. Duas alternativas válidas podem ser propostas neste caso. A primeira passa pela simples substituição da filtragem espacial pela equivalente filtragem espectral. A Fig. 6.16 mostra este novo procedimento. Assim, após um cálculo inicial de fase são geradas as novas franjas. Para cada um dos sinais é calculada a FFT, da qual eliminamos as altas frequências, executando portanto uma filtragem passa-baixo. A FFT inversa permite obter as novas franjas, conforme se mostra em (b), a partir das quais se calcula nova fase. Esta fase permite agora recomeçar o ciclo recalculando novas franjas. Devido às características da filtragem espectral, o resultado converge muito mais rapidamente para a solução ideal do que no caso da filtragem espacial, Fig. 6.12.

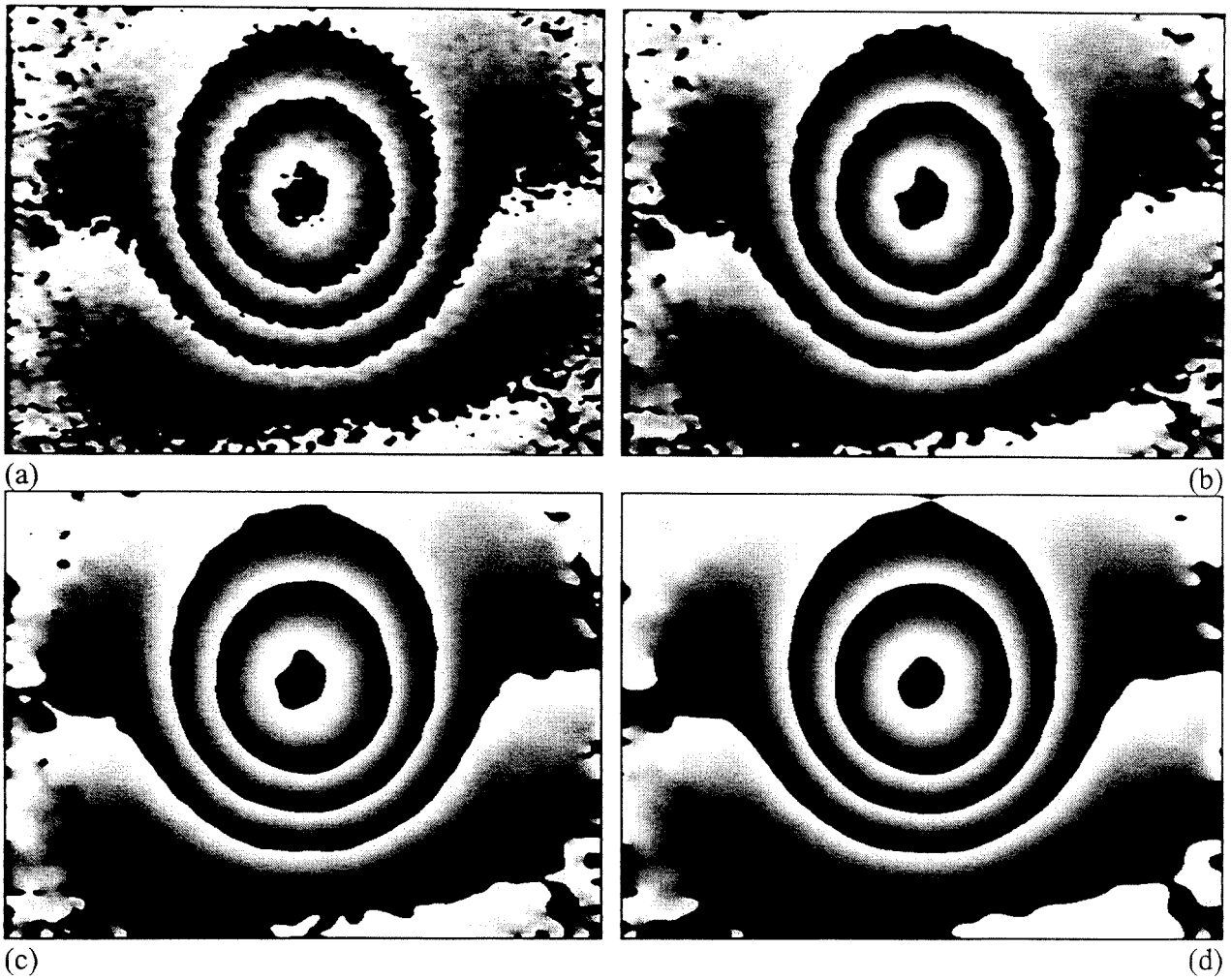


Fig. 6.15. Evolução do aspecto da fase calculada iterativamente com filtragem espacial, para: 5 iterações (a), 10 iterações (b), 20 iterações (c) e 40 iterações (d).

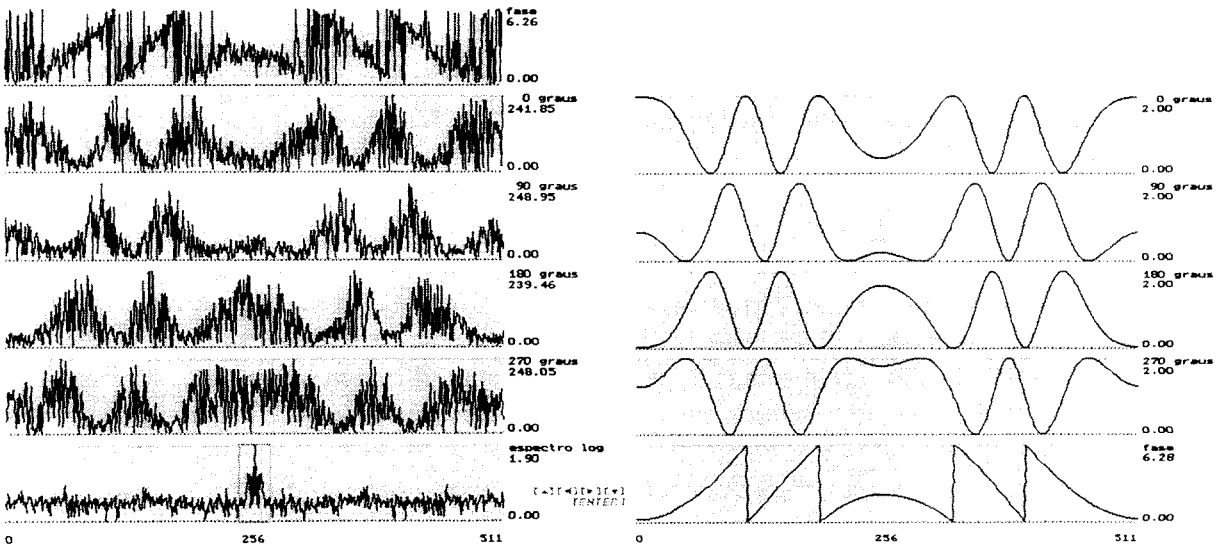


Fig. 6.16. Método iterativo de filtragem da fase usando a filtragem espectral das franjas. Sinal inicial e respectiva FFT (a). Franjas à terceira iteração e novo cálculo da fase (b).

A aplicação ao caso bidimensional permite constatar um resultado idêntico, como se mostra na Fig. 6.17. A imagem (a) é a potência espectral de um dos interferogramas. Deixando apenas a informação do lóbulo central e fazendo a FFT inversa, obtém-se a imagem filtrada. Após 3 iterações o aspecto das franjas é o mostrado nas imagens (b) e (c). Com estes padrões de franjas podemos obter uma fase com um aspecto quase perfeito, como é mostrado na imagem (d). Com a filtragem espacial, foi necessário usar 20 iterações para chegar a um resultado idêntico a este.

A segunda possibilidade de usar a filtragem espectral recorre ao método 0 como meio de filtrar o padrão de franjas, Fig. 6.18. Trata-se assim da utilização de uma única imagem modulada com uma portadora. Na Fig. 6.19 (a) pode ver-se o padrão gerado a partir da imagem de fase. Este padrão de franjas tem uma potência espectral do tipo da imagem (c), que permite a filtragem e cálculo de fase em simultâneo. Isto é conseguido deixando passar apenas um dos lóbulos e transladando-o para a origem do plano espectral. Após efectuar a transformada inversa pode recalcular-se a fase sem o sinal portador, através da divisão da parte imaginária pela parte real, como se mostrou no capítulo 5. Com 3 iterações, o aspecto das franjas geradas é o da imagem (b), obtendo-se uma potência espectral como a apresentada na imagem (c). A fase calculada tem uma qualidade idêntica à do método anterior, com a vantagem de exigir menos tempo de processamento, uma vez que agora apenas necessitamos de duas FFT (directa e inversa) por cada iteração, enquanto antes necessitávamos no mínimo de seis.

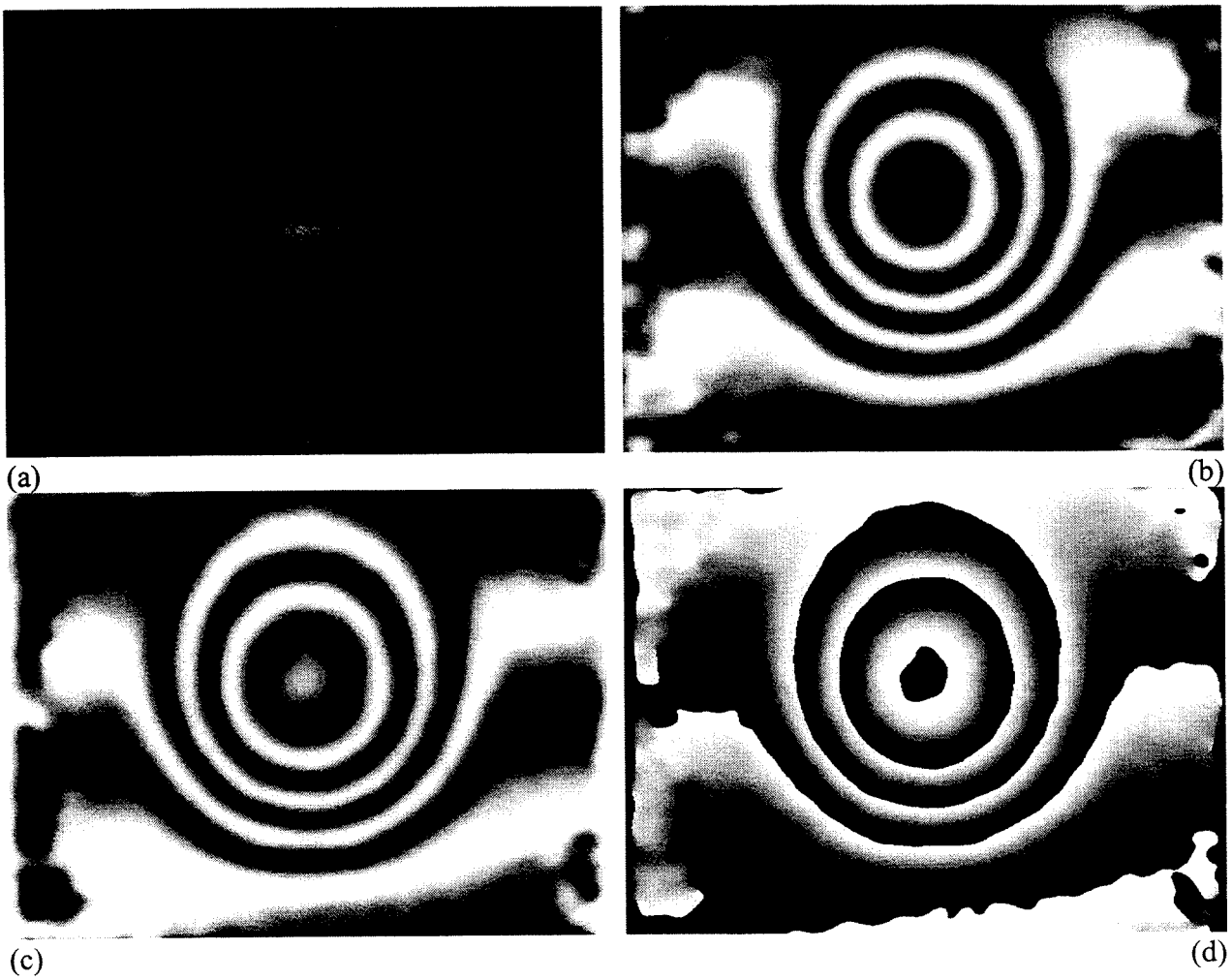
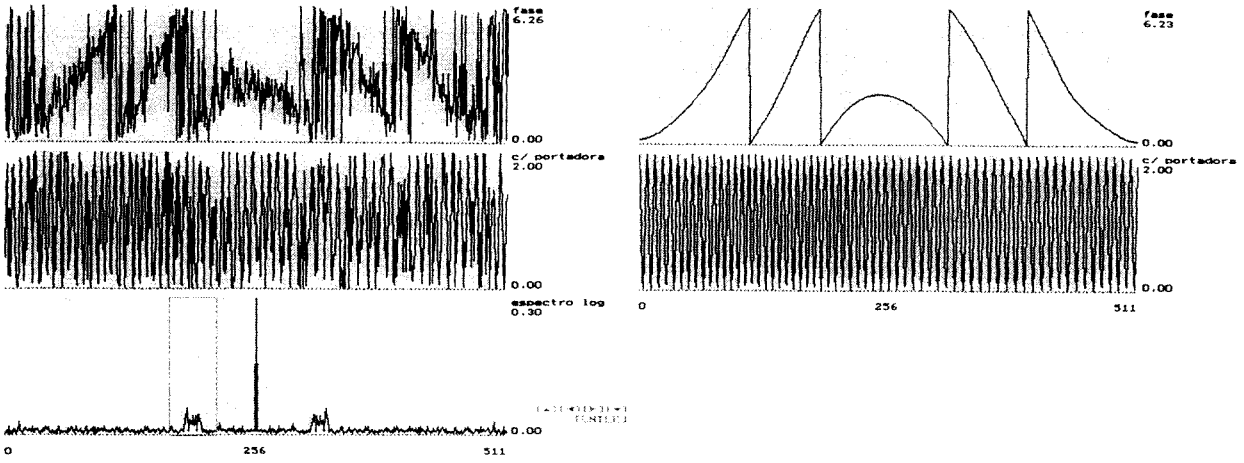
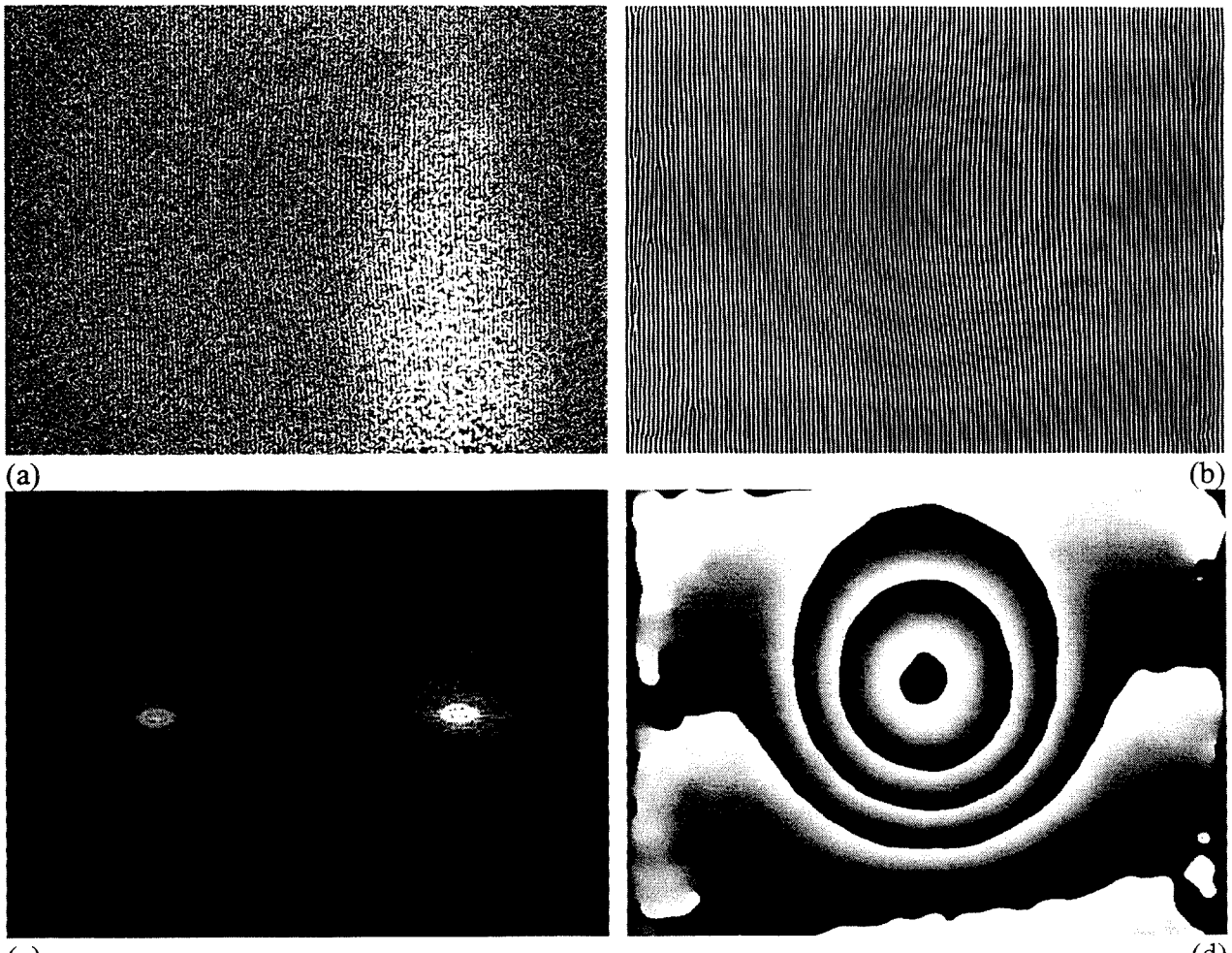


Fig. 6.17. Método iterativo com filtragem espectral. Potência espectral dos interferogramas (a). Franjas após 3 iterações, (b) 0 e (c) $\pi/2$. Fase obtida após as mesmas 3 iterações (d).



(a) (b)

Fig. 6.18. Fase inicial, sinal com portadora e sua FFT (a). Fase obtida à terceira iteração usando a filtragem espectral com portadora e novo sinal com portadora para a iteração seguinte (b).



(a) (b)

(c) (d)

Fig. 6.19. Padrão de franjas gerada a partir da fase (a). Após 3 iterações o aspecto daquelas franjas é o da imagem (b) que apresenta uma potência espectral (c) muito mais "limpa" (compare-se com a Fig. 6.11(c)). Fase obtida à terceira iteração (d).

7

Desembrulhar da Fase

São vários os métodos ópticos de análise experimental de tensões que se baseiam na determinação do deslocamento ou da forma de um objecto. Exemplos comuns destes métodos ópticos são a projecção de redes, o *moiré*, a interferometria *speckle* e holográfica, como já foi amplamente referido nos capítulos anteriores. A análise quantitativa de resultados é frequentemente dificultada pela presença de ruído e pela falta de informação em algumas regiões dos interferogramas. Normalmente a distribuição de fase é calculada usando o *phase stepping* (modulação temporal), a transformada de Fourier ou a desmodulação sinusoidal (modulação espacial). Uma das grandes limitações destes métodos resulta de a fase ser determinada para cada ponto da imagem a partir da função arco-tangente, caindo por isso sempre entre os valores $-\pi$ e π. Esta distribuição de fase é normalmente chamada de fase embrulhada.

Se pretendemos caracterizar convenientemente um campo de deslocamentos ou a forma de um objecto com base nos métodos de fase apresentados no capítulo 5 é necessário efectuar processamento adicional, de modo a dar significado aos resultados obtidos com aqueles métodos. Dado que a fase obtida numericamente contém ambiguidades que repetem a cada variação de 2π, existe a necessidade de eliminar estas ambiguidades. A operação de conversão do mapa de fase embrulhado numa variação de fase contínua (a fase real) é habitualmente designada por desembrulhar da fase (*phase unwrapping*). Esta operação tornou-se um dos problemas mais estimulantes e assunto de intensa investigação nos últimos anos. Esta operação, cujo conceito corresponde à operação esboçada na Fig. 7.1 e Fig. 7.2, é normalmente baseada num processamento do tipo varrimento (*scanning*), que tem o inconveniente da propagação de erros. A presença de ruído electrónico e óptico torna a técnica habitual (somar ou subtrair 2π, onde existem saltos maiores que π) pouco eficiente e geradora de erros que se propagam a toda a imagem. Para superar este problema pode adoptar-se um dos dois procedimentos:

- filtrar a fase (eliminando todas as inconsistências) antes de desembrulhar, ou
- usar um algoritmo que permita evitar as inconsistências da fase.

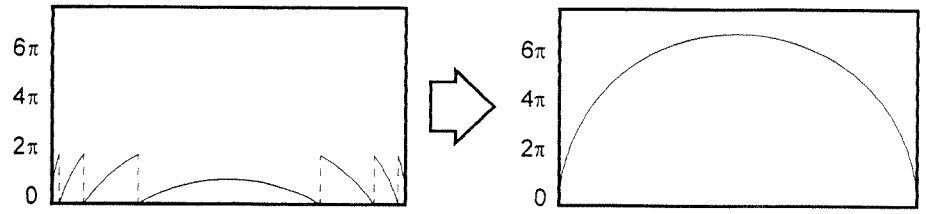
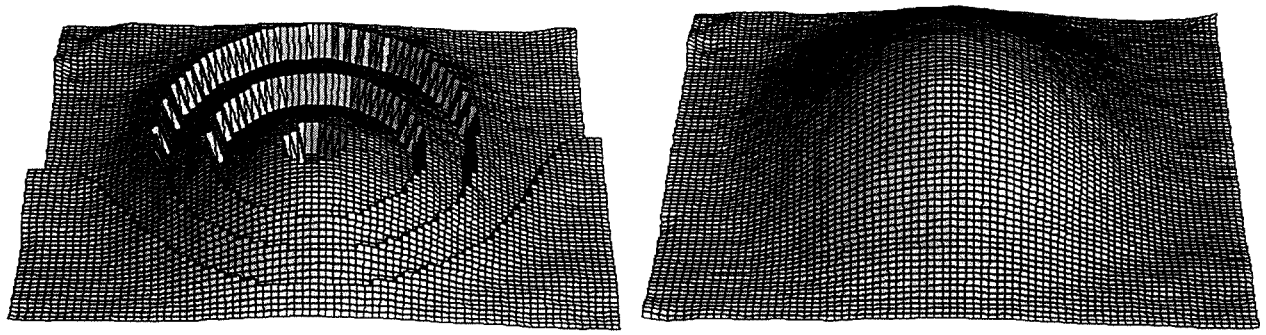


Fig. 7.1. O conceito do desembrulhar da fase. À esquerda a fase embrulhada com descontinuidades de 2π. À direita a fase desembrulhada.



(a) (b)

Fig. 7.2. O desembrulhar da fase no caso bidimensional. A fase embrulhada pelas descontinidades de 2π(a). A fase desembrulhada (b).

Efectivamente a minimização do efeito de propagação dos erros pode ser conseguida à custa duma pré-filtragem da fase, de que já falamos no capítulo 6. A outra via passa pela utilização de algoritmos de processamento selectivo ou adaptativo. Apesar de muito se ter investido nos algoritmos ditos imunes ao ruído, é muito difícil conseguir um algoritmo que seja imune a todo o tipo de ruído. A filtragem da fase representa, de forma indirecta, um dos meios de imunizar os algoritmos de desembrulhar quanto ao ruído e, por esse motivo, é usada quase sempre.

Convém referir que, se são as derivadas da fase que nos interessam, a fase não precisa de ser obrigatoriamente desembrulhada. Existem formas de obter a derivada a partir da fase embrulhada de que são exemplos os métodos apresentados por Vikhagen (1990), Sciammarella e Bhat (1991) e Singh e Sirkis (1994). Eventualmente, o ruído de baixa frequência (ondulações na fase) pode exigir o desembrulhar para ser aplicada uma filtragem que suavize as ondulações. Como é evidente, este tipo de perturbação pode tornar completamente irrealista o resultado da derivação, situação em que se deve efectuar, por exemplo, um ajustamento por mínimos quadrados.

Neste capítulo propomo-nos mostrar as principais tendências em termos de algoritmos de desembrulhar a fase. Por outro lado, propomos a utilização de um interferómetro de duplo comprimento de onda como meio de conseguir desembrulhar da fase de uma forma completamente imune ao ruído. Nesta abordagem do problema, a operação executada para cada ponto depende apenas das suas características e não das dos seus vizinhos. Ao conseguirmos evitar o processamento por varrimento, evitamos também a propagação dos erros. A única

desvantagem do método é a sua implementação ser mais complicada, dado necessitar de dois comprimentos de onda diferentes, o que implica normalmente o uso de dois LASER.

Vamos agora caracterizar matematicamente o desembrulhar da fase e lançar algumas ideias sobre o assunto. Usemos para isso o caso unidimensional, já que o caso bidimensional exige mais algumas considerações (Ghiglia *et al.*, 1987) por agora desnecessárias. Consideremos então o operador embrulhar Φ que é definido por:

$$\Phi_l[\phi(i)] = \phi(i) + 2\pi k_l(i) \qquad (i = 0,1,\ldots,N) \tag{7.1}$$

onde $\phi(i)$ representa a fase sem as descontinuidades 2π, l é um índice e $k_l(i)$ representa uma sequência de números inteiros que satisfazem a condição:

$$0 \le \Phi_l[\phi(i)] < 2\pi \qquad (i = 0,1,\ldots,N) \tag{7.2}$$

Definamos ainda o operador diferença Δ, tal que:

$$\Delta\phi(i) = \phi(i) - \phi(i-1) \qquad (i = 1,2,\ldots,N) \tag{7.3}$$

A partir da definição de Φ, facilmente se pode demonstrar que:

$$\Phi_2\{\Delta\Phi_1[\phi(i)]\} = \Delta\phi(i) + 2\pi[\Delta k_1(i) + k_2(i)] \tag{7.4}$$

expressão que representa o embrulhar da diferença de fase embrulhada, que na condição de ser:

$$0 \le \Delta\phi(i) < 2\pi \tag{7.5}$$

implicará forçosamente ter:

$$\Delta k_1(i) + k_2(i) = 0 \tag{7.6}$$

Se a condição (7.5) for satisfeita, a solução para a obtenção da fase desembrulhada será dada por (Itoh, 1982):

$$\phi(n) = \phi(0) + \sum_{i=1}^{n} \Phi_2\{\Delta\Phi_1[\phi(i)]\} \tag{7.7}$$

Esta última equação mostra que o desembrulhar da fase pode ser feito a partir dos seus valores principais (fase embrulhada) usando uma sequência de operações: diferenciação, embrulhar e integração. Não deixa de ser interessante o facto do desembrulhar da fase ser conseguido à custa do embrulhar da sua diferenciação. O principal problema do desembrulhar da fase advém do facto da condição (7.5) não ser sempre satisfeita, sobretudo devido à presença de ruído no sinal.

7.1 Processo Convencional por Varrimento Sequencial

A metodologia usual para desembrulhar a fase é baseada num processamento do tipo varrimento sequencial, que traz consigo o problema da propagação de erros. Para minimizar este efeito pode ser feita uma filtragem prévia da fase. O processamento sequencial é extremamente rápido e, por isso, o mais conveniente nos casos em que é possível eliminar todo o ruído através da filtragem.

A detecção das descontinuidades da fase é feita com base num valor limite (normalmente o valor π). Tratando-se de funções contínuas, o salto é exactamente de 2π, mas no caso discreto pode apresentar valores menores, tendendo para π à medida que a frequência de amostragem se aproxima da frequência de Nyquist . Para sinais com pouco ruído, o valor limite π é seguro e garantia de resultados correctos. À medida que o ruído aumenta, começa a existir a possibilidade de serem detectados saltos de fase incorrectamente, que se propagam rapidamente a toda a imagem.

A Fig. 7.3 ilustra o varrimento utilizado na aplicação do desembrulhar sequencial. Começando a partir do ponto superior esquerdo da janela e fazendo o varrimento ao longo de uma linha (quadrados horizontais na figura), o ponto a ser processado (a tracejado) é comparado com o anterior usando como condição:

$$\Delta = \Phi(x,y) - \Phi(x-1,y)$$

$$\begin{aligned} &se \quad abs(\Delta) > \pi \quad então \quad \phi(x,y) = \phi(x-1,y) + \Delta - 2\pi \,\mathrm{sgn}(\Delta) \\ &\qquad\qquad se\ não \quad \phi(x,y) = \phi(x-1,y) + \Delta \end{aligned} \tag{7.8}$$

onde Φ representa os valores principais da fase (fase embrulhada), sgn é a função que extrai o sinal do seu argumento e ϕ representa a fase desembrulhada. Chegados ao fim da linha, passamos ao início da linha seguinte. Aí é necessário garantir a continuidade da fase com a linha anterior. Há por isso necessidade de voltar a impor o mesmo tipo de condição entre o ponto inicial da linha e o ponto imediatamente acima dele (quadrados verticais na figura). A nova condição de

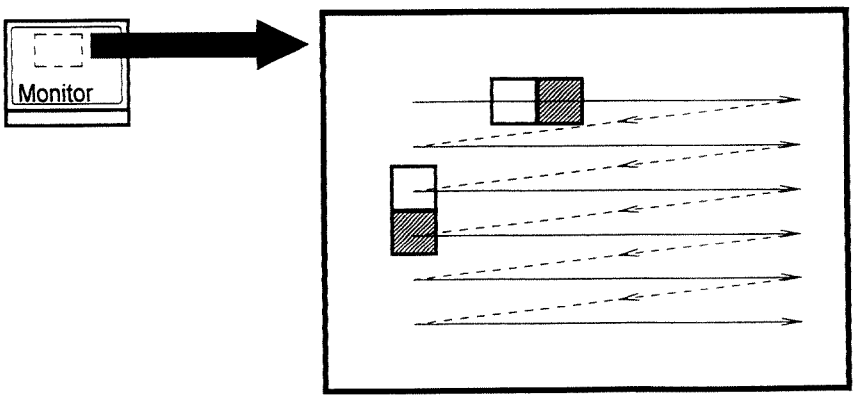


Fig. 7.3. Varrimento duma área para desembrulhar da fase. Ao longo da linha o ponto de referência é o anterior. Ao começar uma nova linha a fase deve ser ajustada de acordo com o valor no ponto imediatamente acima.

continuidade da fase é:

$$\Delta = \Phi(x,y) - \Phi(x,y-1)$$

$$se \quad abs(\Delta) > \pi \quad então \quad \phi(x,y) = \phi(x,y-1) + \Delta - 2\pi \,\mathrm{sgn}(\Delta) \tag{7.9}$$

$$se\ não \quad \phi(x,y) = \phi(x,y-1) + \Delta$$

Percorrida toda a área seleccionada serão eliminadas todas as descontinuidades da fase. Este método de desembrulhar a fase funciona perfeitamente no caso em que a filtragem consegue eliminar todas as inconsistências. A Fig. 7.4 exemplifica esta afirmação. Na imagem (a) mostra-se a fase obtida a partir das franjas secundárias. A quantidade de ruído presente é de tal modo que após filtragem nem todas as inconsistências são eliminadas. O facto das franjas serem muito próximas limita também a dimensão da matriz que é possível aplicar na filtragem. A existência de inconsistências leva à propagação de erros quando se desembrulha a fase. Esses erros são as linhas verticais que se podem ver na zona desembrulhada da imagem (b). Já com a fase obtida a partir de franjas primárias (c), o mesmo problema não se põe. Repare-se que a imagem de fase já tem uma boa qualidade, de modo que após filtragem todas as inconsistências são eliminadas. A imagem filtrada permite assim desembrulhar a fase sem qualquer tipo de erro, como se pode ver na imagem (d).

7.2 Processos Selectivos

A abordagem matemática que fizemos inicialmente para o caso unidimensional tinha implícita uma sequência bem definida. Quando se lida com o desembrulhar da fase no caso bidimensional, tal não se passa da mesma forma e surge uma nova "variável". Esta "variável" é a dependência do caminho usado para desembrulhar a fase. No caso bidimensional, para chegar a um mesmo *pixel* podemos usar variados caminhos, sendo possível definir agora duas diferenças: uma na direcção horizontal,

$$\Delta_i \phi(i,j) = \Phi_2 \{\Delta_i \Phi_1 [\phi(i,j)]\} \tag{7.10}$$

e outra na direcção vertical,

$$\Delta_j \phi(i,j) = \Phi_3 \{\Delta j \Phi_1 [\phi(i,j)]\} \tag{7.11}$$

A escolha de diferentes direcções, verticais e horizontais, origina uma infinidade de possibilidades para os caminhos a utilizar no desembrulhar a fase. A expressão de integração no caso bidimensional é por conseguinte dada por:

$$\phi(n,m) = \phi(a,b) + \sum_{i,j} \Delta\phi(i,j) \tag{7.12}$$

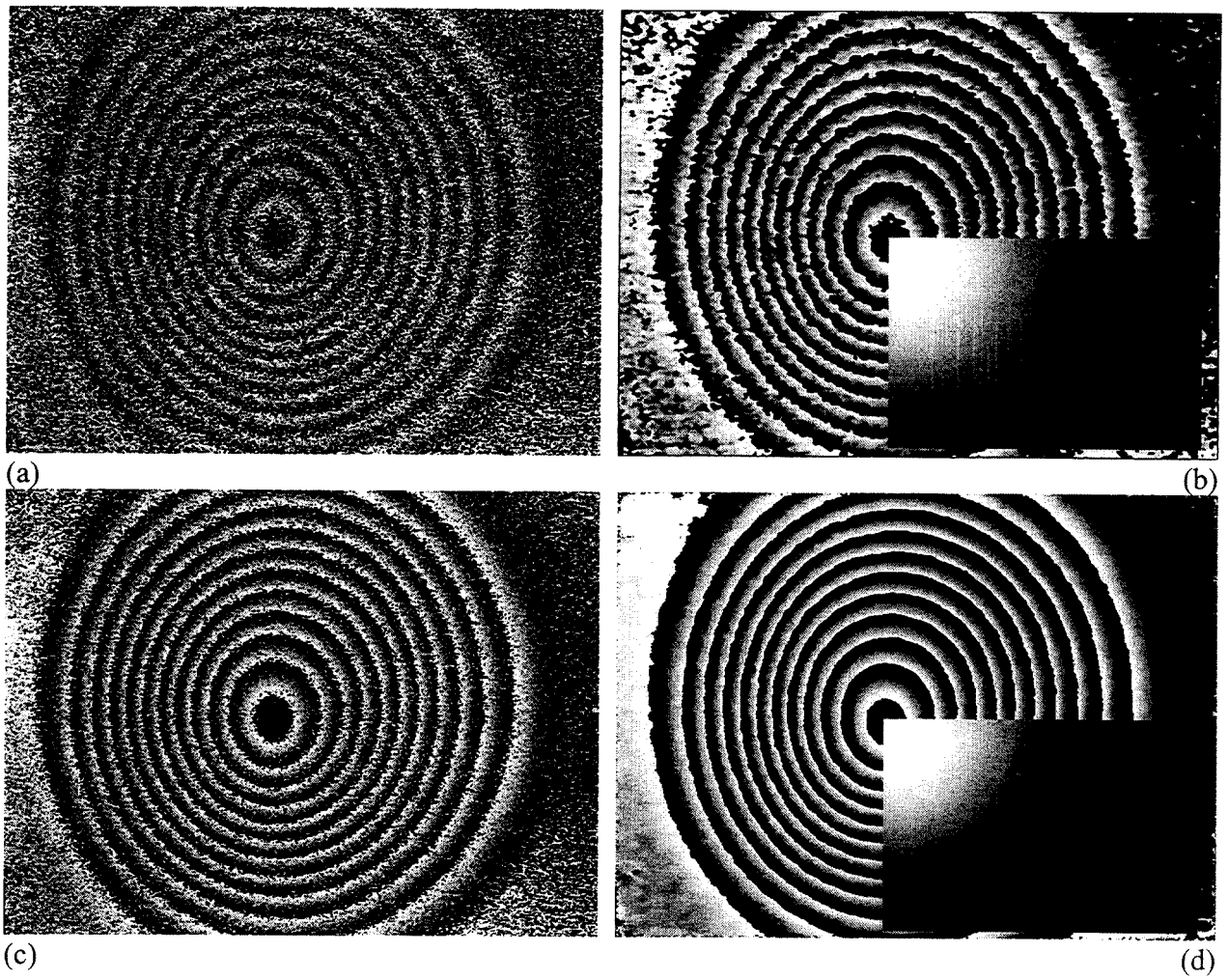


Fig. 7.4. A fase calculada a partir de franjas secundárias (a). Filtragem e desembrulhar da imagem anterior (b). A mesma fase calculada a partir de franjas primárias (c) e a respectiva filtragem e desembrulhar (d).

onde Δ pode incluir diferenças horizontais Δ_i e verticais Δ_j. Partindo de um ponto inicial (a,b) a diferença de fase $\Delta\phi$ pode ser obtida de diversas maneiras, tendo a fase desembrulhada um aspecto final que depende do caminho escolhido. A menos de um termo constante, a solução será independente do caminho escolhido se se verificarem as condições:

$$0 \leq \Delta_i \phi(i,j) < 2\pi$$
$$0 \leq \Delta j \phi(i,j) < 2\pi \tag{7.13}$$

Como já referimos anteriormente, estas condições são dificilmente verificadas em mapas de fase ruidosos, representando o principal problema no desembrulhar da fase. Na hipótese de não se verificar uma das condições anteriores, o desembrulhar da fase torna-se dependente do caminho usado, que é a situação mais comum.

Na presença de inconsistências não pontuais, não existe nenhum algoritmo que convirja para a solução (Ghiglia *et al.*, 1987). A obtenção de um resultado aceitável passa por evitar essas

inconsistências, contornando os pontos por elas afectados. Uma das formas de verificar a existência de inconsistências é analisar conjuntos 2×2 pontos da fase embrulhada ao longo de toda a área que se pretende desembrulhar. Para esses quatro pontos, Fig. 7.5, é analisada a condição:

$$\sum_{k=1}^{4}\Phi[\Delta_k] \quad \begin{cases} =0, & \textit{caminho consistente} \\ \neq 0, & \textit{caminho inconsistente} \end{cases} \tag{7.14}$$

No caso de o somatório ser nulo, os pontos são ditos consistentes; caso contrário serão inconsistentes e devem ser evitados na operação de desembrulhar. As inconsistências podem não ser todas detectadas usando este tipo de verificação. Existem basicamente dois tipos de inconsistências: as devidas ao ruído ou baixa modulação e as devidas a erros ou deslocações de fase. As primeiras são normalmente detectadas através da matriz 2×2. Já o mesmo não se pode dizer das segundas que sendo devidas a deslocações de fase, enganam aquela verificação. Dentre os motivos que contribuem para isso podemos destacar a violação do teorema de amostragem (ultrapassar a frequência de Nyquist), descontinuidades dos objectos ou campos de fase não contínuos que originam degraus reais na variação da fase. A inconsistência inicial é detectada, mas pode continuar ao longo dum caminho para o qual o somatório é nulo e, portanto, classificado como consistente. Estamos neste caso perante uma região inconsistente que não é detectada por este teste. Este problema vai ser o responsável pela não convergência para a solução. Ghiglia *et al.* (1987) referem a intervenção manual como única forma de resolver este tipo de inconsistência. É este tipo de problemas que tanto dificulta a obtenção dum algoritmo completamente imune a todo e qualquer tipo de ruído e que, por isso, tem ocupado tantos investigadores à volta do assunto.

7.2.1 Autómato Celular (*Cellular Automata*)

Cellular automata é a designação de sistemas matemáticos simples e discretos que podem apresentar um comportamento complexo resultante do efeito colectivo de um grande número de células (pontos, neste caso). Cada célula evolui em intervalos de tempo discretos de acordo com regras extremamente simples de vizinhança.

O interesse deste tipo de métodos prende-se com a utilização do processamento paralelo massivo (Ghiglia *et al.*, 1987). Digamos que, por enquanto, a sua evolução se verifica fundamentalmente no campo da investigação e não propriamente da aplicação. Quer isto dizer que com sistemas de processamento convencionais, computadores sequenciais de um ou dois processadores no

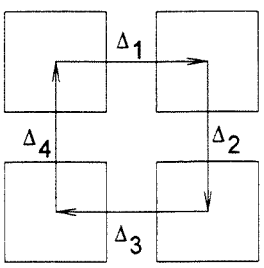


Fig. 7.5. Diferenças usadas em quatro pontos vizinhos para detecção de inconsistências da fase.

máximo, os tempos de computação são infinitos e por isso incomportáveis para utilizações específicas. Trata-se dum conceito inovador e espera-se que possa vir a ter o devido desenvolvimento no futuro.

O funcionamento do algoritmo criado por Ghiglia *et al.* (1987) é muito simples. Após criar uma máscara que permite evitar o processamento dos pontos que têm inconsistências, são aplicadas as regras do autómato. Essas regras são:

1. Para cada ponto a processar analisar os seus vizinhos mais próximos, isto é os dois vizinhos horizontais e os dois verticais, não sendo incluídos os pontos das diagonais. São calculadas as diferenças entre o ponto e cada um dos seus vizinhos: $\Delta=\phi_{local}-\phi_{vizinho}$.

2. O peso de cada vizinho é definido como o número inteiro de vezes que é necessário adicionar/subtrair 2π para embrulhar a diferença de fase Δ. Os pesos são acumulados e é considerado o seu sinal.

3. Ao valor do ponto a processar é adicionado $\pm 2\pi$, conforme o sinal determinado pelos pesos acumulados (*i.e.*, se o peso acumulado é positivo é adicionado $+2\pi$ à fase do ponto processado).

4. Se nenhum dos vizinhos difere mais de π do ponto a processar, não é efectuada qualquer mudança. Se existirem vizinhos com variações superiores a π e os pesos acumulados tiverem o valor nulo, é adicionado $+2\pi$ à fase do ponto processado (*i.e.*, em caso de empate a regra é quebrada e arbitrariamente considerada na direcção positiva).

5. Repetir os passos 1 a 4 (iteração local) até se verificar a situação bi-estável (oscilação entre dois estados constantes), fazendo então a média dos dois estados (iteração global). Se a fase não está totalmente desembrulhada voltar ao passo 1, caso contrário terminar o processo.

A Fig. 7.6 mostra a aplicação deste algoritmo a uma fase embrulhada e filtrada. Na imagem (a) pode ver-se o aspecto inicial após 3 iterações locais. Após 99 iterações locais o autómato atinge um estado bi-estável sendo nesta altura feita a primeira iteração global, considerando a média dos dois estados, que resulta na imagem (b). Na primeira iteração global é desembrulhada meia franja e a partir da segunda iteração global é desembrulhada cerca de uma franja por cada iteração (c). À décima iteração global, ou seja 1212 iterações locais, resta apenas uma franja por desembrulhar (e), que será desembrulhada na iteração global seguinte. Parece haver uma relação de igualdade entre o número de iterações globais e o número de franjas; mas segundo Ghiglia *et al.* (1987) o comportamento é imprevisível e, por isso, não garantem essa relação. O processamento desta pequena área demorou aproximadamente uma hora de processamento, enquanto a aplicação do varrimento sequencial a toda a imagem demora alguns segundos na mesma máquina.

7.2.2 Árvore das Menores Diferenças (*Minimum Spanning Tree*)

Schörner et al. (1991) propuseram um método que, utilizando uma regra muito simples, consegue evitar as inconsistências de fase. Essa regra consiste em desembrulhar primeiro os pontos com menores diferenças de fase. O processamento prossegue de modo que os pontos com

as diferenças de fase maiores são deixados para o fim. Como as inconsistências tem valores de diferença de fase próximos de π, esses caminhos são assim deixados para a etapa final. Desta forma poderão existir erros, mas estes ficam confinados a locais isolados e não se propagam ao longo de toda a imagem.

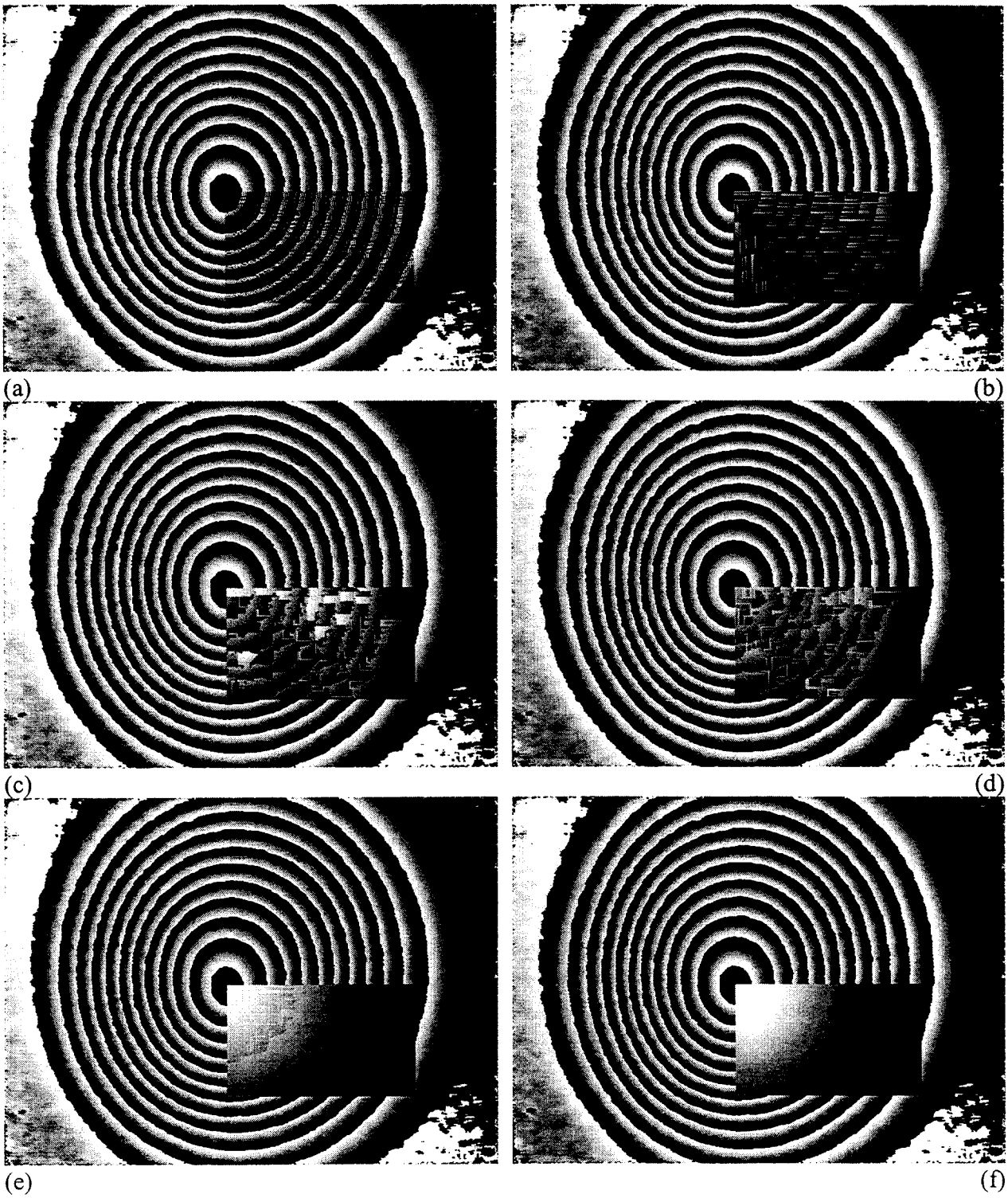


Fig. 7.6. A evolução do *cellular automata* com (a) 3 iterações locais, (b) 1ª global e 99 locais, (c) 2ª global e 157 locais, (d) 3ª global e 237 locais, (e) 10ª global e 1212 locais, e (f) 11ª global e 1430 locais.

Cada ponto é comparado com os vizinhos imediatamente acima e à direita. É criada uma lista na qual os pontos com diferenças menores estão no topo, aumentando o valor da diferença de fase à medida que caminhamos para o fim da lista. Os valores são comparados módulo 2π, quer isto dizer que a diferença é medida no círculo trigonométrico, ou seja a diferença entre 0 e 2π é nula. A diferença módulo 2π entre dois pontos vizinhos pode ser calculada por (Kreis e Jüptner, 1991):

$$|\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,2\pi}| = \min\{|\phi_{i+1}-\phi_i|, |\phi_{i+1}-\phi_i+2\pi|, |\phi_{i+1}-\phi_i-2\pi|\} \tag{7.15}$$

A partir da tabela de diferenças é construída a árvore (*minimum spanning tree*) que define o caminho global e, portanto, as prioridades a ter em consideração para desembrulhar a fase.

Este processo de desembrulhar a fase é um dos mais eficazes, pois consegue evitar a propagação de erros, confinando-os a pequenas regiões, e apresenta bons tempos de processamento. A Fig. 7.7 mostra a sua aplicação a alguns casos concretos. O algoritmo falha a desembrulhar a fase obtida com franjas secundárias sem qualquer filtragem, pois o nível de ruído é demasiado elevado (imagem (b)). Mas se as franjas secundárias forem filtradas, o resultado já é bem diferente, conseguindo-se desembrulhar toda a área do interferograma sem propagação de erros digna de registo (imagem (d)). Repare-se que a quantidade de inconsistências na imagem (c) é muito elevada, mas a escolha adequada do caminho permite desembrulhar a fase com sucesso. Finalmente, pode ver-se que a aplicação do algoritmo à fase obtida das franjas primárias é também completamente bem sucedido (imagem (f)). Convém referir que o varrimento sequencial produziria nestas situações rotundos fracassos.

7.2.3 Desembrulhar por Regiões

Gierloff (1987) foi o responsável pela introdução da metodologia de desembrulhar a fase por regiões. Neste método a imagem de fase é dividida em sub-imagens sem inconsistências de fase. Estas sub-imagens são, depois de desembrulhadas, "encaixadas" até se encontrar a posição que minimiza as inconsistências nas fronteiras. Towers *et al.* (1991a, 1991b) usaram também a divisão em regiões (*tiles*) acompanhada do uso da árvore de menores diferenças, para ordenar o processamento das regiões e para desembrulhar a fase no interior de cada região.

7.2.4 Linhas de Inconsistência (*Cut Lines*)

O princípio que está na base deste método é que o caminho para desembrulhar a fase entre dois pontos quaisquer deve ter solução única, independentemente do caminho utilizado (Huntley, 1989). Para isso são definidas barreiras (*cut lines*) que se encarregam de impedir o algoritmo de atravessar zonas de inconsistências. Essas barreiras são construídas combinando inconsistências de sinal oposto (começando com um sinal e terminando com o sinal contrário), delimitando assim áreas onde se verifica a condição de consistência. Mais tarde, o mesmo autor introduziu uma técnica que apelidou de recozido simulado (*simulated annealing*) para tentar evitar a definição incorrecta das barreiras (Huntley *et al.*, 1993).

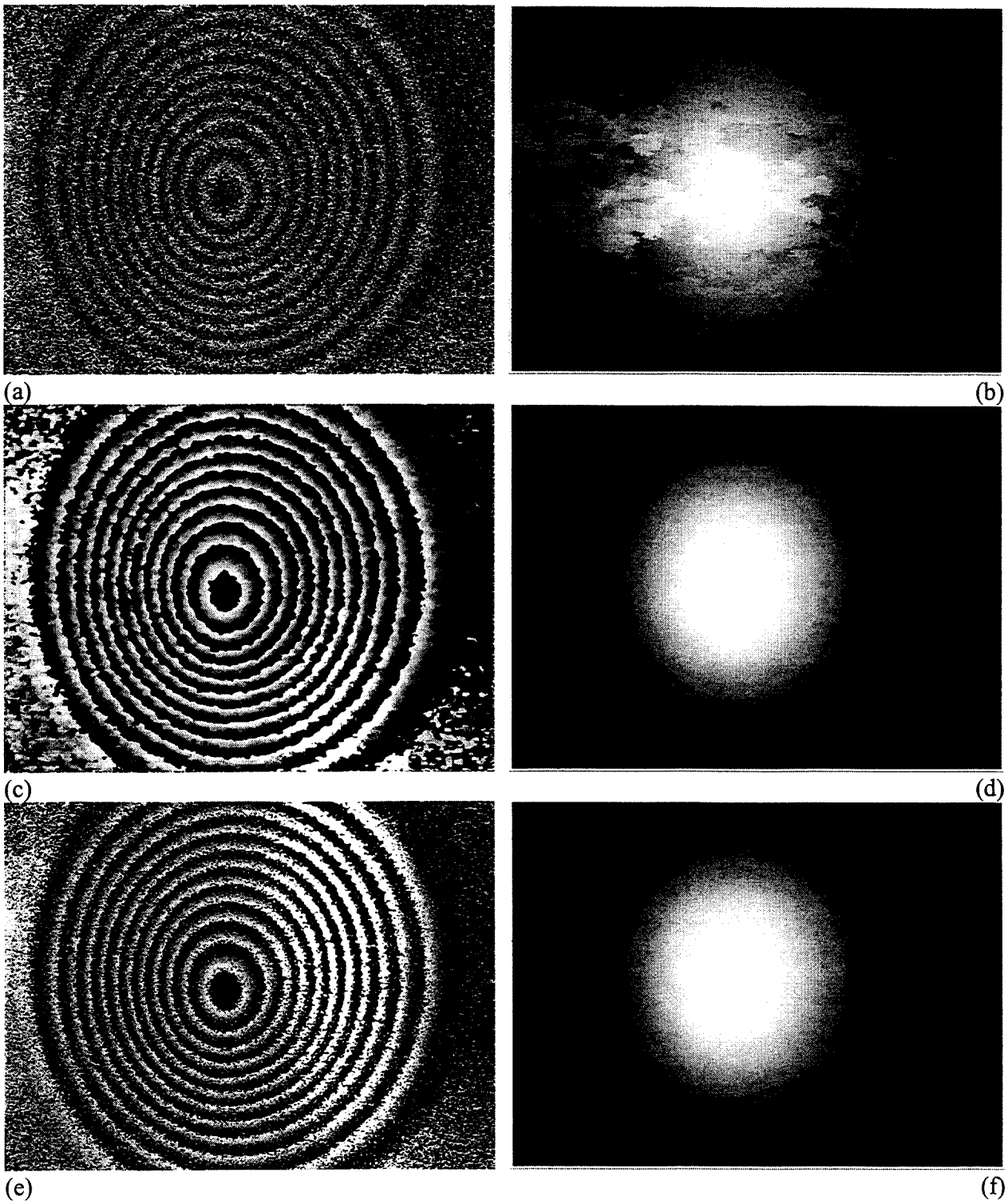


Fig. 7.7. Aplicação do algoritmo *minimum spanning tree* em três situações: à fase obtida das franjas secundárias (a)(b), à fase obtida das franjas secundárias com filtragem (c)(d) e à fase obtida a partir das franjas primárias (e)(f).

7.2.5 Desembrulhar em Espiral (*Disk Growing, Flood Fill*)

Vrooman e Maas (1991) propuseram este novo processo de desembrulhar a fase. Definido um ponto de partida, o algoritmo contorna continuamente esse ponto inicial, prosseguindo até aos limites da imagem.

Desenvolvimentos deste método têm surgido, sobretudo devidos ao trabalho de Quiroga e Bernabeu (1993, 1994, 1995). Estes autores usaram como critério de escolha de caminho a (menor) derivada local da fase, que acaba por ser um critério idêntico ao usado na árvore das menores diferenças.

Veuster et al. (1996) introduziram modificações no algoritmo de modo a evitar a propagação de erros. Segundo os autores, o algoritmo consegue desembrulhar a fase sem efectuar uma filtragem prévia, isto nos casos em que a fase tem já uma qualidade muito boa. Os pontos considerados problemáticos são postos de lado e contornados ao desembrulhar a fase. O ponto de partida é definido automaticamente de forma que, segundo os autores, não há qualquer intervenção do operador em todo o procedimento. Uma das vantagens apresentadas reside no facto de não haver qualquer filtragem da fase, evitando a introdução de outros erros que não sejam os que resultam da própria interferência. No final, os pontos não processados são preenchidos através de uma regressão por mínimos quadrados efectuada nas suas vizinhanças.

7.2.6 Outras Tendências

Um dos caminhos que nos parece ter mais futuro é o da inteligência artificial. E esse caminho já foi iniciado com a utilização de redes neuronais por Takeda *et al.* (1993).

Ghiglia e Romero (1994), Kerr *et al.* (1996) e Kaufmann e Galizzi (1998) recorreram a um método iterativo baseado na minimização por mínimos quadrados, usando a DCT. Este método parece ser bastante consistente e, segundo os autores, é rápido e fácil de implementar.

Marroquin e Rivera (1995) recorreram à minimização de funcionais para abordarem o problema. Marklund (1998) usou também um método iterativo baseado na aplicação de uma função de custo global para minimizar as descontinuidades de fase.

Ettl e Creath (1996) usaram a divisão por regiões com um critério de minimização de erro na junção das diversas regiões, tal como o fizeram Towers *et al.* (1991b).

Uma área onde este problema tem uma importância preponderante é a interferometria SAR (*Synthetic Aperture Radar*). Dada a importância desta operação no levantamento topográfico, existe um grande direccionamento no sentido de encontrar bons algoritmos para desembrulhar a fase e trabalhos com soluções muito interessantes podem ser encontradas nesta comunidade de investigadores.

Judge e Bryanston-Cross (1994) constitui uma boa referência aos principais desenvolvimentos dos métodos de desembrulhar a fase nos anos mais recentes.

7.3 Desembrulhar Temporal (*Temporal Phase-Unwrapping*)

Este representa um dos dois métodos em que o desembrulhar da fase de um ponto depende apenas de si próprio; o outro é a desmodulação bicolor que introduziremos de seguida. Foi proposto por Huntley e Saldner (1993). O princípio é muito simples: se o problema é anular os saltos de 2π, então a solução passa por evitá-los. E para evitar a existência de descontinuidades 2π, a deformação imposta ao objecto é incrementada em degraus de modo que em cada um desses degraus não existam alterações de fase superiores a 2π. A acumulação de todas as variações de fase permite obter a fase total sem descontinuidades. As limitações do método são evidentes e põem-se, desde logo, devido ao facto de apenas permitirem a aplicação a situações estáticas. A deformação ao ser feita por iterações, exige uma grande estabilidade do interferómetro, o que nem sempre é possível. Por outro lado, se a deformação a impor for elevada, o método é demorado e incómodo, exigindo a integração da fase ao longo de muitas iterações.

7.4 Desmodulação Bicolor

Entre os métodos desenvolvidos para superar a propagação de erro, os investigadores introduziram métodos como o autómato celular (Ghiglia *et al.*, 1987), o desembrulhar por regiões (Towers *et al.*, 1991), teorias de árvore (Huntley, 1989; Judge *et al.*, 1992), desembrulhar temporal (Huntley e Saldner, 1993), método adaptativo com critério de segunda diferença mínima (Quiroga *et al.*, 1995) e o uso de procedimentos de inteligência artificial (Stahl, 1989). Estes métodos têm características menos desejáveis, como sejam algoritmos complicados, grandes tempos de computação e exigem continuidade da fase a desembrulhar.

Aqui apresentamos um método alternativo que supera a maioria dos problemas previamente referidos, permitindo desembrulhar a fase sem qualquer tipo de propagação de erros devidos a inconsistências de fase. O método é baseado na determinação de fase usando dois comprimentos de onda, permitindo obter dois mapas de fase independentes e com descontinuidades em diferentes locais. A partir destes mapas de fase, é possível desembrulhar a fase através do comprimento de onda sintético, que é o resultado do batimento dos dois comprimentos de onda usados. Este método representa uma aplicação inovadora da técnica de duplo comprimento de onda à interferometria holográfica e *speckle* (Chousal e Gomes, 1996). O duplo comprimento de onda já havia sido usado para levantamento de formas (Jones e Wykes, 1983)

A grande vantagem deste método reside na eliminação de toda e qualquer propagação de erro, pois é um procedimento pontual, não havendo qualquer relação no processamento entre pontos vizinhos. Este método pode ser aplicado até mesmo em imagens de fase com descontinuidades superiores a 2π (violação da frequência de Nyquist), o que inclui descontinuidades nos próprios objectos. O método revela-se muito poderoso, porque até mesmo em regiões onde as franjas são muito densas a fase é desembrulhada consistentemente. A gama de medida pode ainda ser ampliada analisando a parte fraccionária da diferença de fase. Greivenkamp (1987) referiu que o principal problema parece ser arranjar lentes que sejam acromáticas para os dois comprimentos de onda utilizados. Actualmente tal não constitui propriamente um problema, já que a existência de material de óptica de boa qualidade permite contornar facilmente essa dificuldade.

Interferometria Inteira

Gushov e Solodkin (1991) apresentaram a primeira abordagem ao desembrulhar da fase com duplo comprimento de onda. Para isso recorreram a uma técnica semelhante à agora apresentada e que chamaram de interferometria de inteiros, baseada nas propriedades de divisibilidade dos inteiros tratadas pela teoria numérica (*number theory*).

O conceito base é o de congruência. Se dois inteiros a e b têm o mesmo resto na divisão por m, eles são ditos congruentes módulo m. A expressão seguinte representa a forma matemática de expressar essa definição:

$$a \equiv b(\mathrm{mod}\, m) \tag{7.16}$$

Para resolver o problema dos dois comprimentos de onda, basta encontrar uma solução que satisfaça simultaneamente as duas congruências que têm como base os referidos comprimentos de onda. Consideremos o caso concreto dos períodos m_1=4 e m_2=5. A solução passa então pela resolução do seguinte sistema de congruências:

$$\begin{aligned} X &\equiv b_1(\mathrm{mod}\, 4) \\ X &\equiv b_2(\mathrm{mod}\, 5) \end{aligned} \tag{7.17}$$

Cuja solução (Gushov e Solodkin, 1991) é:

$$X \equiv 5b_1 + 16b_2(\mathrm{mod}\, 20) \tag{7.18}$$

e se representa na Fig. 7.8. Cada uma das congruência de períodos m_1=4 e m_2=5 é representada por uma função com a forma de dente de serra. A solução do sistema de congruências é dada pela mesma função mas agora com um período m=20. Isto significa que ao usarmos os períodos 4 e 5 só podemos resolver sem ambiguidade variações de fase da mesma ordem de grandeza que os respectivos períodos. No entanto, o uso combinado permite resolver sem ambiguidade variações de fase 4 a 5 vezes maior.

E qual é a relação disto com a interferometria? A Fig. 7.9 permite elucidar esta questão. Nela se mostram as franjas sinusoidais correspondentes a dois comprimentos de onda diferentes, para uma situação de fase monótona crescente (rampa). O segundo gráfico mostra a fase de cada uma das franjas que torna clara a relação entre o desembrulhar da fase e a teoria antes exposta. A ideia é, por isso, obter a fase sem saltos de 2π até que as duas funções se voltem a encontrar para iniciar um novo ciclo. Gushov e Solodkin (1991) desenvolveram o método para determinar a fase a partir das próprias franjas, isto é sem qualquer cálculo de fase. Só nestas circunstâncias este método é vantajoso porque, tendo a fase para cada um dos comprimentos de onda, é preferível usar a diferença de fase, como se mostra no quarto gráfico. Para isso, a diferença de fase deve ser corrigida para módulo 2π (aos valores negativos adiciona-se 2π), de modo a termos uma variação contínua. Deste modo teremos uma medida que é contínua e não discreta como a baseada na teoria dos números inteiros.

Este método tem a limitação de só poder ser usado com comprimentos de onda sem divisores comuns (números primos) e é muito sensível ao ruído, o que constitui um grande obstáculo à sua aplicação à interferometria *speckle*.

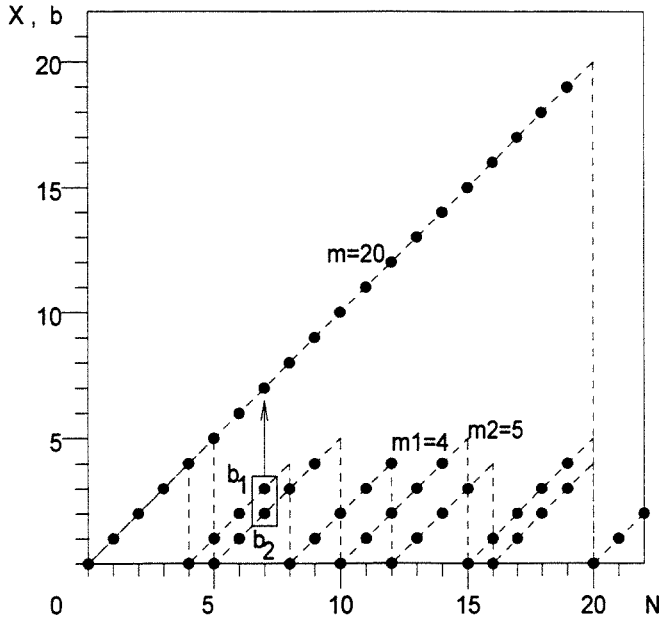


Fig. 7.8. Sistema de duas congruências (m_1=4, m_2=5) e a sua solução (m=20). No rectângulo temos b_1=3 e b_2=2 donde X=47(mod20)=7.

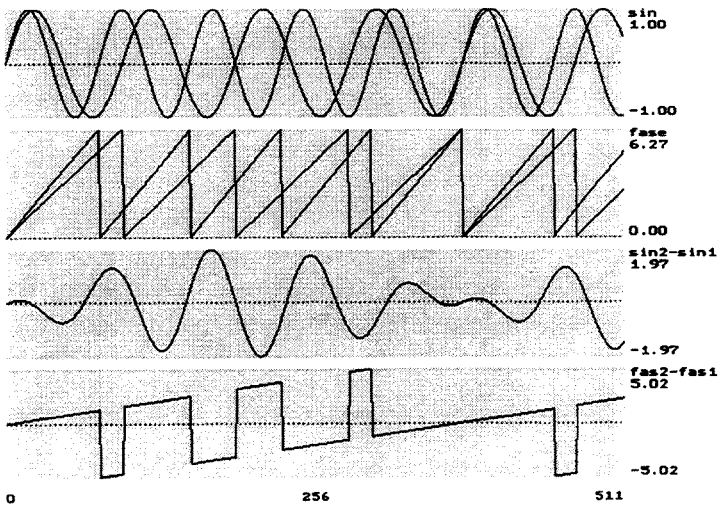


Fig. 7.9. Relação entre franjas obtidas para uma mesma função deslocamento usando dois períodos diferentes.

Interferometria Bicolor

Comprimento de Onda Sintético

O uso de dois comprimentos de onda diferentes permite, como já referimos, obter a fase baseada num novo comprimento de onda (o comprimento de onda sintético), que é o resultado do batimento dos comprimentos de onda originais:

$$\lambda_{syn} = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|} \tag{7.19}$$

O comprimento de onda sintético pode ser substancialmente maior que qualquer dos que lhe deram origem (ver Tabela 7.1). Por esse motivo possibilita a medição de maiores deslocamentos sem a ambiguidade resultante da aplicação da função arco-tangente. A fase para o comprimento de onda sintético é determinada pela diferença das fases dos comprimentos de onda originais:

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 \tag{7.20}$$

Com um dos comprimento de onda, o deslocamento na direcção bissectora entre o vector iluminação e a direcção de observação (direcção do vector sensibilidade) pode ser obtido por (Jones e Wykes, 1983):

$$d = \frac{\phi_1}{2\pi} \cdot \frac{\lambda_1}{2} \tag{7.21}$$

onde λ_1 é o comprimento de onda usado e ϕ_1 é a diferença de fase associada. Com o comprimento de onda sintético, o deslocamento pode ser obtido agora numa gama maior (a gama sintética) usando uma expressão semelhante, tendo em conta a nova fase e o novo comprimento de onda:

$$d = \frac{\Delta\phi}{2\pi} \cdot \frac{\lambda_{syn}}{2} \tag{7.22}$$

Resultados Experimentais

Numa primeira situação, Fig. 7.10, foi simulado o método apresentado recorrendo ao uso de duas deformações muito próximas, o que é semelhante ao efeito da utilização de dois comprimentos de onda. Foi usada uma placa circular encastrada ao longo do seu bordo e à qual foi aplicada um momento central com direcção tangente ao plano da própria placa (como esquematizado na figura).

Esta experiência mostra uma das grandes vantagens do método aqui apresentado. Essa vantagem advém do facto de que mesmo nas regiões onde a densidade das franjas é muito elevada, onde inclusivamente se perde o contraste no padrão de franjas, a fase é desembrulhada correctamente. Isto pode ser observando na região central onde a densidade das franjas é demasiado elevada para

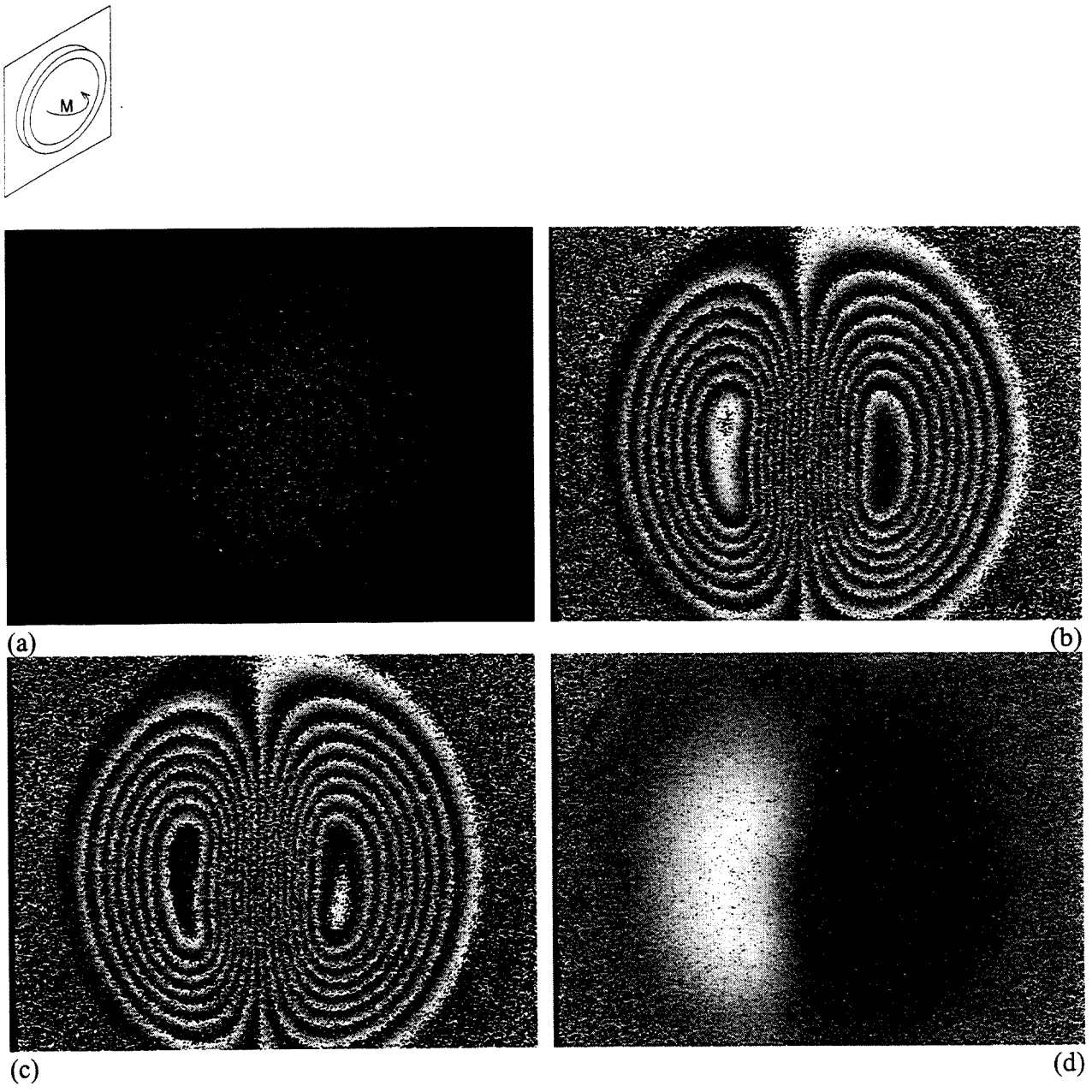


Fig. 7.10. Desembrulhar da fase duma placa circular sujeita a um momento central de direcção vertical tangente ao plano da superfície. (a) Franjas de correlação, (b) fase para a primeira deformada, (c) fase da segunda deformada e (d) diferença entre as duas imagens de fase anteriores.

que os métodos convencionais a processem convenientemente. Repare-se que na imagem (a) não se conseguem distinguir as franjas na zona central; no entanto a imagem (d) apresenta uma fase desembrulhada sem qualquer inconsistência. Mesmo que localmente se ultrapasse a frequência de Nyquist, o método permite desembrulhar a fase, apenas sendo necessário que a variação total de fase esteja dentro da gama sintética. Como termo de comparação, mostra-se na Fig. 7.12(a) a fase desembrulhada da imagem da Fig. 7.10(b) usando o método da árvore das menores diferenças. Este algoritmo não consegue obviamente lidar com a densidade de franjas na zona central, verificando-se o colapso do método nessa zona central.

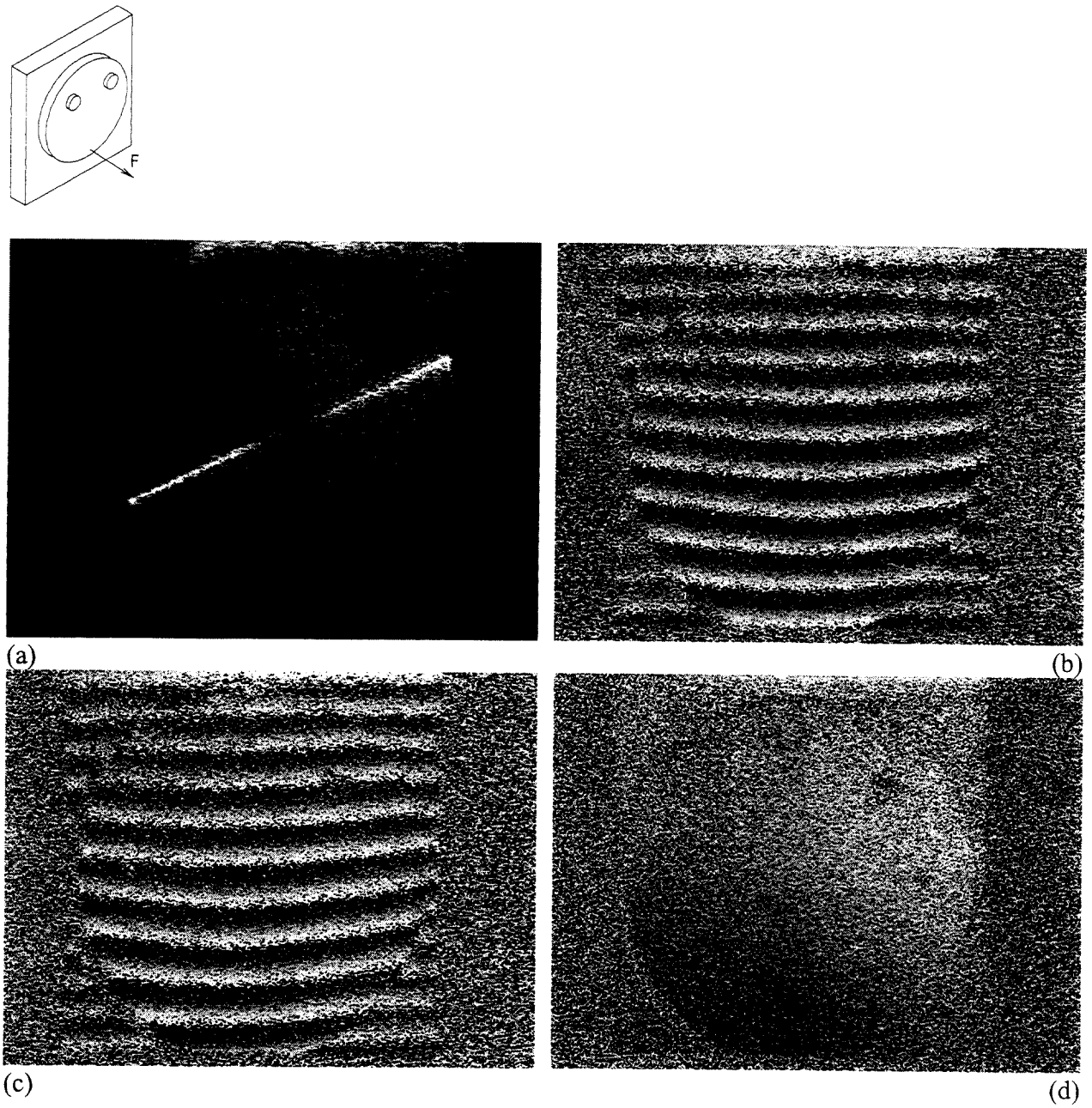


Fig. 7.11. Prato circular fixo a uma estrutura rectangular por dois parafusos aplicados na parte superior e sujeito a um deslocamento na parte inferior (a). Fase obtida para esse deslocamento usando λ=488nm (b). A mesma fase mas obtida para λ=515nm (c). Fase desembrulhada usando o comprimento de onda sintético λ_{syn} (d).

Numa segunda situação, foi experimentado o uso dos dois comprimento de onda. Para isso usou-se um LASER de Argon que pode ser excitado em comprimentos de onda diferentes. Este LASER possui vários comprimentos de onda para os quais há emissão de luz. Neste teste usaram-se os dois comprimentos de onda que permitem obter mais energia, ou seja a 488nm (azul) e 515nm (verde), como indicado na Tabela 7.1. O objecto de teste foi um prato circular fixado a uma chapa de aço por dois parafusos no topo do prato, como se pode ver no pequeno esquema da Fig. 7.11. Um deslocamento foi aplicado no fundo do prato, causando a rotação em torno do eixo que liga os dois parafusos. As imagens de fase para cada um dos comprimentos de onda usados (b)(c) mostram claramente a descontinuidade entre o prato circular e a estrutura de

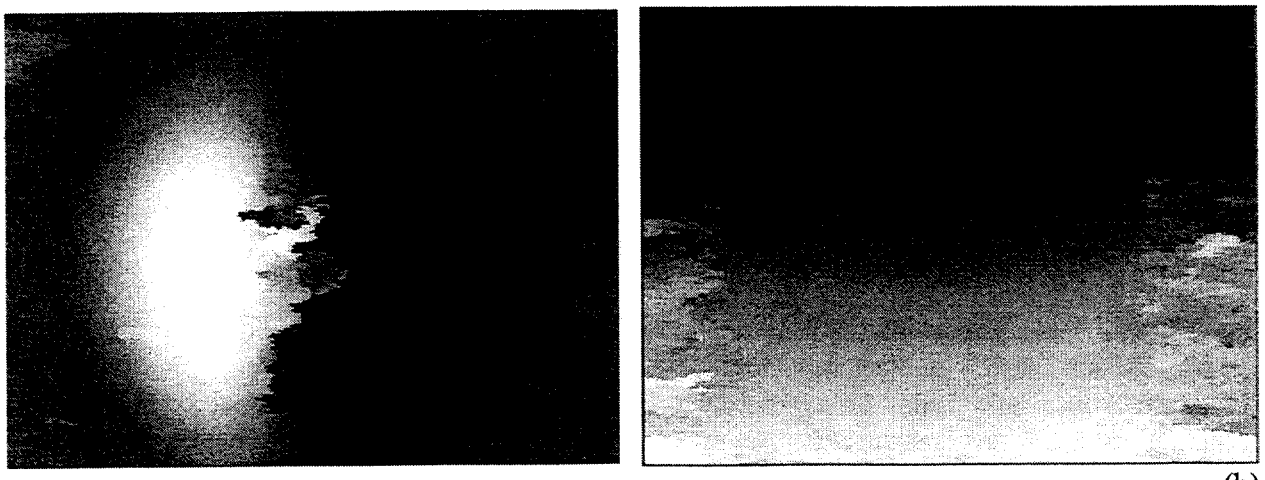
suporte posterior. É aqui que surge outra das vantagens do método apresentado e que pode ser vista na imagem (d): apesar da existência de descontinuidades no objecto, a fase é desembrulhada adequadamente. As imagens (b) (c) e (d) mostram, em sequência, a fase ϕ_1, a fase ϕ_2 e o mapa de fase desembrulhado usando a gama sintética.

Nesta última experiência aparecem alguns erros devidos à utilização da mudança de comprimento de onda manual. O tempo para registrar todas as imagens é muito longo e as instabilidades ambientais deterioram consequentemente os resultados finais. Espera-se uma melhoria significativa dos resultados quando for possível usar um LASER com comutação rápida de comprimento de onda, se possível controlado através duma porta série, permitindo assim reduzir drasticamente o tempo para armazenar as imagens. Outra solução alternativa será a utilização de uma montagem com duplo LASER.

Apesar do elevado grau de ruído é visível o bom comportamento do método, desembrulhando correctamente a fase nos locais de separação dos dois objectos. O mesmo já não acontece com o método da árvore das menores diferenças, Fig. 7.12(b). Repare-se que, neste caso, este método consegue resolver a fase no prato circular, ainda que com algumas falhas (especialmente no bordo superior), mas falha totalmente na estrutura de suporte. Isto explica-se simplesmente por se ter superado a frequência de Nyquist. Como o algoritmo começa a resolver o prato, aí comporta-se adequadamente; quando salta para a estrutura de suporte, ao não existir continuidade de fase, o algoritmo entra em colapso.

Gama Estendida

Nas situações mais comuns de interferometria *speckle* a gama sintética é geralmente suficiente para solucionar o problema de desembrulhar a fase sem ambiguidade. Mas se não for esse o caso, é possível ir mais além na eliminação de ambiguidade analisando o excedente fraccionário da diferença entre a fase sintética e a fase com um dos comprimentos de onda originais (Benoît, 1898; Groot, 1994).



(a) (b)

Fig. 7.12. A fase dos casos da Fig. 7.10 e da Fig. 7.11 desembrulhada pelo método da árvore das menores diferenças.

A ordem de franja para o primeiro comprimento de onda, no intervalo de comprimento de onda sintético (ver Fig. 7.13), pode ser obtida pela expressão:

$$n_1 = \frac{1}{2\pi} \cdot \left(\frac{\Delta\phi \cdot \lambda_{syn}}{\lambda_1} - \phi_1 \right) \tag{7.23}$$

A partir da ordem da franja n_1 podemos calcular a ordem de franja do comprimento de onda sintético no intervalo estendido, considerando a parte de fraccionária de n_1:

$$n_{syn} = \frac{\text{nint}(n_1) - n_1}{\lambda_{syn}/\lambda_1 - \text{nint}(\lambda_{syn}/\lambda_1)} \tag{7.24}$$

onde "nint" representa o operador que determina o inteiro mais próximo do seu argumento. Esta ordem de franja pode ser convertida para ter como referência o comprimento de onda λ_1, fazendo:

$$n_1' = n_1 + \frac{\lambda_{syn}}{\lambda_1} \cdot \text{nint}(n_{syn}) \tag{7.25}$$

O cálculo do deslocamento na gama estendida é agora obtido a partir de:

$$d = \left[\text{nint}(n_1') + \frac{\phi_1}{2\pi} \right] \cdot \frac{\lambda_1}{2} \tag{7.26}$$

Como exemplo do ganho em termos de gama de medição, apresentamos alguns valores na Tabela 7.1. Aí se mostram algumas combinações possíveis de implementação da interferometria com desmodulação bicolor, usando os LASER existentes no nosso laboratório. Evidentemente que muitas outras combinações são possíveis usando outros comprimentos de onda, eventualmente com maiores benefícios em termos de extensão da gama. O factor de multiplicação da gama estendida em relação à gama obtida com o comprimento de onda sintético pode ser calculada por (Groot, 1994):

$$N = \left| \text{nint}\left[\frac{1}{\lambda_{syn}/\lambda_1 - \text{nint}(\ _{syn}/\lambda_1)} \right] \right| \tag{7.27}$$

Na Tabela 7.1, o primeiro exemplo corresponde ao caso da utilização de dois dos comprimentos de onda de um LASER de Argon (o primeiro está na gama dos azuis e o segundo na dos verdes). O segundo exemplo refere-se à utilização de um díodo LASER, no qual a mudança de temperatura pode ser usada para alterar o comprimento de onda de emissão (ambos os comprimentos estão na zona invisível dos infravermelhos). Finalmente, o terceiro exemplo é para a combinação de um LASER de Argon (515 nm) com um LASER de He-Ne (633 nm), estando este último comprimento de onda na zona vermelha.

Da análise da Tabela 7.1 podemos ver que comprimentos de onda mais próximos resultam normalmente em gamas sintéticas maiores. Atendendo a que essa proximidade tem limites, devido à existência do ruído de *speckle*, comprimentos de onda demasiado próximos não são geralmente a melhor escolha. Há que procurar, portanto, uma solução de compromisso.

Estado da Arte e Perspectivas Futuras

O método apresentado supera alguns dos problemas mais difíceis inerentes aos métodos convencionais de desembrulhar por varrimento. Isto sucede porque os mapas de fase são desembrulhados numa base ponto a ponto, portanto, sem propagação de erros. O método

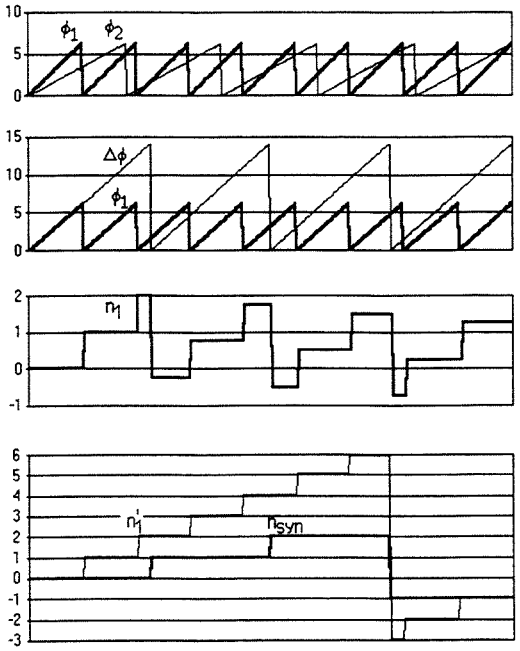


Fig. 7.13. Exemplo das ordens de franja num caso simples, com λ_1=5 e λ_2=9

λ_1 [nm]	λ_2 [nm]	gama sintética	gama estendida
488	515	× 18.1	× 253
774	794	× 38.7	× 116
515	633	× 4.4	× 13

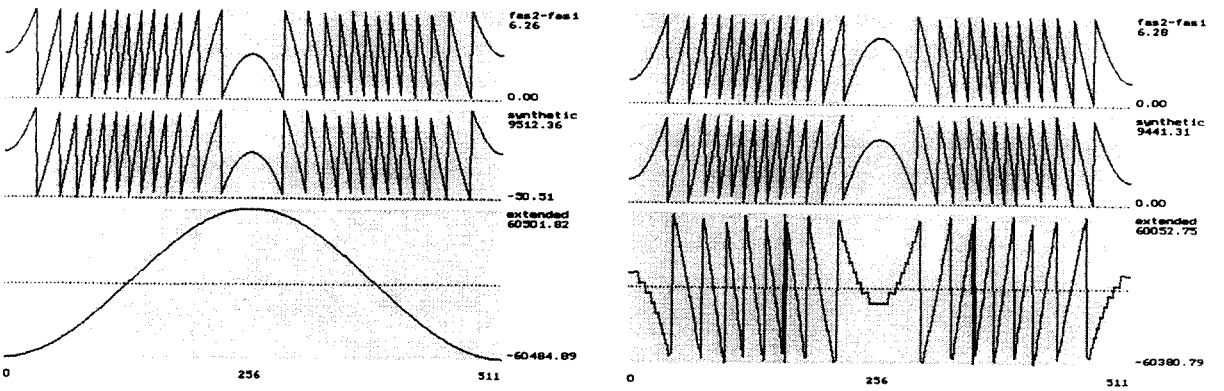
Tabela 7.1. Factores de multiplicação do deslocamento medido com as gamas sintética e estendida.

revela-se muito poderoso porque até mesmo em regiões onde é ultrapassada a frequência de Nyquist, quer seja por subamostragem quer por descontinuidade dos objectos, a fase pode ser desembrulhada com sucesso.

Mas nem tudo são vantagens. Os principais problemas começam a surgir quando pensamos em realizar uma montagem experimental que permita utilizar a metodologia exposta. Pode pensar-se na utilização de um único LASER, mas esta solução só permite avaliar situações estáticas e em ambientes estáveis. Como já referimos anteriormente, as instabilidades ambientais são o suficiente para anular completamente um teste. Por esse motivo, mesmo com comutações rápidas de comprimento de onda, não nos parece ser essa a solução definitiva. A montagem de duplo LASER deve permitir resolver estas dificuldades.

Ainda assim podem antever-se outros problemas. A gama sintética oferece todas e quaisquer garantias de sucesso sob as mais adversas condições, uma vez que é simplesmente baseada na subtracção das fases correspondentes aos dois comprimentos de onda. Já o mesmo não se pode afirmar da gama estendida. Esta, atendendo ao procedimento matemático envolvido, é muito sensível a erros de frequência. A Fig. 7.14 pretende ilustrar precisamente este problema. Nos gráficos (a) mostra-se a aplicação das gamas sintética e estendida ao caso do uso dos comprimentos de onda 488 e 515nm. Conforme se pode ver no último gráfico da Fig. 7.14(a), a fase é desembrulhada com sucesso usando a extensão da gama sintética. A experiência feita de seguida foi a de gerar o primeiro sinal com o comprimento de onda 489nm e continuar a "fazer as contas" como se de 488nm se tratasse. O resultado é bem evidente no último gráfico de (b), ou seja o colapso total do algoritmo. É nossa convicção de que este perigo pode não representar uma barreira real, já que os métodos ópticos, sendo extremamente precisos não devem introduzir erros dessa magnitude. Além disso, a aquisição das imagens em simultâneo permitirá garantir que as perturbações ambientais não interferirão neste tipo de problemas. É contudo uma contrariedade a ter em conta e as conclusões só poderão ser tiradas quando se experimentar uma situação real. Por isso, ficamos por enquanto na expectativa optimista de que o método tem boas possibilidades de funcionar. Os erros devidos a ruído sinal não parecem ser graves, pois apenas irão influenciar alguns pontos do mapa de fase não exercendo qualquer influência sobre os restantes.

Vamos agora sugerir duas montagens que permitirão a aplicação da técnica à interferometria de



(a) (b)

Fig. 7.14. Desmodulação bicolor com λ=488nm e λ=515nm. Situação normal (a) e efeito da introdução de um ligeiro erro num dos comprimentos de onda, que origina o colapso do algoritmo (b).

correlação *speckle* para medição de deslocamentos fora do plano. Trata-se de duas montagens originais para a aplicação da metodologia de duplo comprimento de onda, relativamente às quais apenas se lamenta o facto de não terem podido ser experimentadas. A aplicação a outro tipo de sensibilidades terá que ser ainda pensada, apesar de apresentarem maiores dificuldades de implementação, não se deve excluir à partida a sua possibilidade.

Vejamos então a primeira montagem proposta para aplicação do método, Fig. 7.15. Basicamente esta montagem é formada por um interferómetro duplo. Ambos os LASER iluminam o objecto através de um caminho obtido à custa de um espelho parcial. O alinhamento desta parte deverá ser extremamente fácil. A reflexão no objecto da luz das duas frequências chega a ambas as câmaras CCD à custa do espelho parcial (cubo) colocado à entrada do sistema formador de imagem, logo após a lente. À saída de cada um dos LASER é recolhido o feixe de referência que é introduzido numa fibra óptica à custa de um acopulador óptico. Esse feixe de referência é então expandido na abertura de cada um dos dois sistemas formadores de imagem por uma microlente formada na extremidade de cada fibra óptica. Só há lugar a interferência quando se encontram na superfície fotossensível frentes de onda com a mesma frequência. Quer isto dizer que numa das câmaras teremos interferência apenas correspondente ao primeiro dos comprimentos de onda, apesar de existir luz do segundo comprimento de onda proveniente do objecto. Como apenas uma das referências chega à superfície fotossensível, só para esse comprimento de onda haverá lugar a interferência. Na outra câmara teremos interferência para o segundo comprimento de onda. A montagem aqui mostrada sugere a utilização da modulação por introdução de uma portadora nas franjas primárias. No entanto, a utilização do *phase stepping* é facilmente conseguida através da introdução de moduladores de fase num dos caminhos (na frente de onda objecto ou referência). Parece-nos que a melhor opção será mesmo a introdução da portadora nas franjas primárias, uma vez que este tipo de modulação permite determinar a variação de fase mesmo em situações dinâmicas. Um dos maiores problemas desta montagem vai ser o alinhamento das duas câmaras, uma vez que ambas terão de abranger exactamente a mesma cena.

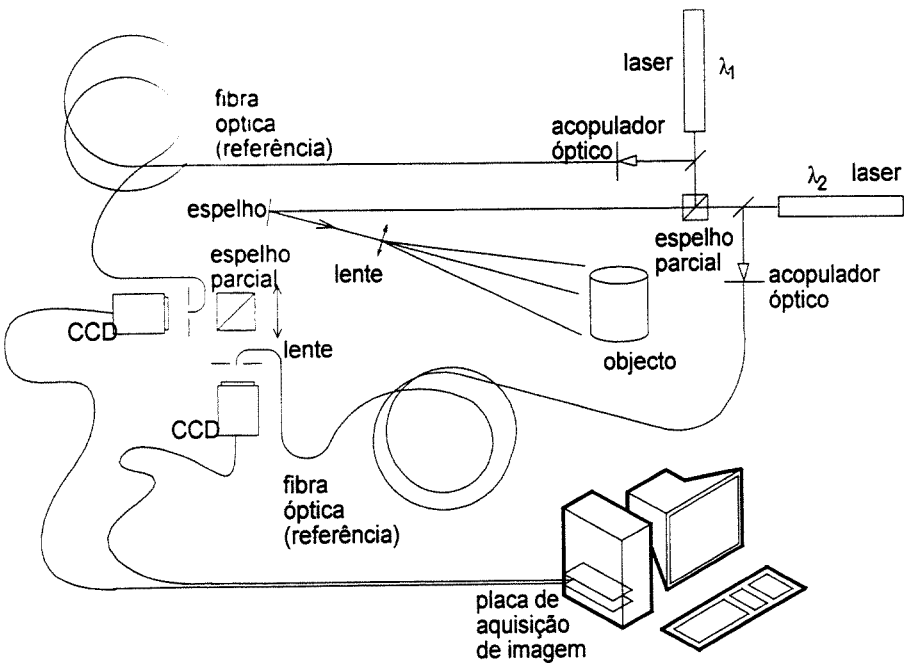


Fig. 7.15. Primeira sugestão para um interferómetro bicolor com modulação da fase por introdução de portadora.

Isto não é fácil e exige uma metodologia própria de alinhamento. Uma boa referência será Haasteren (1994) que usou esta abordagem para implementar um sistema multicâmara de *phase stepping*. Aí se podem encontrar algumas dessas metodologias de alinhamento dum sistema multicâmara.

A segunda sugestão de montagem exige a utilização da portadora como forma de modulação dos interferogramas, Fig. 7.16. Parece ser sobretudo uma técnica mais promissora quando aplicada a interferómetros com outro tipo de sensibilidades. Trata-se dum sistema monocâmara, e portanto sem os problemas de alinhamento referidos na primeira montagem. A nova ideia passa pela gravação dos dois interferogramas na mesma imagem. Seguindo a sugestão de Gutjahr (1993), a técnica consiste em introduzir uma das referências com uma portadora vertical e a outra com uma portadora horizontal, Fig. 7.17. Só as frentes de onda de idêntica frequência interferem entre si e, por isso, não existe problema ao ser tudo misturado. A introdução de portadoras diferentes é necessária para permitir a separação dos sinais na desmodulação que pode ser feita quer através da FFT quer da desmodulação sinusoidal. Se ambas as portadoras tivessem a mesma orientação, os sinais apareceriam sobrepostos sem possibilidade de separação. Mesmo assim vai eventualmente aparecer uma certa sobreposição que degradará ligeiramente o sinal, mas que permitirá certamente a sua desmodulação. A Fig. 7.17 mostra o detalhe da abertura do sistema, onde se podem ver as duas fibras ópticas (à volta da abertura) usadas para introduzir as frentes de onda de referência.

A Fig. 7.16 mostra a montagem completa, muito semelhante à anterior. Apenas foi retirada uma das câmaras e a referência que aí entrava foi introduzida na câmara que restou. Não há agora necessidade de usar o espelho parcial à entrada, o que aumenta a eficiência óptica de todo o sistema. Também em termos de processamento de sinal vídeo as coisas ficam mais simplificadas, já que apenas temos que condicionar um sinal. Um dos eventuais problemas será a muita

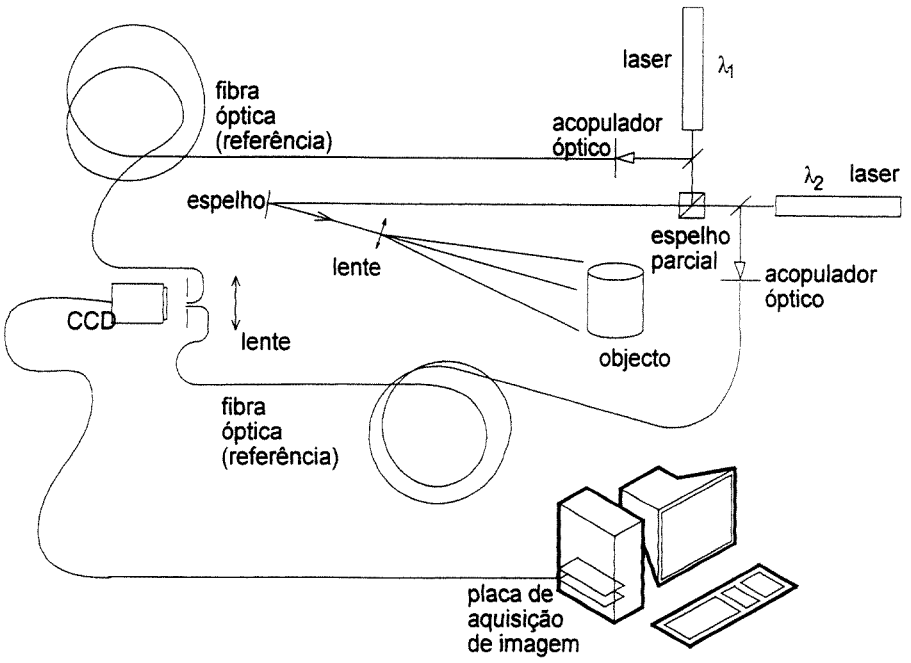


Fig. 7.16. Segunda sugestão para um interferómetro bicolor com modulação da fase por introdução de portadora.

informação introduzida numa única imagem. Vamos ter dois interferogramas para uma resolução de 512×512 com 8 *bits* de sinal. Neste último ponto há que ter em conta o facto de termos adição de intensidades e, portanto, a modulação de cada imagem deverá ser no máximo metade do que seria para um interferograma simples. O aumento da resolução das câmaras CCD permitirá resolver a curto prazo este tipo de problemas. Relativamente à modulação, já existem há muito tempo câmaras com 12 *bits* e começam a aparecer as câmaras monocromáticas de 16 *bits*, pelo que esse também não será certamente um problema insolúvel.

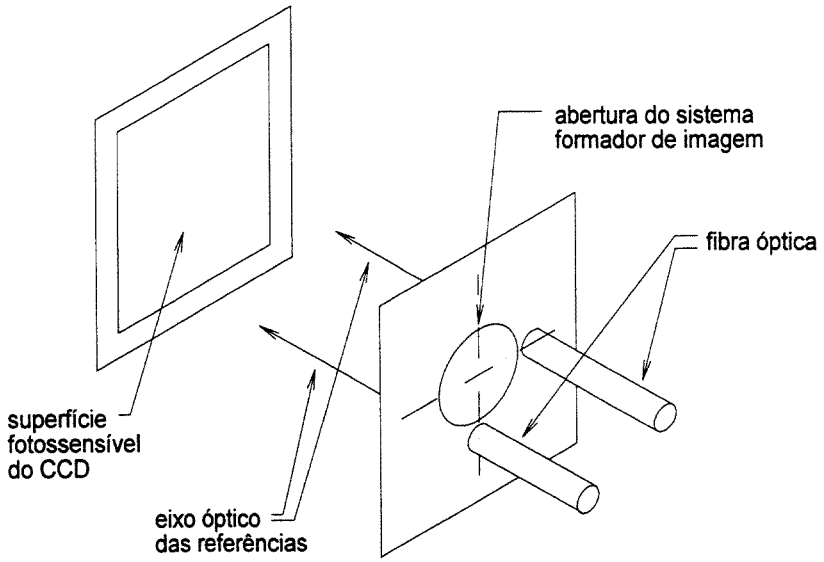


Fig. 7.17. Introdução de duas frentes de onda com portadoras ortogonais. As portadoras são introduzidas à custa das fibras ópticas colocadas à volta da abertura do sistema óptico formador de imagem.

8

Interpretação e Quantificação da Fase

Neste capítulo iremos mostrar exemplos de aplicação do trabalho desenvolvido. Os exemplos escolhidos não pretendem ser exaustivos mas meramente indicativos, permitindo sugerir, sobretudo, campos de aplicação. A acompanhar os exemplos de aplicação junta-se uma introdução e/ou ligeira abordagem da interpretação que pode ser feita aos resultados de cada um dos métodos. Com isto o leitor encontra um suporte inicial para futuros desenvolvimentos ou até para aplicações específicas que possam necessitar de tirar mais alguma informação, ou de converter essa informação de modo a obter grandezas mais adequadas àquilo que pretenda medir. Também, neste caso, não foi nossa pretensão levar esta interpretação até à exaustão. Esta tarefa ocuparia certamente muitas e muitas páginas que provavelmente será tema de trabalhos futuros.

As imagens de fase são normalmente apresentadas de forma que a variação de 0 a 2π (ou por vezes de $-\pi$ a $+\pi$) aproveite toda a gama de intensidade disponível na imagem ou seja, no caso presente, 256 níveis. Isto significa que, nessas imagens, preto representa a fase 0 radianos, branco representa 2π radianos, e os níveis de cinzento intermédios representam a variação entre aqueles dois valores. Para a fase embrulhada, estes valores repetem-se mesmo para valores reais da fase superiores a 2π. Para as imagens da fase desembrulhada, a direcção de crescimento da fase é também no sentido preto para o branco, sendo os valores extremos dependentes da gama usada pela fase total.

8.1 Fotoelasticidade

A fotoelasticidade é um método óptico de análise experimental de tensões que tem aplicação no estudo de peças e estruturas de geometria difícil ou sujeitas a solicitações de alguma forma complexas. As peças a estudar poderão ser representadas por modelos fotoelásticos ou revestidas com películas de material fotoelástico, de modo a proporcionar o estudo do campo de tensões nelas instaladas. As regiões a inspeccionar podem ser de dimensão apreciável, de tal modo que é

possível a avaliação rápida da qualidade do dimensionamento da peça, pondo em evidência zonas de elevadas tensões que poderão ser modificadas de forma a optimizar o desenho final.

A fotoelasticidade baseia-se na propriedade que determinados materiais plásticos têm de alterar o seu comportamento óptico conforme o estado de tensão a que estão sujeitos. Como método óptico que é, a fotoelasticidade encontra o seu fundamento físico na teoria da propagação da luz.

Efeito Fotoelástico: Lei de Maxwell

Os materiais fotoelásticos, isotrópicos quando livres de tensões, tornam-se anisotrópicos quando sujeitos a um estado de tensão não nulo. Esta característica de anisotropia temporária persiste enquanto estão sob tensão. Este comportamento é também conhecido por birrefringência temporária.

Em 1853, Maxwell constatou que a variação dos índices de refracção era proporcional à carga aplicada ao material fotoelástico e, consequentemente, às tensões e às deformações. No caso do estado plano de tensão, as relações entre os índices de refracção, segundo os eixos principais de um modelo fotoelástico, e as tensões traduzem-se da seguinte forma (Dally e Riley, 1978):

$$\begin{aligned} n_1 - n_0 &= c_1\sigma_1 + c_2\sigma_2 \\ n_2 - n_0 &= c_1\sigma_2 + c_2\sigma_1 \end{aligned} \tag{8.1}$$

onde σ_1 e σ_2 representam as tensões principais no ponto de interesse, n_0 o índice de refracção do material livre de tensões, n_1 e n_2 os índices de refracção do material sujeito a um estado de tensão e associados às direcções principais de tensão, e c_1, e c_2 são constantes ópticas.

Refira-se que, quando um material fotoelástico apresenta birrefringência, a direcção principal 1 (direcção da maior tensão) comporta-se como o eixo rápido enquanto a direcção 2 se comporta como eixo lento.

As equações (8.1) são definidas em termos de "atrasos" absolutos, que encontram uso nos interferómetros Mach-Zehnder e série. Em fotoelasticidade é utilizado o "atraso" relativo, que é menos exigente na colocação dos elementos ópticos, sendo por isso utilizado com mais frequência. As equações (8.1) podem ser transformadas nesse sentido se eliminarmos o termo n_0, obtendo-se assim:

$$n_2 - n_1 = c(\sigma_1 - \sigma_2) \tag{8.2}$$

onde $c=c_2-c_1$ representa mais uma característica fotoelástica do material.

Comportando-se o material fotoelástico do mesmo modo que uma placa birrefringente, podemos usar a equação de atraso característica (Chousal, 1991) para relacionar o desfasamento angular com a diferença entre os índices de refracção nas duas direcções principais. Considere-se assim um modelo de material fotoelástico com uma espessura h e atravessado por um feixe de luz

polarizada plana. Substituindo n_2-n_1 na equação característica pelo segundo membro de (8.2), obtemos:

$$\Delta = \frac{2\pi h}{\lambda} c(\sigma_1 - \sigma_2) \tag{8.3}$$

ou:

$$\sigma_1 - \sigma_2 = \frac{N f_\sigma}{h} \tag{8.4}$$

onde $N=\Delta/2\pi$ e representa o desfasamento em termos de ciclo completo ou de franja e $f_\sigma=\lambda/c$ é a constante de franja do material.

A equação (8.3) é a forma clássica da lei fundamental da fotoelasticidade. Na prática é habitual escrever esta equação sob a forma (8.4), devido à correspondência entre N e as franjas que aparecem no modelo fotoelástico. A constante de franja do material f_σ é normalmente fornecida pelo fabricante. As expressões anteriores permitem concluir que a diferença entre as tensões principais pode ser obtida se tivermos meios de medir o desfasamento.

8.1.1 Direcções Principais de Tensão

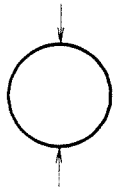
A orientação das direcções principais de tensão pode ser obtida a partir das franjas isoclínicas. Esta família de franjas é originada por uma das condições de extinção de luz no polariscópio plano. Essa condição verifica-se quando a orientação de uma das duas direcções principais de tensão coincide com a orientação do polarizador (Chousal, 1991). Por esse motivo aquelas franjas representam o conjunto de pontos para os quais as direcções principais de tensão tem a orientação do eixo do polarizador e a orientação perpendicular.

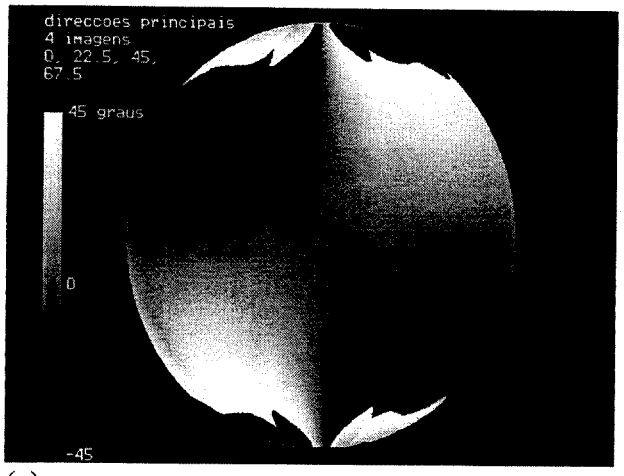
A fase das franjas isoclínicas permite obter de forma directa o ângulo entre a referência, por exemplo a orientação do eixo do polarizador, e um dos eixos principais em cada ponto da imagem. Note-se que a orientação pode ser qualquer uma das direcções principais 1 ou 2. Isto põe alguns problemas na utilização posterior destes resultados para processar as franjas isocromáticas. Este problema já foi referido, tendo como consequência uma súbita inversão da tendência da fase das isocromáticas.

Exemplo (i)

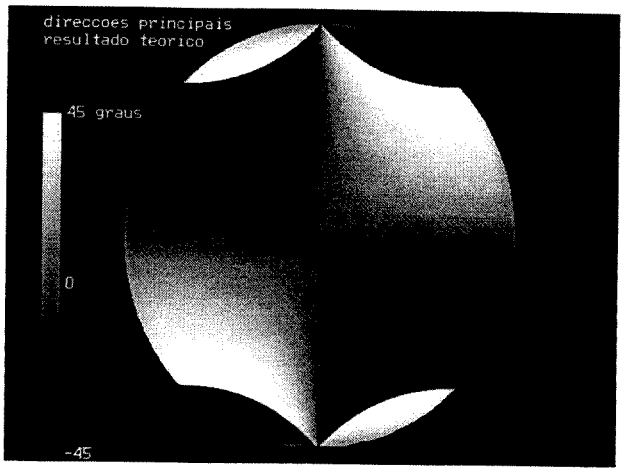
Na Fig. 8.1 pode ver-se o resultado do processamento das franjas isoclínicas no caso de um disco de material fotoelástico submetido a uma compressão diametral na direcção vertical. O resultado é bem próximo do resultado teórico (Chousal, 1991), como resulta evidente da comparação da imagem (a) com a (b). Verifica-se apenas uma ligeira perturbação devida à presença de franjas isocromáticas nas imagens processadas.

A obtenção deste tipo de informação é bastante fiável e permite chegar a resultados com grande rapidez, em comparação com os métodos convencionais de obtenção das direcções principais





(a)



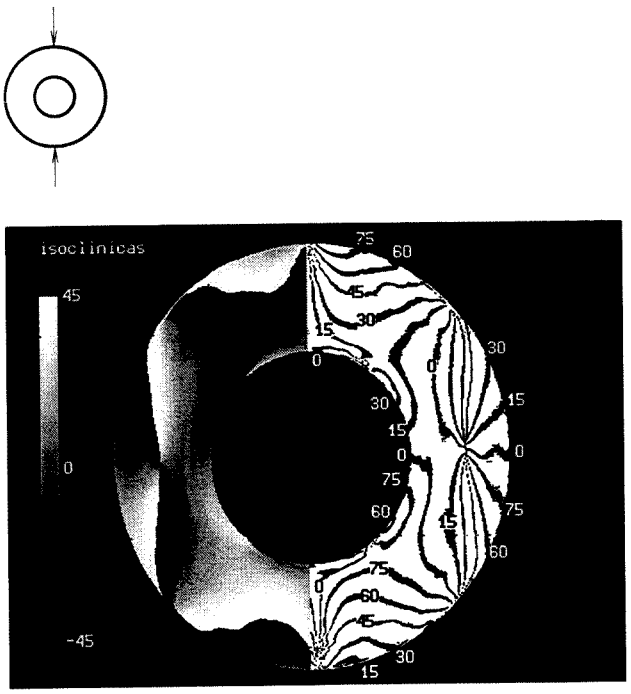
(b)

Fig. 8.1. Obtenção experimental do mapa de direcções principais de tensão (fase das franjas isoclínicas) de um disco em compressão diametral na direcção vertical (a). Resultado teórico do mesmo problema (b).

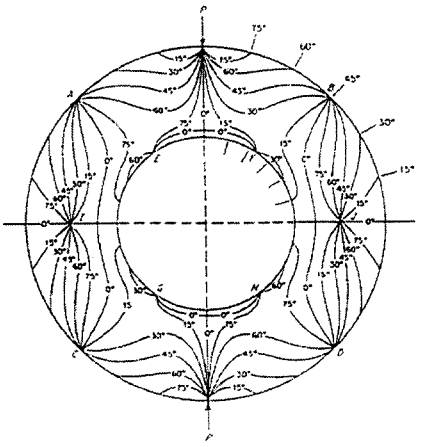
(Dally e Riley, 1978). Antes da utilização da fotoelasticidade digital, a obtenção do mapa das direcções principais de tensão era um processo lento e fastidioso. Para que essa tarefa fosse efectuada era primeiro necessário registar imagens das franjas isoclínicas para várias inclinações do polarizador. Estas imagens tinham como primeiro factor de erro o facto de as franjas isoclínicas serem bastante espessas, sendo difícil determinar o seu centro. A informação recolhida de cada uma das imagens era de seguida juntada num mapa global. Este mapa tinha só como informação rigorosa (ou talvez não!) as inclinações registadas. Com a fotoelasticiddade digital, bastam três imagens e um par de cálculos para obter toda aquela informação.

Exemplo (ii)

Mais um exemplo da qualidade dos resultados pode ser constatada na Fig. 8.2. Neste caso temos um anel sujeito ao mesmo tipo de solicitação que o disco anteriormente referido. Na imagem (a) pode ver-se o resultado do processamento, onde do lado esquerdo se mostra a fase das franjas isoclínicas e do lado direito foi feita a discretização do parâmetro isoclínica a partir do resultado de fase. Comparando o resultado obtido com a solução teórica (imagem (b)), pode observar-se uma concordância quase perfeita. A ligeira diferença que existe deve-se certamente a um desalinhamento no carregamento, situação habitual nos casos de compressão devido ao sistema de carregamento existente no polariscópio ter sido construído para solicitações de tracção.



(a)



(b)

Fig. 8.2. Mapa de direcções principais de tensão de um anel em compressão diametral na direcção vertical com discretização das direcções na metade direita (a). Resultado teórico do mesmo problema (b), segundo Dally e Riley (1978).

Exemplo (iii)

A Fig. 8.3 mostra uma aplicação da fotoelasticidade digital à biomecânica. Um modelo tridimensional de um fémur humano em material fotoelástico foi usado para a análise. Este modelo foi obtido a partir de um osso real que serviu para construir o molde onde foi introduzida a resina epoxy usada no modelo. O modelo foi carregado usando um procedimento que permitiu efectuar o congelamento das tensões, através de um ciclo de amaciamento em carga. O carregamento foi efectuado de modo a simular a solicitação do osso em situação real, sendo a carga aplicada na parte superior da cabeça do fémur. Uma estrutura de suporte especial permitiu apoiar o osso na outra extremidade. O modelo foi de seguida cortado em fatias com 2 mm de espessura. Após o congelamento das tensões, a informação sobre o estado de tensão permanece nas fatias obtidas, permitindo assim estudar o estado de tensão no interior do modelo fotoelástico. As imagens foram obtidas a partir de uma das fatias que foi colocada no campo do polariscópio.

A Fig. 8.3 mostra o estudo das direcções principais de tensão. Em (a) mostra-se uma imagem obtida no polariscópio plano onde se nota a isoclínica 0° como a franja mais espessa e que coincide com a zona de transição branco/preto na imagem (b), onde se mostra a fase das franjas isoclínicas no intervalo 0° (preto) a 90° (branco). A imagem (d) mostra as direcções principais discretizadas em intervalos, o que permite ter uma panorâmica mais esclarecedora dos resultados em termos visuais. Neste caso, os resultados foram apresentados no intervalo -45° (preto) a +45° (branco). Do mapa de fase podem ser construídas as linhas isostáticas, como se mostram na imagem (e). As isostáticas, também conhecidas por trajectórias das tensões principais

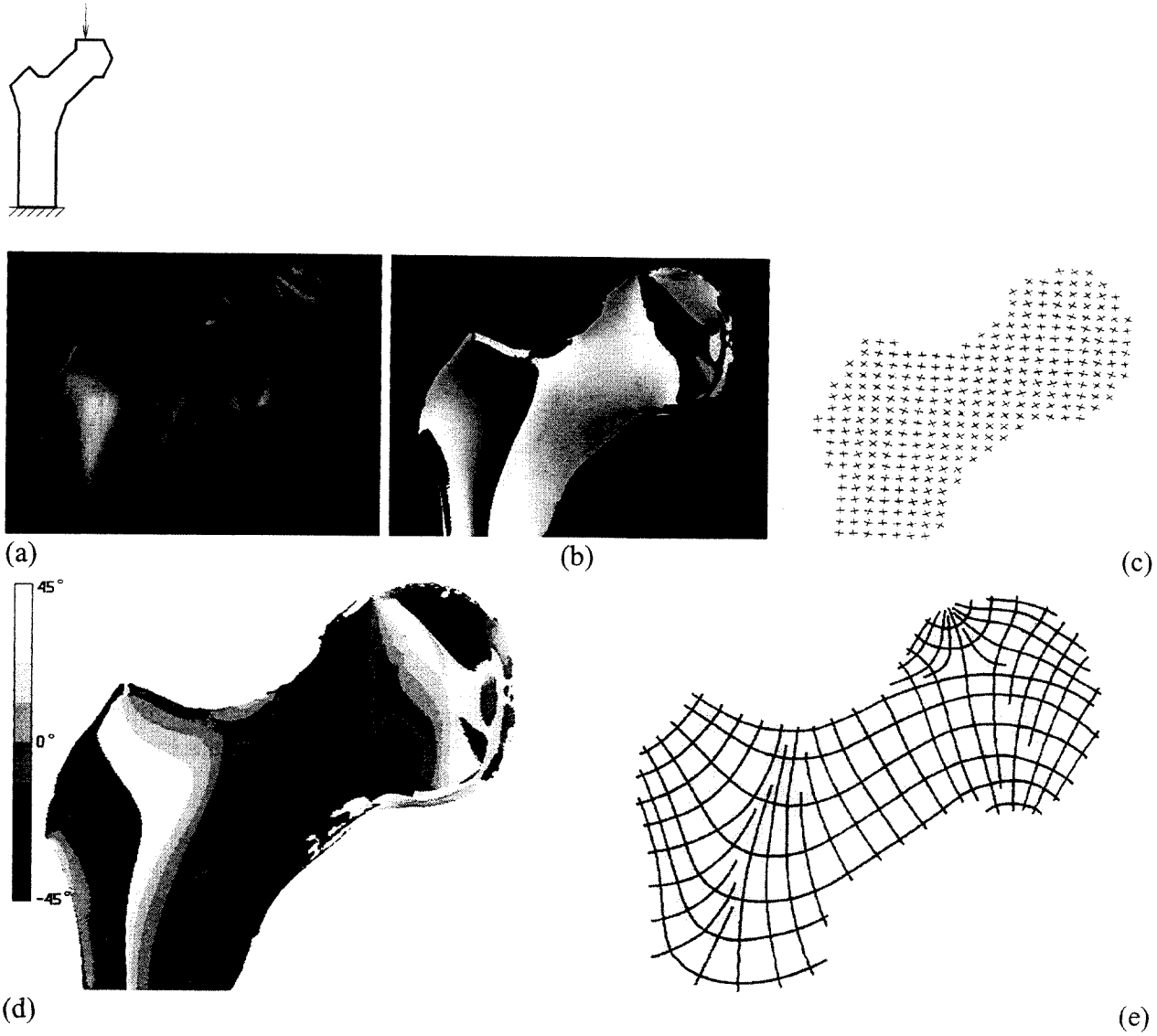


Fig. 8.3. Imagem do polariscópio plano duma fatia cortada de um modelo tridimensional do fémur humano (a). Fase das franjas isoclínicas (b). Mapa vectorial das direcções principais de tensão (c). Mapa das direcções principais em curvas de nível (d) e trajectórias das tensões principais ou linhas isostáticas (e).

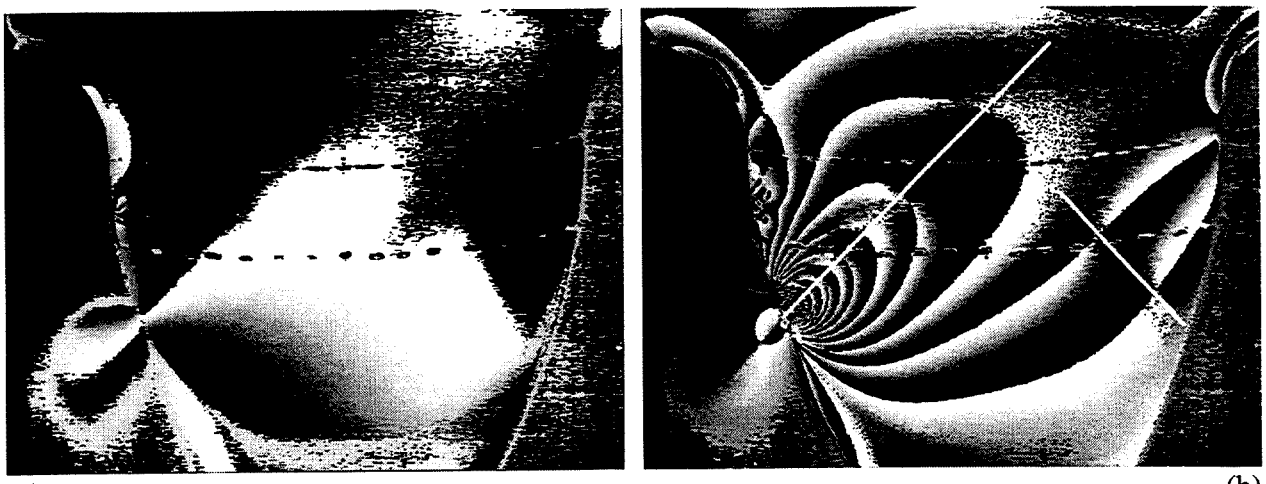
representam a evolução das direcções principais ao longo de toda a área do modelo. Um programa marca com pequenas cruzes as direcções principais numa matriz de pontos (c) e, a partir daquelas são traçadas as isostáticas. Neste caso manualmente (imagem (e)) e sem grande rigor, representando um resultado meramente indicativo. Este estudo teve interesse na verificação de que as trabéculas (estrutura óssea interna) existentes no interior da cabeça do fémur têm como orientação preferencial as direcções de máxima tensão. É possível, deste modo, estabelecer a correlação entre as direcções principais de tensão e a estrutura trabecular do osso (Simões *et al.*, 1994).

8.1.2 Tensão de Corte Máxima

A segunda condição de extinção da luz no polariscópio plano resulta da interferência destrutiva entre as componentes do vector luminoso que se propagam segundo os eixos principais de tensão. Isto sucede quando essas duas componentes estão em oposição de fase, originando a família de franjas conhecidas como isocromáticas. O desfasamento entre as duas componentes do vector luminoso pode ser relacionado com a diferença entre as tensões principais no plano do modelo fotoelástico pela equação (8.3). Pode assim dizer-se que as franjas isocromáticas traduzem a variação da tensão de corte máxima, $\tau_{máx}$, no plano do modelo fotoelástico já que, como é sabido:

$$\tau_{máx} = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \tag{8.5}$$

Para a obtenção da fase das franjas isocromáticas é necessária a fase das isoclínicas, como foi referido no capítulo 5. Isto traz como consequências os problemas de inversão de sinal que, como já referimos anteriormente são de difícil resolução. Mesmo assim, podem ser obtidos resultados sem o distúrbio originado por esta anomalia, já que nem toda a área de estudo é afectada. Sem aprofundar o assunto, podemos referir que a complexidade do problema leva já à utilização de redes neuronais, como foi referido por Wang e Patterson (1995). A Fig. 8.4 ilustra um caso evidente em que esta anomalia se verifica. A imagem (b) mostra a fase das franjas isocromáticas, na qual se nota a inversão da fase nos locais assinalados com as linhas brancas. Essa inversão de sinal é fácil de detectar, já que o que é branco dum lado da linha passa a preto do outro lado e vice-versa. Esta anomalia deve-se à mudança súbita do parâmetro isoclínica da direcção 1 para a 2, o que acontece quando se atinge os valores ±45°, correspondentes à transição branco/preto na imagem (a).

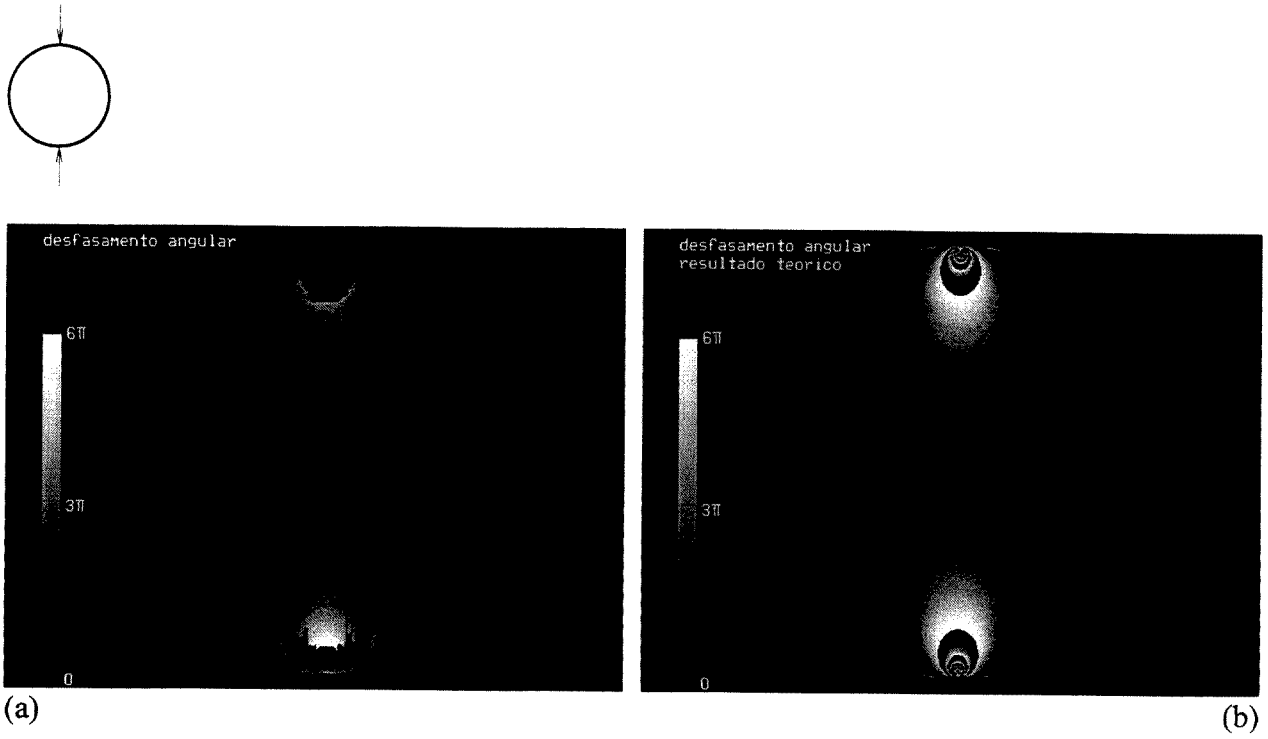


(a) (b)

Fig. 8.4. Fase das franjas isoclínicas de um modelo fotoelástico do dente duma engrenagem (a). Fase das isocromáticas com a anomalia de inversão de sinal assinalada pelas linhas brancas (b).

Exemplo (i)

Voltando ao exemplo do disco em compressão diametral, mostra-se na Fig. 8.5 o resultado obtido para a fase das franjas isocromáticas. Na imagem (a) pode ver-se o resultado do desfasamento angular já desembrulhado, permitindo a comparação directa com o resultado teórico da imagem (b). A concordância com a solução teórica é muito boa, como se mostra com mais detalhe em Chousal (1991). As principais divergências nos resultados são devidas ao facto de estarmos a comparar um problema real com o equivalente teórico. E para isso contribuem o efeito de bordo, variações de espessura, a impossibilidade prática de obter uma carga concentrada, o desalinhamento no sistema de carregamento e a não uniformidade do carregamento ao longo da espessura.



(a) (b)

Fig. 8.5. Desfasamento angular ou fase das franjas isocromáticas de um disco em compressão diametral (a). Solução teórica do mesmo problema (b).

Exemplo (ii)

No exemplo seguinte mostra-se a aplicação da fotoelasticidade digital ao caso de uma placa rectangular com um entalhe lateral. A placa foi carregada nas suas extremidades por uma carga de tracção situada sensivelmente a meio da largura, originado por isso um carregamento composto do tipo tracção mais flexão. A imagem (a) da Fig. 8.6 mostra o mapa das direcções principais de tensão com a variação de 0° (preto) a 90° (branco). Da observação desta imagem é possível encontrar uma linha vertical e outra horizontal onde as tensões principais no plano são paralelas aos bordos da peça. A imagem (b) representa a fase das franjas isocromáticas que, após

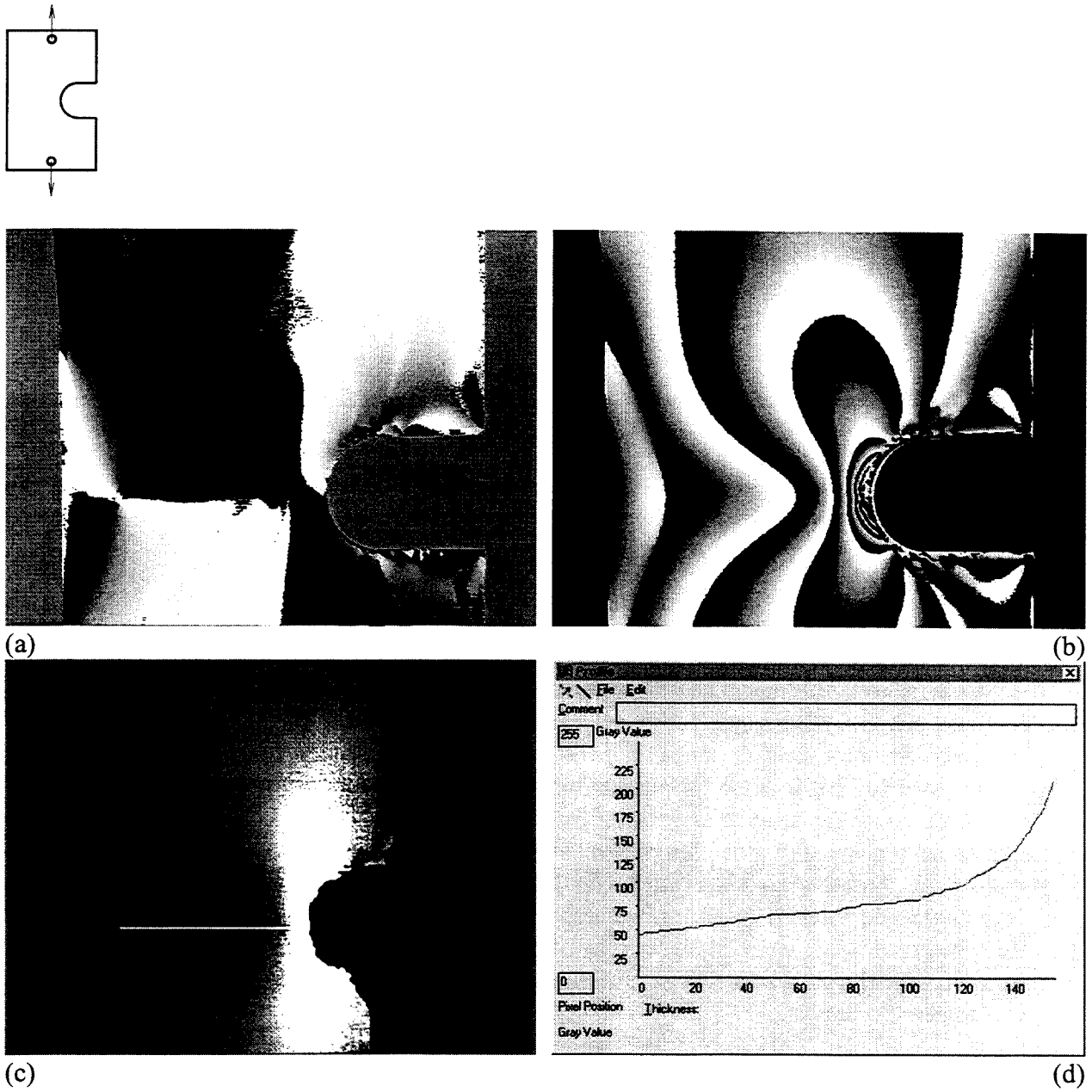
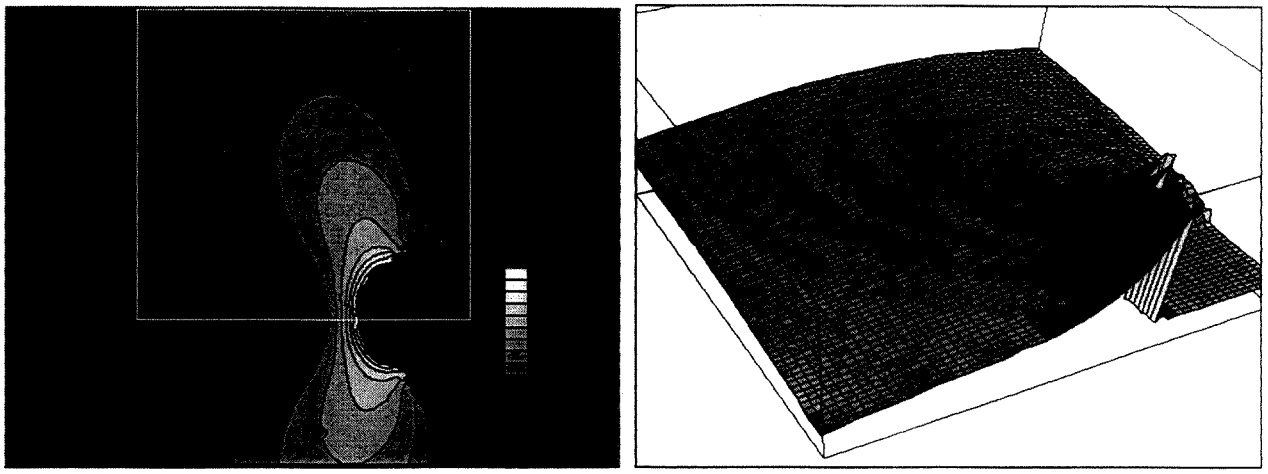


Fig. 8.6. Placa rectangular com entalhe lateral traccionada na direcção vertical. Mapa das direcções principais de tensão, de 0° a 90° (a). Desfasamento angular embrulhado (b) e desembrulhado (c). Gráfico da variação do desfasamento angular na direcção do entalhe (linha branca na imagem anterior) (d).

operação de desembrulhar, permite chegar ao resultado mostrado na imagem (c). A zona escura no bordo esquerdo da peça resulta do referido efeito da inversão do sinal e, por isso, teria que ser objecto de processamento adicional para representar o resultado correcto. Mas na parte direita esse efeito não existe e, por isso, o resultado obtido é válido, permitindo apreciar o efeito de concentração de tensões. O gráfico (d) mostra a evolução da fase ao longo da linha branca marcada na imagem (c). Esta fase está relacionada com a tensão de corte máxima e assim poderia ter sido estimado o factor de concentração de tensões para esta geometria.



(a) (b)

Fig. 8.7. Desfasamento angular da placa da Fig. 8.6 escalado em 16 níveis (a) e representação tridimensional da área rectangular assinalada pela linha branca na imagem da esquerda (b).

Ao longo deste capítulo iremos utilizar outros tipos de representação que a Fig. 8.7 permite ilustrar. Esses tipos de representação destinam-se a possibilitar uma leitura mais fácil para o olho humano, um sistema óptico que tem pouca resolução em termos de níveis de intensidade. A representação do mapa de fase contínuo torna a sua interpretação confusa para a visão humana, Fig. 8.6(c), sendo, neste caso, a representação por patamares de intensidade muito mais esclarecedora, como certamente se conclui da observação da imagem da Fig. 8.7(a). Outro tipo de representação possível é a de uma perspectiva tridimensional (imagem (b)). A pseudo terceira dimensão ajuda bastante na visualização do resultado, apesar de também sofrer de distorções devido ao ponto de vista da própria perspectiva. Como é normal, há sempre qualquer coisa que tem de ser sacrificada. A realidade virtual permitiria resolver o problema, mas ainda não se encontra disponível para o suporte que é utilizado para divulgar este trabalho, por isso se aguarda impacientemente o futuro ...

Exemplo (iii)

Voltando ao caso do fémur, pode ver-se na Fig. 8.8 a obtenção da fase das franjas isocromáticas. As duas primeiras imagens são, respectivamente, a imagem do polariscópio circular em campo escuro e em campo iluminado. A partir dessas imagens e mais uma ou duas pode calcular-se a fase das franjas que é mostrada na imagem (c). Desembrulhando a fase, podemos estabelecer um mapa de variação da tensão de corte, como se mostra na imagem (d). As principais tensões desenvolvidas são de compressão e de flexão (Simões *et al.*, 1994). Daí que os locais mais solicitados sejam a zona de carga na cabeça do fémur e a parte interior do corpo do fémur onde a solicitação é predominantemente de flexão (d). Convém referir que a estrutura óssea não é maciça, pelo que este estudo representa apenas uma aproximação do comportamento da estrutura real.

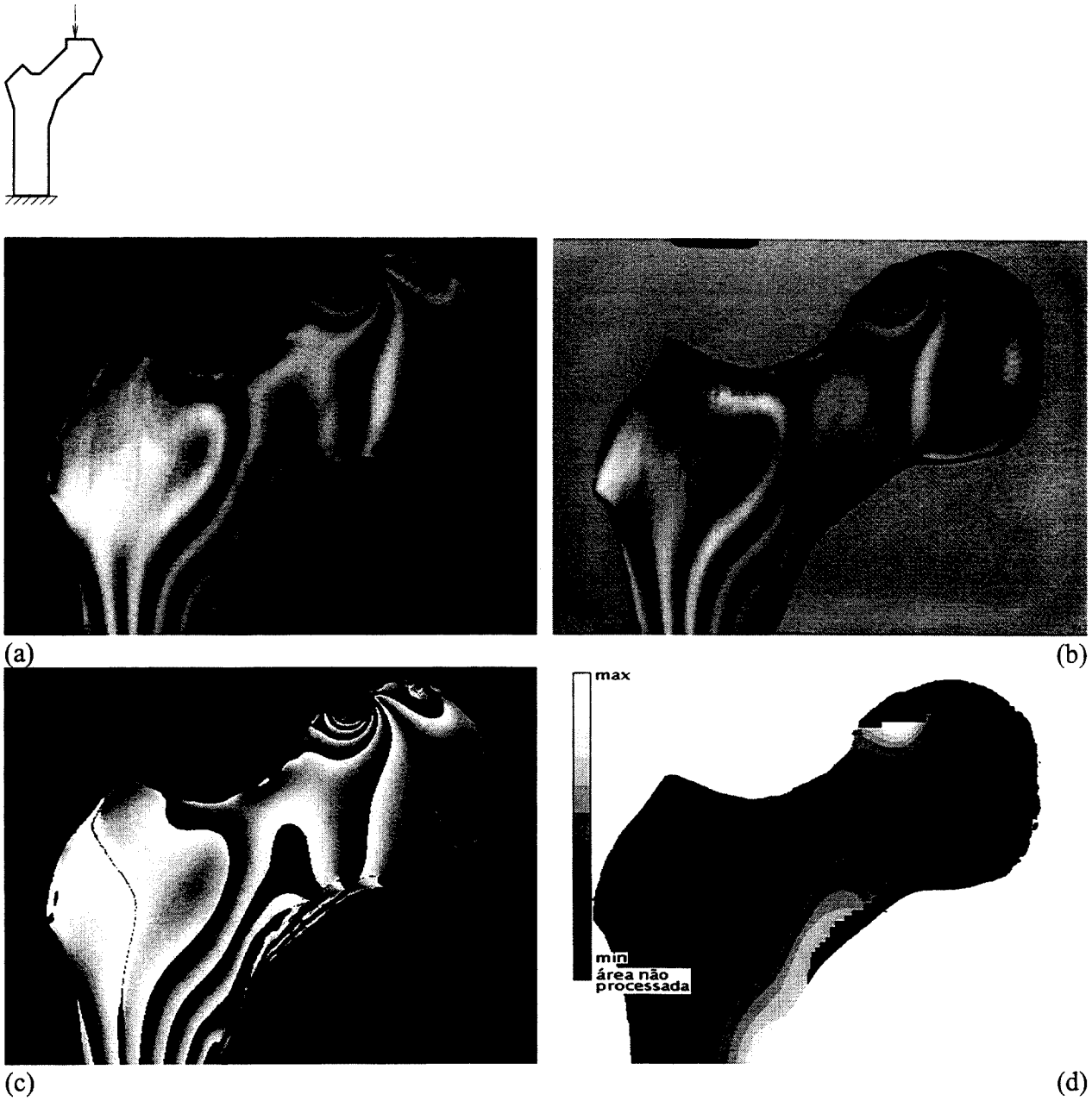


Fig. 8.8. Franjas isocromáticas do modelo do fémur humano, (a) em campo escuro e (b) em campo iluminado. (c) Fase das franjas isocromáticas. (d) Fase desembrulhada mostrando as zonas de máxima tensão de corte.

Separação das Tensões

Para o estado de tensão ser completamente caracterizado, é necessário efectuar a chamada separação das tensões. Isto significa obter σ_x, σ_y e τ_{xy} a partir da informação existente nas franjas isoclínicas e isocromáticas. Também neste campo o trabalho desenvolvido não foi muito; no entanto achamos que merece uma breve referência. Os métodos para a separação das tensões podem ser classificados em dois grupos (Dally e Riley, 1978):

os baseados na equação de compatibilidade,

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)(\sigma_x+\sigma_y)=0 \tag{8.6}$$

e os baseados nas equações de equilíbrio,

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}=0$$
$$\frac{\partial \sigma_y}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x}=0 \tag{8.7}$$

O método da diferença das tensões de corte (*shear-difference method*) enquadra-se neste último grupo, sendo um dos métodos mais divulgados. O método baseia-se na integração ao longo de uma linha da tensão de corte. A expressão de integração é obtida da primitivação de uma das duas equações de equilíbrio. Tomando, por exemplo, a primeira e convertendo o integral num somatório (análise discreta), que é a forma adequada à fotoelasticidade digital, obteremos:

$$\sigma_x=(\sigma_x)_0-\sum\Delta\tau_{xy}\frac{\Delta x}{\Delta y} \tag{8.8}$$

No valor inicial $(\sigma_x)_0$ para a integração reside a habilidade do método (Frocht, 1941). Se o início da integração for feito na fronteira, uma das tensões principais será nula (se livre de carregamento) e, consequentemente, o valor inicial para σ_x pode ser obtido por:

$$(\sigma_x)_0=(\sigma_1-\sigma_2)\cos^2\theta \tag{8.9}$$

onde θ representa o ângulo entre a normal à fronteira e o eixo x, sendo também uma das direcções principais. Outras situações podem ser contempladas, pelo que a existência de carregamento exterior não invalida a aplicação do método. Para que o método possa ser utilizado é apenas necessário ter acesso às tensões num ponto, o ponto inicial da integração.

A tensão de corte τ_{xy} fica perfeitamente conhecida a partir da diferença entre as tensões principais e do ângulo θ entre a direcção principal 1 e a direcção do eixo dos x:

$$\tau_{xy}=\frac{\sigma_1-\sigma_2}{2}\operatorname{sen}2\theta \tag{8.10}$$

donde pode ser obtida a sua variação na direcção y, perpendicular à direcção de integração, como exige a expressão (8.8). Para isso pode ser utilizada uma linha acima ou abaixo da linha de integração, ou as duas, de modo a permitir calcular essa variação. O factor que multiplica a

variação da tensão de corte na expressão (8.8) é a razão entre os espaçamentos nas direcções x e y da matriz de pontos utilizados.

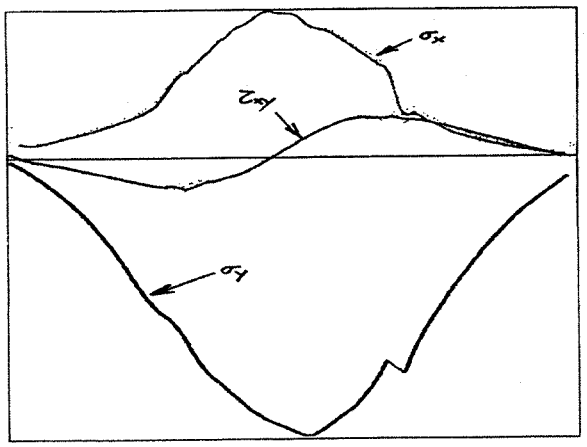
Para cada ponto, conhecida a tensão σ_x, torna-se trivial calcular:

$$\sigma_y = \sigma_x - (\sigma_1 - \sigma_2)\cos 2\theta \tag{8.11}$$

e das três componentes calculadas σ_x, σ_y e τ_{xy}, podem obter-se finalmente as tensões principais no plano:

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2}$$
$$\sigma_2 = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} - \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \tag{8.12}$$

Conforme o procedimento apresentado sugere, o cálculo está sujeito a propagação de erros devido ao processo de integração. Por isso, qualquer anomalia nos resultados pode estragar todo o processamento, tornando o trabalho infrutífero. Uma tentativa, não exaustiva, de proceder à separação das tensões usando o sistema de processamento de imagem foi feita. Essa experiência permitiu obter a forma das curvas das tensões para o caso do disco em compressão diametral, Fig. 8.9. E só a forma, porque na altura não houve a preocupação de fazer a calibração nem de registar o valor do carregamento. O resultado apresentado corresponde à integração de uma linha paralela à linha diametral horizontal do disco em compressão diametral, ligeiramente acima desta, sendo o carregamento na direcção perpendicular à da linha usada para integração. Apesar de não haver qualquer pós-processamento da fase, o resultado obtido (Fig. 8.9(a)) mostra uma boa concordância qualitativa com a solução teórica apresentada por Tsuji *et al.* (1990). As expressões de cálculo da solução teórica podem, por exemplo, ser encontradas em Frocht (1941).



(a)

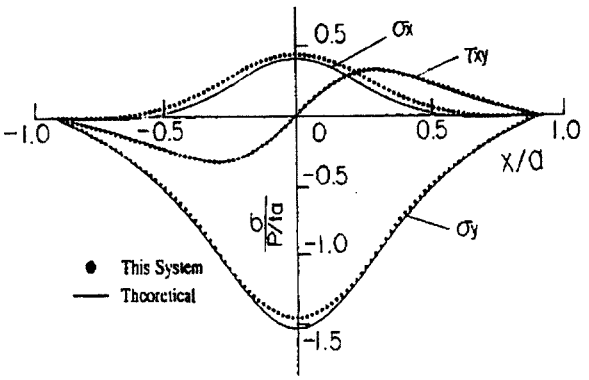


Fig. 6 Stress distributions (y/a=0.4).

(b)

Fig. 8.9. Separação das tensões duma linha horizontal do disco em compressão diametral (a), obtida a partir da fase da Fig. 8.5. Resultado teórico (linhas a cheio) segundo Tsuji *et al.* (1990) para y/a=0.4 (b).

O menor valor da razão *y/a*, no caso da Fig. 8.9(a), explica a menor amplitude da tensão de corte quando comparada com a solução (b). O valor de *y* é contado na vertical a partir do centro do disco e *a* representa o raio do disco.

Como nota final gostaríamos de referir que a fotoelasticidade tem evoluído noutro sentido: o da análise espectral. Este caminho começado por Redner (1985) parece ter actualmente muitos seguidores. A base do método é a análise das franjas por separação espectral nas três cores primárias: vermelho, verde e azul. O atraso introduzido nas diferentes cores é também diferente, permitindo desta forma determinar a ordem das franjas. Neste campo a nossa experiência é nula, podendo ser uma das vias a explorar no futuro.

8.2 Projecção de Redes

A projecção de redes é utilizada sobretudo no levantamento de formas, mas pode também ser utilizada para medir grandes deslocamentos. Para tal bastaria aplicar uma medição diferencial entre dois estados do objecto, tal como foi feito, por exemplo, para o caso da interferometria *speckle*.

A aplicação ao levantamento de forma é, sem dúvida, a vocação deste método. O levantamento de forma começou por ser feito através do efeito *moiré*, que resulta da sobreposição de duas redes, uma de referência e outra deformada, que desta forma geram franjas de sobreposição. Tal efeito é conhecido e frequente no dia a dia, por exemplo nas cortinas das janela ou até quando alguém com vestuário "riscado" aparece nos écrans de televisão. Mas tal como Takeda e Mutoh (1983) referem, o *moiré* foi usado por ser adequado ao sistema de visão humano, do ponto de vista de processamento digital o método é sinónimo de retrocesso. Isto porque se perde a informação de sinal, razão pela qual o *moiré* é também designado como técnica de interferometria incoerente. A projecção de redes elimina a quase totalidade dos problemas de automatização do *moiré* e revela-se por isso mais adequado para a aplicação do processamento digital. Segundo Takeda e Mutoh (1983), a projecção de redes pode inclusive ser mais precisa que a técnica *moiré* devido à mais adequada utilização do processamento digital.

8.2.1 Levantamento de Formas

A geometria usada é semelhante à da topografia *moiré* por projecção. No método da projecção de redes, a imagem com a rede deformada é introduzida directamente no sistema de processamento e tratada sem utilizar uma segunda rede para gerar franjas de *moiré*. A geometria do método encontra-se esquematizada na Fig. 8.10 para o caso de eixos cruzados, que representa a configuração de mais fácil utilização (Takeda e Mutoh, 1983).

Em termos simples, a determinação da distância de um dado ponto *A* ao plano de referência passa pela observação da distância *CD*. Se o ponto *A* estivesse no plano de referência seria visto na posição *C*. Devido ao seu desnível ele é visto como posicionado em *D*, no plano de referência. A avaliação dessa distância permite-nos quantificar o desnível *h* do ponto *A*. Reparando que os triângulos *CED* e *FBG* são semelhantes, podemos deduzir a seguinte relação:

$$\frac{\overline{CD}}{-h} = \frac{d}{l-h} \tag{8.13}$$

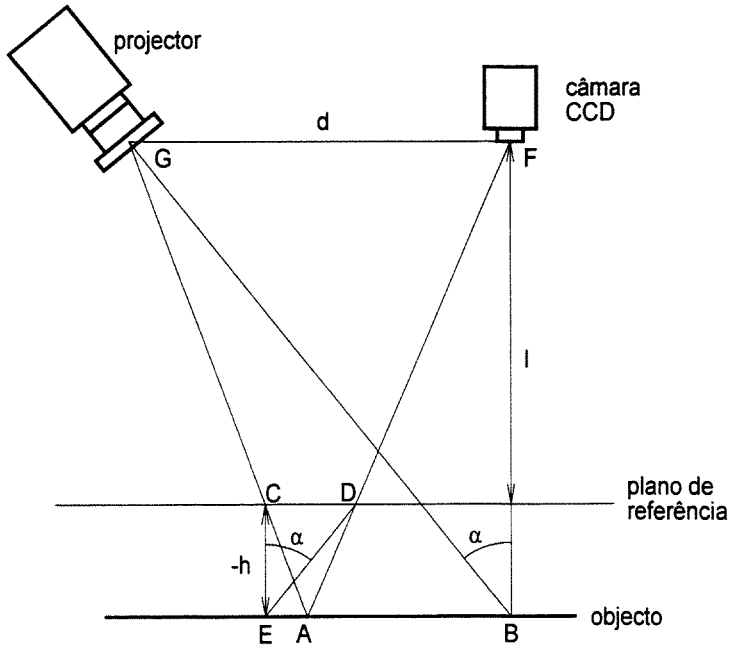


Fig. 8.10. Relação geométrica entre a distância h (distância de um ponto A do objecto ao plano de referência) e a distância CD.

que pode ser transformada em:

$$h = \frac{l \cdot \overline{CD}}{\overline{CD} - d} = \frac{2\pi f_0 l \cdot \overline{CD}}{2\pi f_0 \cdot \overline{CD} - 2\pi f_0 d} \tag{8.14}$$

Sabendo que a fase $\Delta\phi$ está relacionada com CD (Takeda e Mutoh, 1983) do seguinte modo:

$$\Delta\phi = 2\pi f_0 \overline{CD} \tag{8.15}$$

teremos como expressão de cálculo do desnível relativamente ao plano de referência:

$$h(x,y) = \frac{l \cdot \Delta\phi(x,y)}{\Delta\phi(x,y) - 2\pi f_0 d} \tag{8.16}$$

O plano de referência não precisa de ter existência física, podendo ser um plano puramente virtual. No caso de se querer usar um plano físico, deve então ser registada uma imagem com a rede nele projectada. A determinação da forma do objecto passa pela medição diferencial da fase do objecto relativamente à fase do plano de referência. No caso do plano virtual, a imagem da rede projectada no objecto é suficiente para a determinação da forma, sendo o plano de referência definido pelo deslocamento de origem usado na transformada inversa (capítulo 5). O primeiro caso só tem interesse se uma posição relativa rígida do plano de referência deve ser tomada em considreação; caso contrário, o segundo procedimento é mais expedito.

Exemplo (i)

O primeiro exemplo, que mostramos na Fig. 8.11, é um caso em que a frequência da portadora não é suficiente para a obtenção dum resultado perfeito. Este exemplo permite contudo mostrar a aplicação a um caso concreto e explicar eventuais dificuldades. A imagem (a) mostra desde logo alguns dos problemas. Na parte superior é visível que a frequência da portadora não é suficientemente elevada. O grande aumento do espaçamento é disso um sintoma. A franja quase que fecha, o que significa que está praticamente em cima da frequência zero, ou seja do termo contínuo, como aliás se pode ver na imagem (b). Por outro lado, existem algumas sombras junto ao rebordo do objecto. As sombras são um inimigo natural deste tipo de técnicas. Se a variação de cota não for muito acentuada o método consegue superar este problema. No entanto, em casos como este, uma forma muito vincada origina alguns problemas. A fase (c) permite constatar as afirmações anteriores. A zona superior encontra-se algo danificada e em algumas zonas nota-se um efeito de *rippling*. Este efeito deve-se sobretudo à sobreposição de um outro harmónico (ver imagem (b)) ao que serviu para reconstruir a fase. Nos locais onde existem sombras, o erro torna-se mais notado à medida que a zona de sombra se alarga.

A solução para os problemas apontados passa pelo uso de uma rede mais fina e por tentar melhorar a iluminação da peça. Apesar de todas as contrariedades, as imagens (d) e (e) mostram que o método consegue ir buscar a forma do objecto e apresentar um resultado que na zona

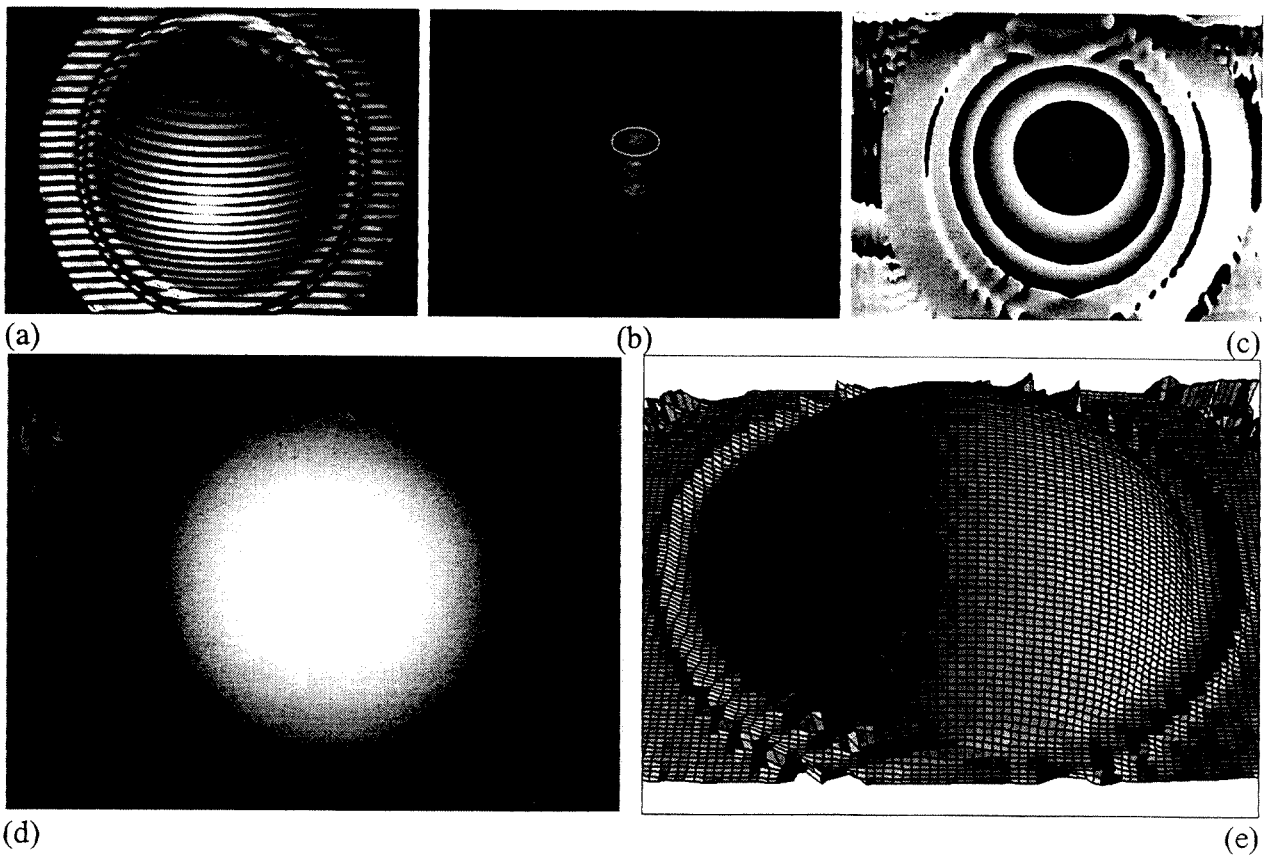


Fig. 8.11. Levantamento da forma de uma peça obtida por estampagem. (a) Rede projectada na superfície da peça. (b) Potência espectral da FFT. (c) Fase da rede depois de retirada a portadora de sinal. (d) Fase desembrulhada e (e) perspectiva da imagem de fase que mostra a forma do objecto.

central é mesmo excelente. Repare-se na reprodução do rebordo, o que confirma a afirmação de que se a zona de sombra for pequena o algoritmo consegue "adivinhar" a informação perdida.

Exemplo (ii)

O exemplo seguinte é um caso mais completo deste tipo de processamento, Fig. 8.12. Trata-se da porta de um modelo à escala de um veículo automóvel bem conhecido. Este objecto tem um grau de complexidade mais elevada devido ao facto de ter uma zona interior sem informação, correspondente à zona do vidro. Neste caso, a rede projectada encontra-se na zona ideal de funcionamento, ou seja a meio da gama de frequências (imagem (b)). O meio da gama de frequências corresponde exactamente a uma franja de quatro em quatro pontos. A frequência de Nyquist é atingida quando temos uma franja a cada dois pontos. Nesta situação, o sinal encontrar-se-ia no fim da gama de frequências e por isso desde logo com perda de informação.

Outro pormenor importante é que a rede tem perfil sinusoidal e, por isso, não dá lugar ao aparecimento de vários harmónicos, como no caso anterior (ver Fig. 8.11(b)), onde a rede tinha perfil rectangular. A utilização de redes de perfil sinusoidal permite evitar a sobreposição de harmónicos e assim eliminar uma potencial fonte de erros.

A reconstrução da fase usando a FFT cria uma fase fantasma nas zonas que não tinham qualquer informação, tornando-se por isso necessário eliminar essa falsa informação. O procedimento envolvido nessa operação chama-se mascarar (*masking*). A obtenção da máscara de uma cena com fundo escuro é operação mais ou menos linear. Uma operação de binarização (*threshold*) da

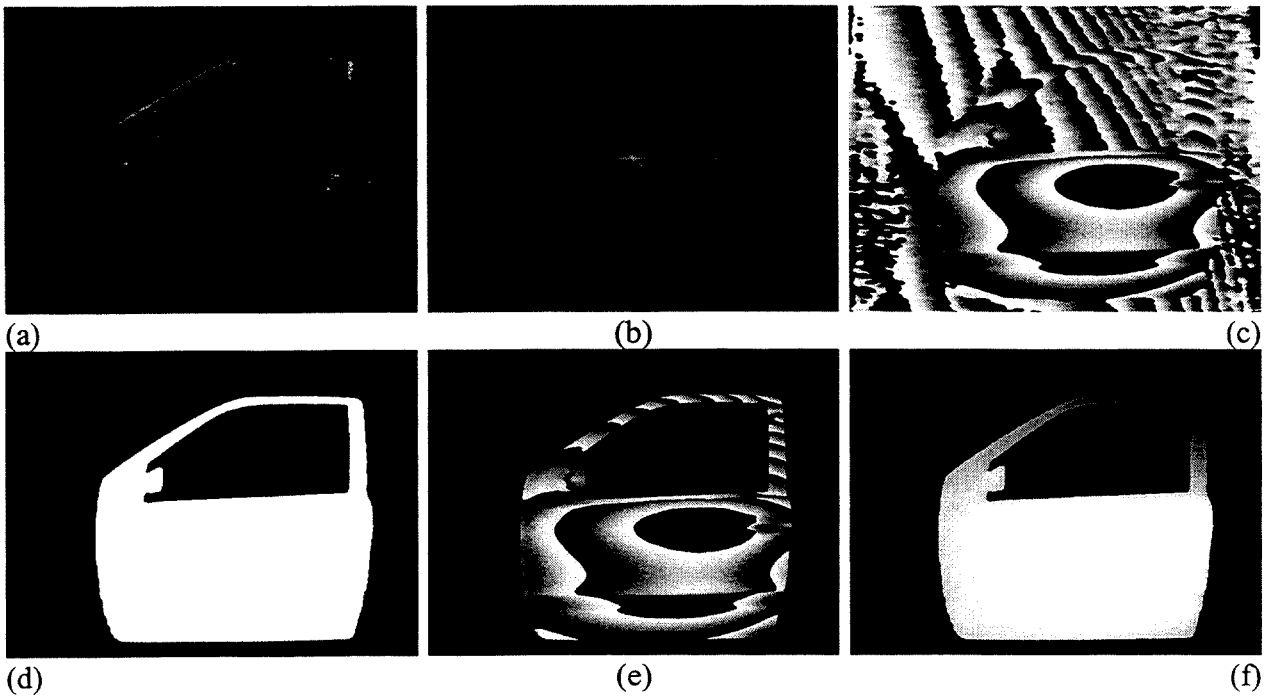
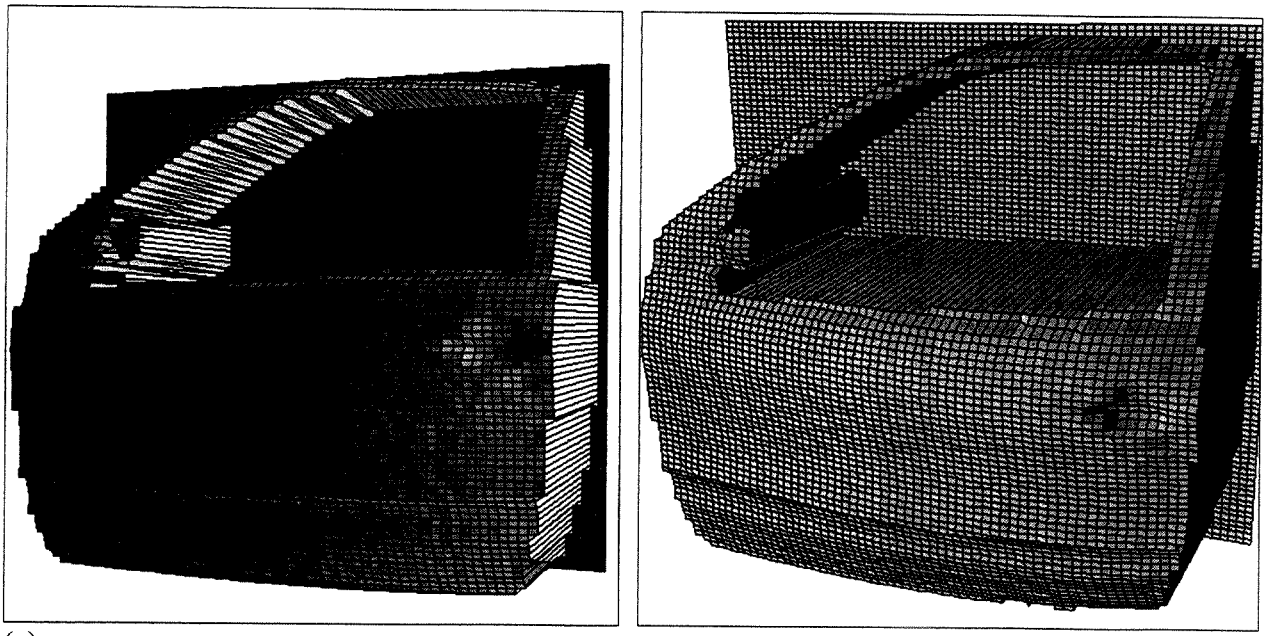


Fig. 8.12. Levantamento da forma da porta de um veículo automóvel: (a) a rede projectada na porta, (b) a potência espectral da FFT, (c) a fase embrulhada, (d) a máscara usada para isolar o objecto, (e) a fase mascarada e (f) a forma da porta (fase desembrulhada) codificada em níveis de cinzento.



(a) (b)

Fig. 8.13. Duas vistas tridimensionais do levantamento da forma da porta de automóvel da Fig. 8.12.

imagem, o que significa reduzir a imagem a dois únicos níveis, com a escolha adequada do nível de corte, permite realizar esta operação. A imagem (d) obtida com esta operação encontra-se reduzida a apenas dois níveis: branco e preto. A aplicação desta máscara à imagem de fase permite obter um resultado com mais significado (imagem (e)). Finalmente a desmodulação das descontinuidades 2π permite obter a forma da porta, como se mostra na imagem (f).

A representação tridimensional permite fazer uma melhor avaliação dos resultados. Na Fig. 8.13 podem ver-se duas vistas do levantamento da forma da porta. Nelas é possível ver que existe apenas uma falha: o espelho. De facto, aí a variação da fase é muito rápida, ultrapassando claramente a frequência de Nyquist, pelo que o método não consegue desmodular a fase de forma correcta. A restante forma é levantada integralmente (repare-se, por exemplo, no pormenor do friso no fundo da porta e da cavidade na zona do puxador).

Exemplo (iii)

A Fig. 8.14 mostra mais um exemplo, neste caso o levantamento de parte de uma prótese da anca. Este exemplo mostra que aqui o levantamento da peça não é completo. Apenas a metade correspondente a um dos lados é obtida. Para o completo levantamento haveria necessidade de aplicar o método ao outro lado da peça e desenvolver um procedimento para juntar as duas metades.

O procedimento aqui apresentado carece ainda de desenvolvimento para ser um sistema com possibilidades de aplicação mais geral no levantamento de forma de objectos. Para o completo levantamento pode, por exemplo, usar-se uma mesa rotativa, como é sugerido na Fig. 8.15. Desse modo pode varrer-se o objecto a 360°, permitindo recolher a informação necessária para o levantamento da respectiva forma. Este tipo de implementação pode ser feito com uma câmara

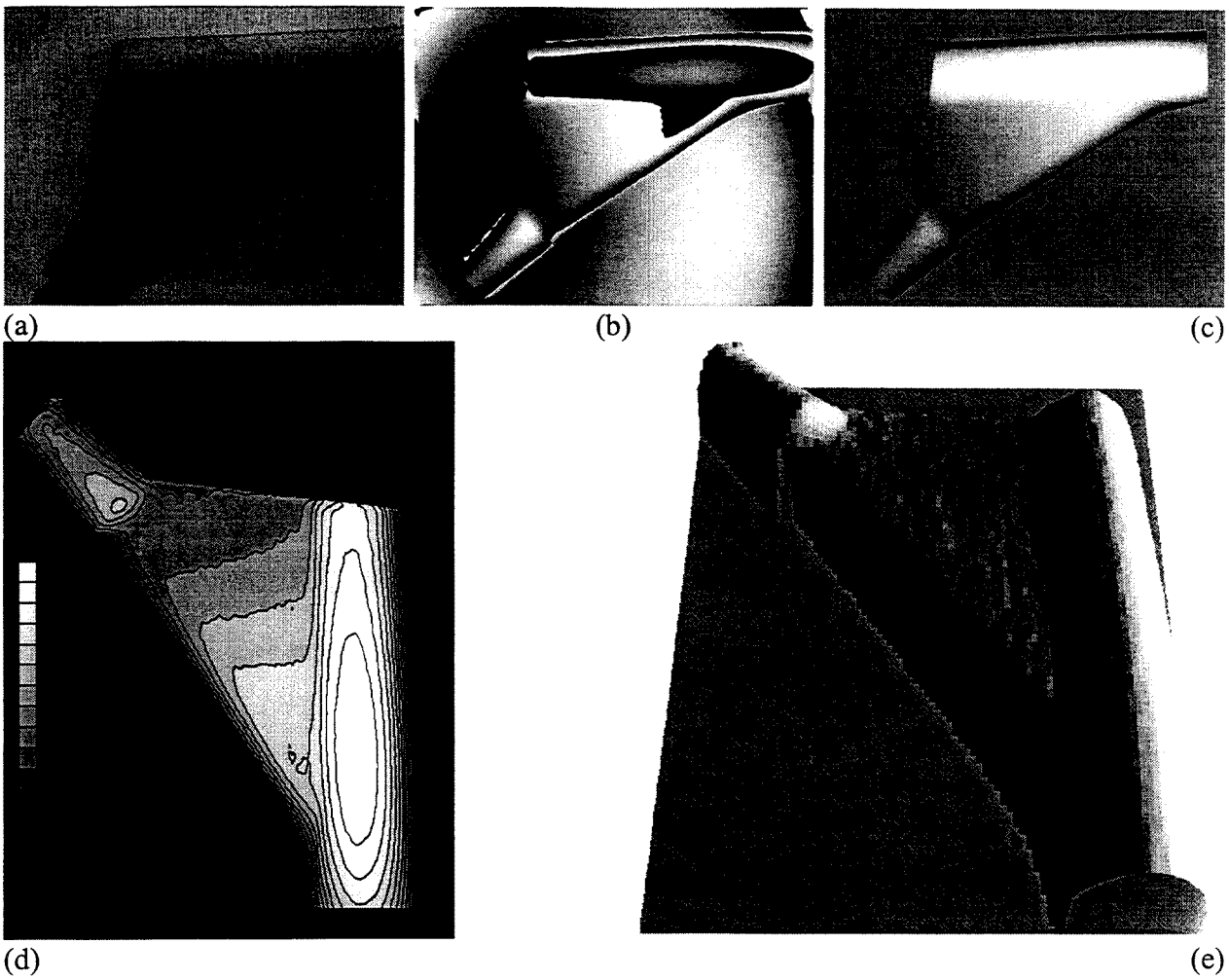


Fig. 8.14. Levantamento da forma de uma prótese da anca. (a) A rede projectada na prótese, (b) a fase embrulhada, (c) a forma da prótese (fase desembrulhada) codificada em níveis de cinzento, (d) a forma em curvas de nível e (e) uma perspectiva da forma do objecto.

CCD do tipo linear, digitalizando uma sequência de linhas verticais cuja informação se poderá posteriormente combinar de modo a recriar a forma do objecto. Outras hipóteses para um tal sistema passam pela utilização da visão estereoscópica. Esta parece-nos uma solução mais vantajosa, já que um número muito reduzido de imagens permite fazer o levantamento da forma, dispensando a mesa rotativa. Por esse motivo parece-nos ser uma boa sugestão de trabalho futuro.

8.3 Correlação Espacial de *Speckle*

A correlação *speckle* e o método designado neste trabalho por equivalente digital da fotografia *speckle* são métodos complementares à interferometria *speckle*. Com eles se consegue lidar com os problemas que envolvem grandes deslocamentos e que na interferometria holográfica e *speckle* originam descorrelação, ou seja perda total da informação. As aplicações apresentadas não são muito representativas e constituem meros exercícios de aplicação do método. Um campo

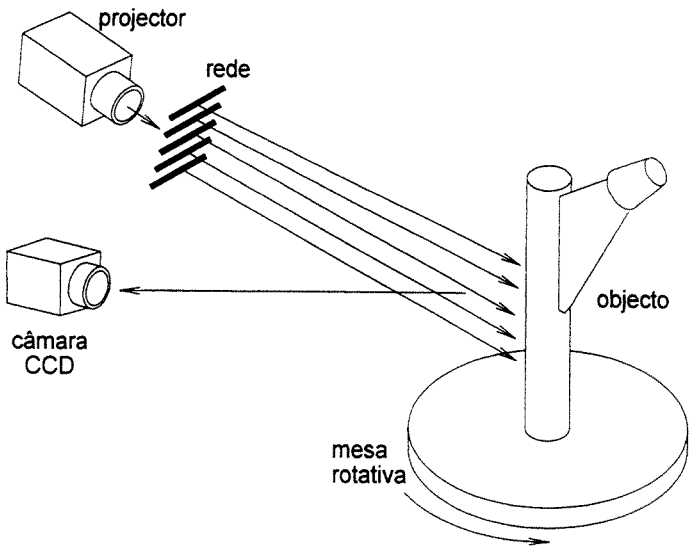


Fig. 8.15. Sistema de levantamento de forma com mesa rotativa para o varrimento a 360° dos objectos.

de utilização destes métodos está na área da engenharia civil. Medições em grandes construções (edifícios, pontes, etc.) podem ser feitos com este método. A rugosidade natural das superfícies não exige à partida preparação prévia e o procedimento envolvido na aquisição da informação é do mais simples que há. Esse procedimento passa apenas pela aquisição das imagens em vários estados de interesse para o estudo.

Como foi referido antes, a correlação pode ser efectuada no domínio espacial ou no domínio espectral, reduzindo-se neste caso a um simples produto. A correlação efectuada no domínio espacial torna-se computacionalmente muito exigente. Efectuada no domínio espectral, apesar das FFT envolvidas, resulta num processamento numérico mais eficiente.

8.3.1 Deslocamentos no Plano

Se a implementação deste método é simples, a interpretação dos resultados não lhe fica atrás. O resultado é obtido em pontos (*pixel*) de deslocamento. Por isso, conhecida a correspondência entre as medidas da imagem e o tamanho dos pontos, a conversão é directa. Para tal basta, no processo de aquisição da imagem, fazer a calibração das dimensões da imagem.

Exemplo (i)

A Fig. 8.16 mostra um prato metálico que foi sujeito a uma rotação, conseguida com o auxílio de microposicionadores angulares, que permitem alcançar a precisão de 0.001°. Na imagem (a) pode ver-se a escala da imagem que se traduz em termos práticos em 0.19 mm por cada *pixel*. Na imagem (b) mostra-se um *specklegrama* obtido por adição das duas imagens antes e após a rotação. Para a aplicação do método não há necessidade de obter o *specklegrama*, mostrando-se este apenas para dar uma ideia de como foi efectuada a rotação. Assim, pela sua observação, pode ver-se perfeitamente o local do centro de rotação. Em (c) mostram-se as FFT que resultam após a operação de correlação espacial efectuada no domínio espectral. Uma representação

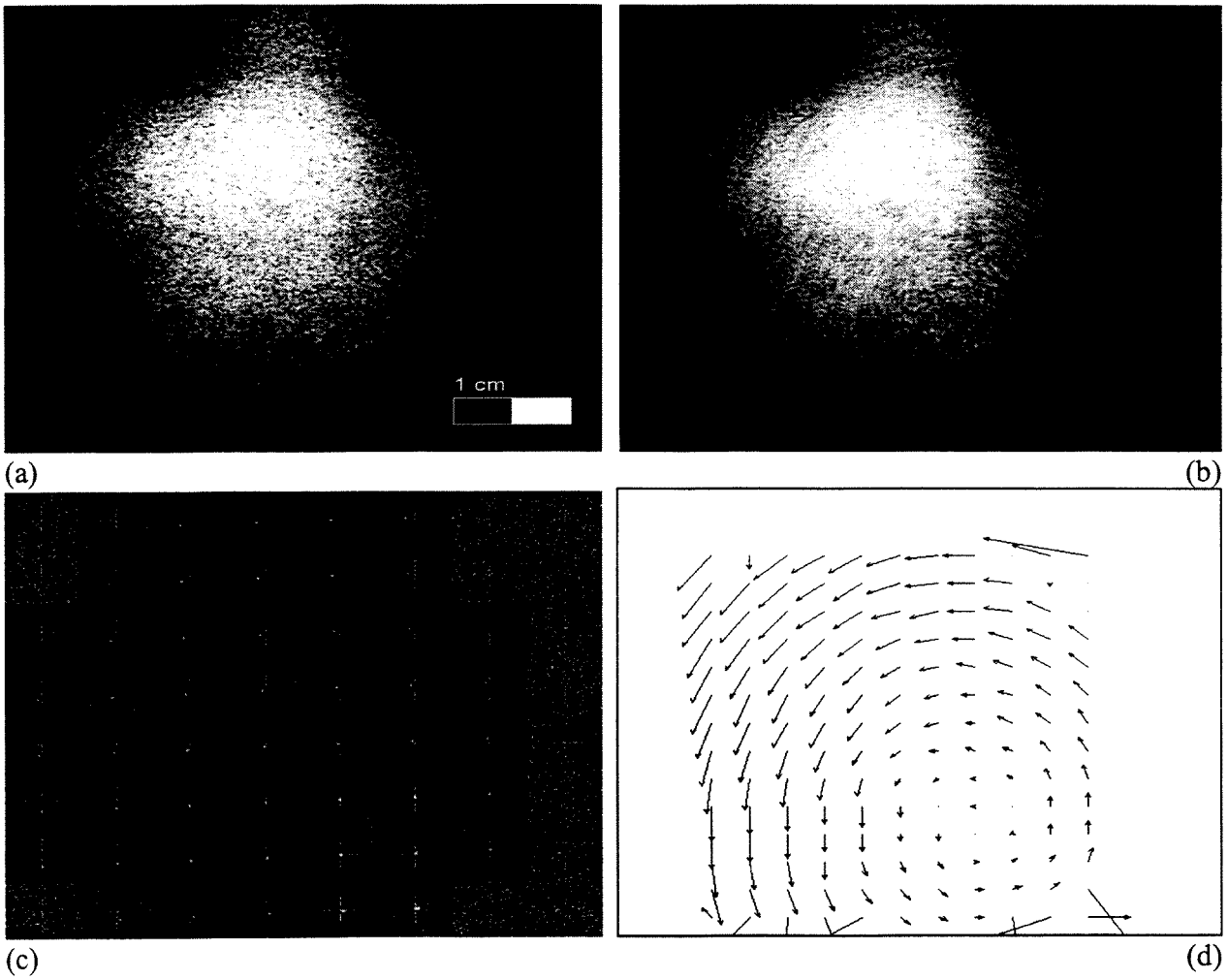


Fig. 8.16. Objecto iluminado com radiação coerente (a). *Specklegrama* obtido por adição de duas imagens do objecto com uma rotação relativa (b). FFTs locais para determinação do pico de correlação (c). Mapa de deslocamentos no plano (d).

vectorial deste resultado permite obter a imagem (d), onde se pode ver claramente a rotação aplicada ao objecto. Com a escala usada pode determinar-se um deslocamento máximo (nos pontos da periferia) de cerca de 2 mm, que resulta de uma rotação de aproximadamente 1°.

Exemplo (ii)

O exemplo que se segue foi realizado com uma barra de borracha, Fig. 8.17. O esquema no topo da figura mostra o carregamento efectuado. A razão da utilização da borracha é a obtenção de grandes deslocamentos que pudessem ser medidos com esta técnica. Uma peça metálica não permitiria, em regime elástico, medir qualquer deslocamento usando este método. A borracha ofereceu alguns problemas com a iluminação coerente. Ao que pensamos, reflexões internas prejudicaram frequentemente os resultados. Também a deformação da superfície exterior da borracha altera o padrão de *speckle* e prejudica o resultado final.

A porção da barra usada é representada pelo pequeno rectângulo mostrado no esquema de carregamento. Para esta porção da barra, cada *pixel* corresponde a 0.098 mm. A imagem (b)

mostra o campo de deslocamentos obtido. O resultado sugere que, devido ao carregamento aplicado, houve uma rotação em torno do local de aplicação da carga superior. Nas imagens seguintes mostra-se os deslocamento na direcção horizontal (c) e vertical (d), cada desnível representa a variação de um ponto no valor deslocamento. A imagem (c) revela um deslocamento máximo de 3 pontos (canto inferior esquerdo) na direcção horizontal e mínimo de zero (canto superior direito). Na direcção vertical temos deslocamento ascendente de um ponto na zona esquerda e descendente também de um ponto na extremidade direita. Este campo de deslocamentos origina no canto inferior esquerdo um deslocamento máximo de 3 mm.

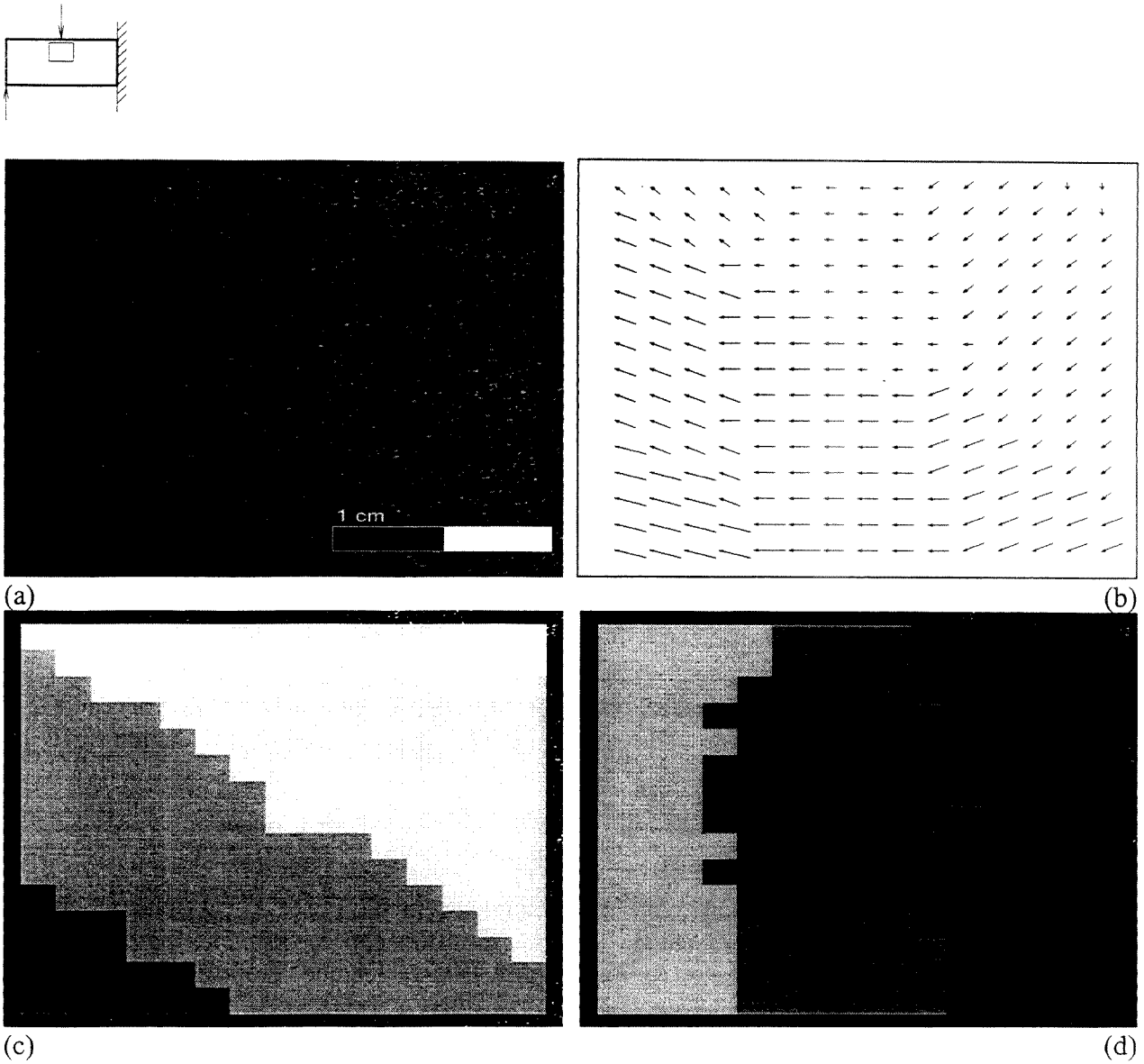


Fig. 8.17. Porção de uma barra de borracha (área rectangular indicada no esquema) (a). Mapa dos deslocamentos no plano (b). Deslocamentos na direcção x (c), e deslocamentos na direcção y (d). Em (c) e (d) a transição de intensidade representa uma variação de um *pixel* no valor do deslocamento.

8.4 Interferometria *Speckle*

Já aqui foi dito que o *speckle* possui a rara característica de ter tanto de ruído como de portador de informação. Este efeito, que foi motivo de preocupação nos primórdios da holografia, veio dar origem a métodos que não têm precedentes em termos de precisão e que continuam a ser dos mais precisos em toda a metrologia. Por esse motivo são escolhidos quando estão em causa medições de alta precisão. Leendertz (1970) e Archbold et al. (1970) foram pioneiros na aplicação das técnicas de *speckle* e, desde aí, o desenvolvimento não parou. A aplicação das técnicas de processamento de imagem representa a fase actual desse longo desenvolvimento.

O resultado da investigação nas técnicas de *speckle* foi uma variedade de procedimentos que podem ser classificados em três categorias: a fotografia *speckle*, a interferometria *speckle* e a shearografia ou interferometria *speckle* de gradiente. É destas duas últimas categorias que iremos apresentar alguns exemplos no desenvolvimento que se segue. Como refere Rastogi (1993), uma característica importante dos métodos de *speckle*, e frequentemente esquecida na literatura, é a sua flexibilidade para lidar com problemas de grandes deformações. A capacidade para reduzir a sensibilidade torna estes métodos também adequados para medir grandes deslocamentos.

8.4.1 Deslocamentos no Plano

O interferómetro para medição de deslocamentos no plano na montagem usada por Leendertz (1970) encontra-se esquematizado na Fig. 8.18. O objecto é iluminado por duas frentes de onda colimadas, colocadas simetricamente e fazendo um ângulo θ em relação à normal à superfície do objecto. O padrão de *speckle* resultante é gerado pela sobreposição coerente dos padrões de *speckle* de cada uma das duas frentes de onda.

Quando o objecto entra em deformação, os dois padrões de *speckle* são alterados de maneira diferente e a variação de fase entre eles é dada por (Rastogi, 1993):

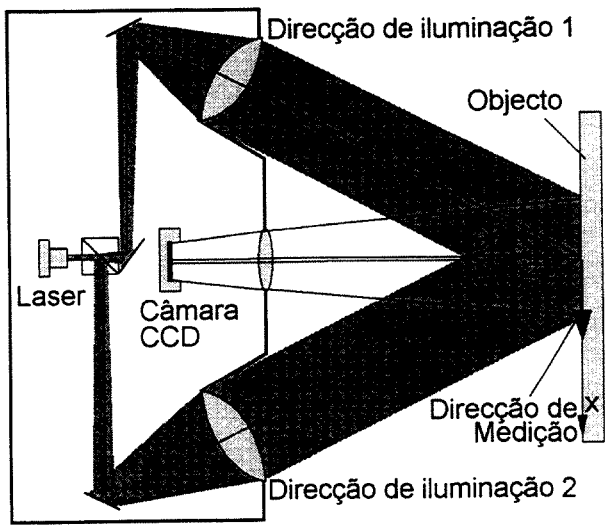


Fig. 8.18. Interferómetro de correlação *speckle* para medição de deslocamentos no plano.

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} u \cdot \operatorname{sen}\theta \tag{8.17}$$

onde u representa o deslocamento na direcção x e λ o comprimento de onda da radiação utilizada. As franjas obtidas representam linhas de contorno para um deslocamento constante u. A equação anterior mostra que o sistema é independente do deslocamento v no plano(direcção y) e w fora do plano (direcção z). Por esse motivo, esta é uma das raras configurações que escapa aos erros introduzidos nos pontos que se encontram fora do eixo óptico.

O deslocamento na direcção do vector sensibilidade é obtido a partir de:

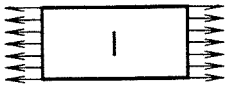
$$u = \frac{\lambda}{4\pi} \cdot \frac{\Delta\phi}{\operatorname{sen}\theta} \tag{8.18}$$

Exemplo (i)

Para primeiro exemplo na medição de deslocamentos no plano, começamos com uma utilização inovadora destas técnicas aplicada à Mecânica da Fractura. O objectivo foi o de avaliar o factor intensidade de tensão ao longo de uma fenda parcial existente numa placa. A carga é aplicada em tracção, o que conduz a uma abertura e rotação da extremidade ao longo da linha de fenda. O cálculo efectuado a partir dos deslocamentos e rotação leva à avaliação do factor de intensidade de tensão ao longo da linha da fenda (Melo *et al.*, 1999). O cálculo do factor de intensidade de tensão para uma fenda existente em placas ou cascas é uma tarefa difícil e tem sido um problema largamente estudado.

No procedimento experimental estão envolvidos os interferómetros de medição de deslocamentos no plano e fora do plano. Os resultados deste último serão referidos no parágrafo 8.4.2. Estes dispositivos são adequados para medir quer o deslocamento correspondente à abertura das extremidades da fenda, quer o deslocamento fora do plano provocado pela rotação das mesmas extremidades. O objecto usado para teste foi uma placa de material polimérico sujeita a uma tensão que se desejava uniforme ao longo da largura. Na Fig. 8.19 apresentam-se as imagens dos interferogramas para o deslocamentos da fenda no plano e na direcção horizontal. O cálculo da rotação das extremidades da fenda é feito a partir dos deslocamentos perpendiculares ao plano (parágrafo 8.4.2), sendo o resultado da derivação numérica do deslocamento fora do plano ao longo da direcção normal à linha da fenda. Usando os valores obtidos para a abertura e rotação da extremidade da fenda, é possível calcular o factor intensidade de tensão, K, em qualquer ponto ao longo da linha da fenda (Melo *et al.*, 1999).

A presente análise, não apresentando um padrão de franjas simétrico, devido a problemas com o sistema de carregamento, revela no entanto ser esta técnica uma ferramenta poderosa para o estudo de casos de mecânica da fractura. No caso dos deslocamentos no plano, pode ver-se a falta de simetria no carregamento através das imagens (a) e (b). Isto deve-se à dificuldade em conseguir um sistema de carregamento que seja perfeitamente simétrico. A imagem de fase mostra sobretudo que o deslocamento é predominantemente para um dos lados, neste caso para a direita. Através de técnicas de processamento de imagem é possível compensar esse efeito, cujo resultado se mostra na imagem (c). Apesar da eliminação da translação do provete, a imagem (c) denuncia a ausência de carregamento uniforme, como é evidente na metade direita da imagem



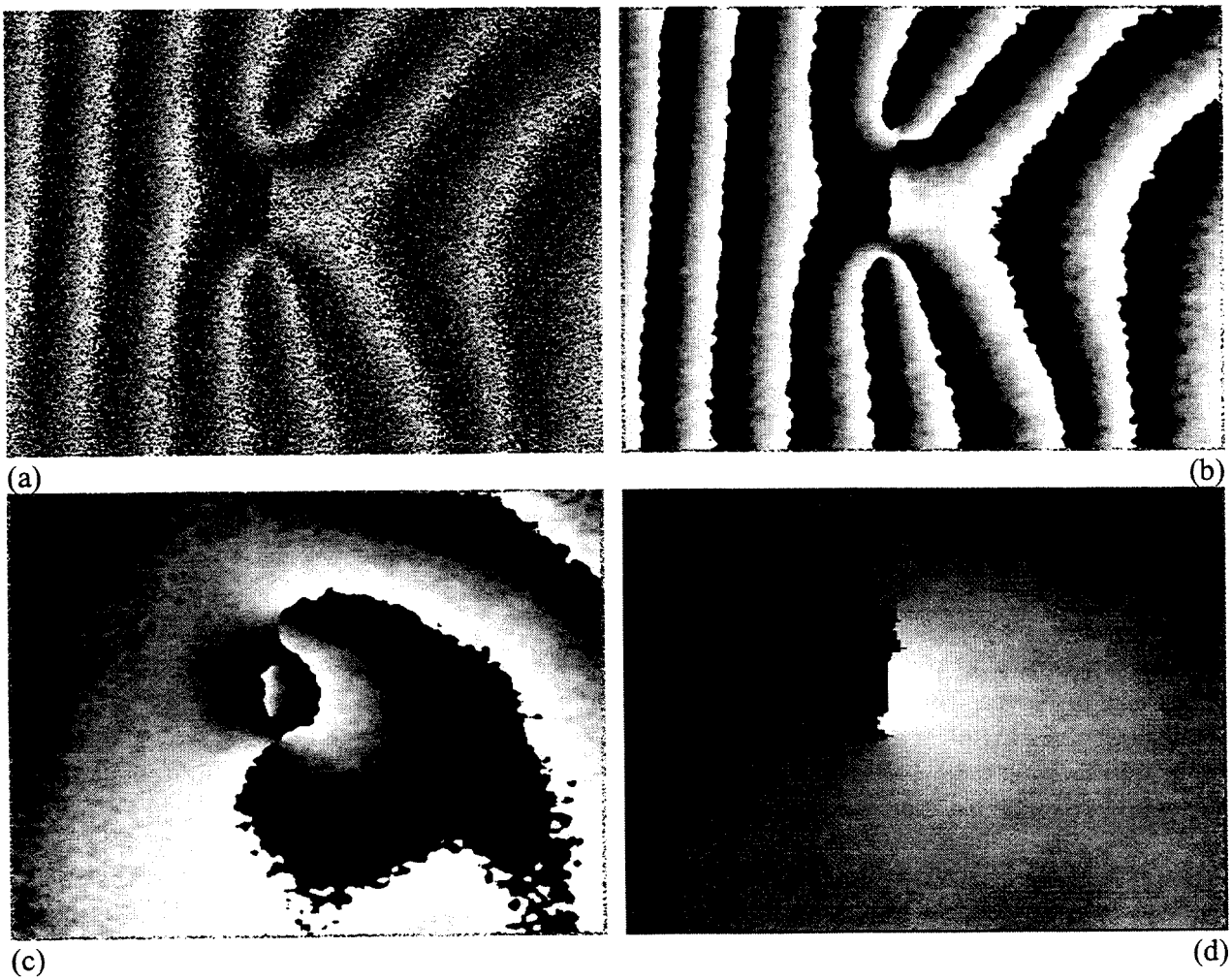


Fig. 8.19. Fase do deslocamento no plano e na direcção perpendicular à fenda numa placa rectangular de material compósito (a). Filtragem da fase (b) e eliminação da translação de corpo rígido (c). Fase desembrulhada mostrando a descontinuidade de deslocamentos na zona da fenda (d).

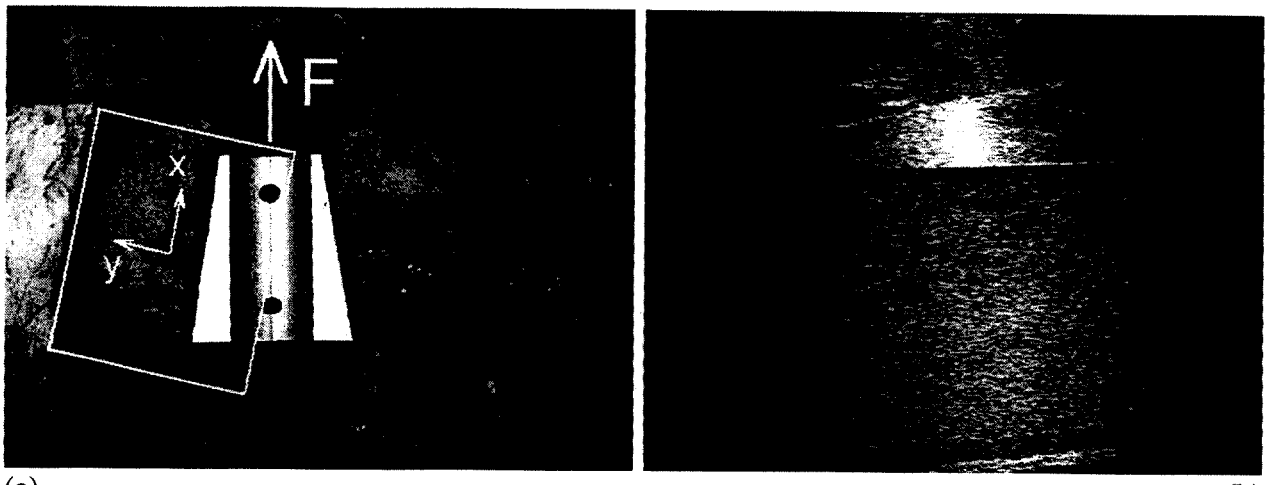
quando comparada com a metade esquerda. Esta conclusão da falta de uniformidade no carregamento já poderia ter sido tirada nas imagens anteriores, se uma observação mais detalhada fosse feita. Lembra-se que, neste caso as franjas são isocurvas de deslocamento na direcção horizontal, no plano do provete. A fase desembrulhada (d) permite verificar uma outra coisa interessante: vê-se claramente uma linha vertical bem recta, que representa a fenda criada artificialmente. Dos dois lados da fenda há descontinuidade dos deslocamentos, o que implica deslocamentos diferentes. Mas acima e abaixo da linha recta nota-se a continuação da descontinuidade, o que nos faz supor que já houve entretanto propagação da fenda para além das suas dimensões iniciais. Este exemplo mostra bem as potencialidades dos métodos de fase na monitorização de fenómenos difíceis de analisar por observação directa.

Exemplo (ii)

O exemplo seguinte mostra a aplicação da medição de deslocamentos no plano em duas direcções perpendiculares. Nele se fez o estudo da influência da interface osso/implante no campo de deslocamentos gerado pela utilização de uma prótese da anca. A medição de deformações dentro de osso esponjoso é extremamente difícil usando técnicas de medida convencionais por contacto, devido à estrutura altamente porosa e propriedades mecânicas pobres. A não necessidade de contacto das técnicas de interferometria permite ter uma boa adaptabilidade para medir deslocamentos na estrutura esponjosa do osso. O objectivo deste trabalho foi o de estudar a influência das condições de interface no caso do implante colado e simplesmente ajustado. Nas experiências usou-se osso esponjoso bovino, com uma barra de metal em forma de cunha a simular o implante, a qual foi inserida centralmente no osso esponjoso. O modelo foi seccionado longitudinalmente para expor a interface osso/implante e, assim, ter acesso à distribuição de deslocamentos, como se mostra na Fig. 8.20.

O campo de deslocamentos na região do osso que rodeia o implante colado ou simplesmente ajustado foi avaliado na direcção axial e transversal da interface. Em ambos os casos foi aplicado igual deslocamento ao implante. Os padrões de franjas para o implante ajustado e colado, nas direcções axial e transversal, são mostrados na Fig. 8.21, onde se podem observar zonas de concentração de tensão devido às extremidades do implante. Para a direcção axial, pode ver-se que o padrão de franjas para a interface colada é uniformemente distribuído, Fig. 8.21(b), enquanto que para a interface de simplesmente ajustada, Fig. 8.21(a), se observa um gradiente mais acentuado na extremidade do implante. O implante colado provoca um gradiente de deslocamentos transversais elevado na sua extremidade, enquanto que para o implante simplesmente ajustado esse efeito não é tão pronunciado. Em todos os testes o efeito de fronteira é claramente evidente, como seria de esperar.

Uma análise de FEM permitiu comparar o campo de deslocamento do implante colado com os obtidos com as técnicas ópticas (Simões *et al.*, 1997). A simulação só foi feita para o implante colado, dado não ser conhecido o coeficiente de atrito da interface para o implante simplesmente ajustado. Esta comparação, Fig. 8.21(c) e (d), mostra que o método experimental tem um grande



(a) (b)

Fig. 8.20. Imagem do implante introduzido num osso bovino (a). Área analisada (b), como indicado na imagem da esquerda.

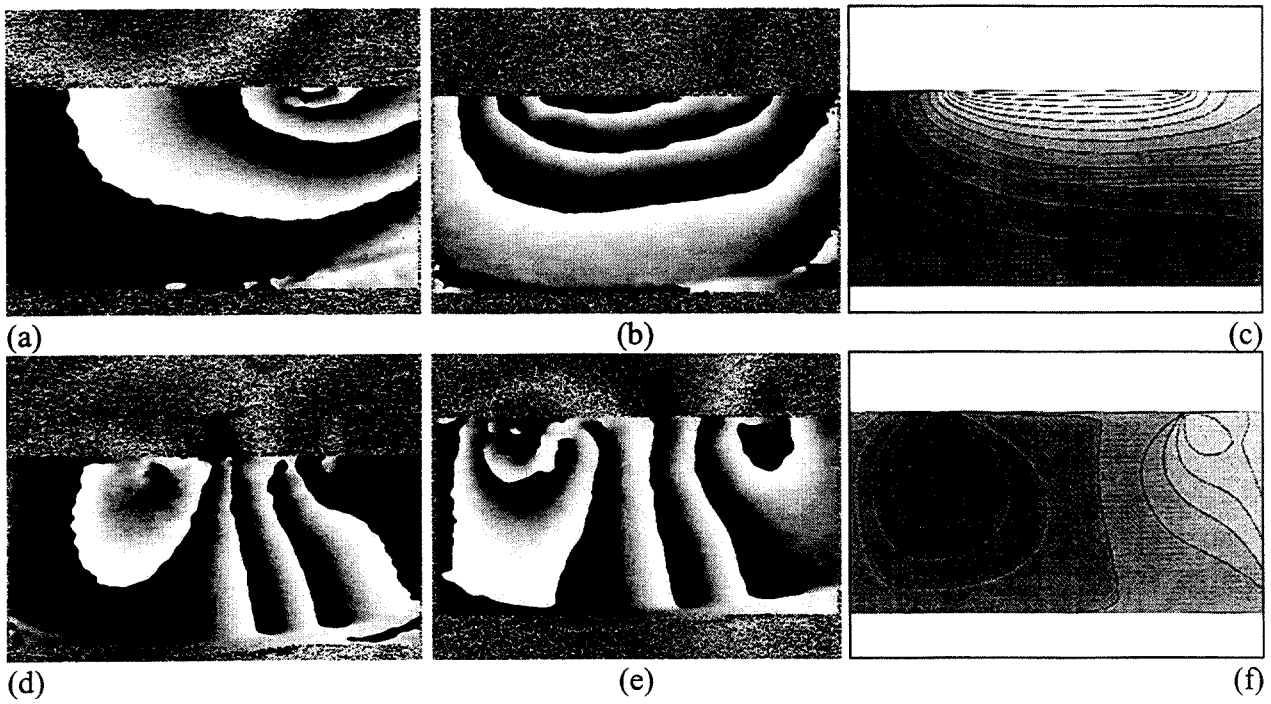


Fig. 8.21. Deslocamentos na direcção da interface (direcção x na Fig. 8.20): (a) implante simplesmente ajustado, (b) implante colado e (c) resultado FEM para o implante colado. Deslocamentos na direcção perpendicular à interface (direcção y na Fig. 8.20): (d) implante simplesmente ajustado, (e) implante colado e (f) resultado FEM para o implante colado.

potencial para estudar com mais detalhe a influência condições de ligação da interface dos implantes colado e ajustado. O método também permite obter o valor numérico da distribuição de deslocamentos e, consequentemente, pode validar num futuro próximo um modelo de elementos finitos que venha a ser desenvolvido.

Até agora poucos estudos foram feitos para avaliar a distribuição de tensões devido a implantes inseridos em osso esponjoso. Este exemplo confirma a adaptabilidade das técnicas aqui apresentadas no estudo de padrões de deformação dentro do osso esponjoso. Os resultados mostram que o padrão de deslocamentos para as situações da prótese colada e simplesmente ajustada são diferentes, o que sugere que a carga aplicada ao implante é transferida ao material circundante de forma diferente.

Exemplo (iii)

A última aplicação de medição de deslocamentos no plano é um estudo da estabilidade dimensional de uma estrutura reticular em material compósito para o LHC (Large Hadron Collider) do CERN. A construção do novo acelerador de partículas do CERN exige a procura de novas soluções de engenharia estrutural e de materiais para a construção dos novos equipamentos destinados à detecção de partículas. Dadas as elevadas velocidades atingidas pelas partículas produzidas durante as colisões, próximas da velocidade da luz, é exigida uma grande estabilidade dimensional no posicionamento dos detectores (que poderá ser de alguns micrómetros em comprimentos de vários metros). Para reduzir o peso dos componentes, mantendo elevada

rigidez, são seleccionados materiais compósitos de grande estabilidade dimensional e com elevadas propriedades mecânicas aliadas a baixas massas específicas. Para esse efeito são desenvolvidos novos materiais compósitos fortemente ortotrópicos, cujas características mecânicas são orientadas de acordo com as solicitações a aplicar aos componentes. Sendo assim, o recurso a técnicas que permitam avaliar o comportamento da estrutura sob solicitação é de importância crucial.

Os métodos numéricos disponíveis, de grande fiabilidade no caso de materiais isotrópicos, exigem, para os materiais compósitos, um cuidado especial na sua caracterização. Tratando-se de materiais essencialmente ortotrópicos com uma estrutura heterogénea, apresentam uma difícil caracterização nas sua propriedades mecânicas. É pois de toda a conveniência cruzar os valores calculados pela via numérica com os resultados obtidos em medições experimentais realizadas sobre protótipos. No caso de estruturas obtidas por colagem de vários elementos, as características das ligações, de difícil modelação numérica, condicionam fortemente o seu comportamento global, o que justifica a utilização de métodos experimentais na sua caracterização.

A estrutura *spidernet*, representada na Fig. 8.22, é um exemplo do tipo de estrutura referido, onde os braços da estrutura podem ser considerados como barras compósitas unidireccionais dado as cargas mais elevadas serem aplicadas na direcção do eixo do braço. Este componente foi projectado usando barras unidireccionais, feitas com fibra de carbono de elevada rigidez impregnada de resina epóxida. As barras foram coladas nos nós com adesivos apropriados.

Para que a montagem experimental fosse a mais simples possível, as condições fronteira e de carregamento foram seleccionadas de forma a terem-se cargas puramente axi-simétricas, como se mostra na Fig. 8.22. Como apenas os deslocamentos no plano são importantes para este estudo, utilizou-se uma montagem de dupla iluminação, com o vector sensibilidade orientado ao longo da superfície.

Sendo os braços da estrutura barras estreitas, a área envolvida nas medições é demasiadamente pequena para uma correcta interpretação dos resultados, pelo que se recorreu à colagem sobre uma das células da estrutura de uma fina membrana de um material elástico, com uma rigidez desprezável, Fig. 8.22(b). Desta forma foi possível aumentar a área envolvida na medição dos deslocamentos sem alterar significativamente as propriedades mecânicas da estrutura. O objectivo destas medições era a determinação dos deslocamentos no nó central, C, em relação a um braço fixo da estrutura (AB) e na direcção de carregamento, que coincide com o vector sensibilidade desta montagem, tal como se representa na Fig. 8.22.

Após um alinhamento cuidadoso ao longo da direcção de carregamento e com a membrana devidamente colada a uma das células da estrutura, foi possível medir um campo de deslocamentos simétrico na direcção do eixo de simetria da estrutura, como se atesta na Fig. 8.22(c) e (d). Estas imagens representam a fase das franjas de deslocamento no plano e a fase após desembrulhar, respectivamente. A técnica interferométrica utilizada revelou-se extremamente bem adaptada a este tipo de ensaio, tanto pela capacidade de observar carregamentos indevidos na estrutura que provoquem rotações de corpo rígido no plano, como pela ordem de grandeza dos deslocamentos envolvidos nestes ensaios.

A Fig. 8.23 testemunha as dificuldades em obter resultados utilizando apenas as barras. Estes resultados foram obtidos com uma réplica em alumínio da estrutura *spidernet*. Esta experiência destinou-se a estudar a influência das juntas coladas no comportamento da estrutura. As

medições são as da mesma célula que no caso da estrutura compósita, mas agora sem recorrer ao uso da membrana. Na imagem (c) mostra-se a área de interesse, que é muito pequena e põe dificuldades de tratamento que são, de resto, evidentes.

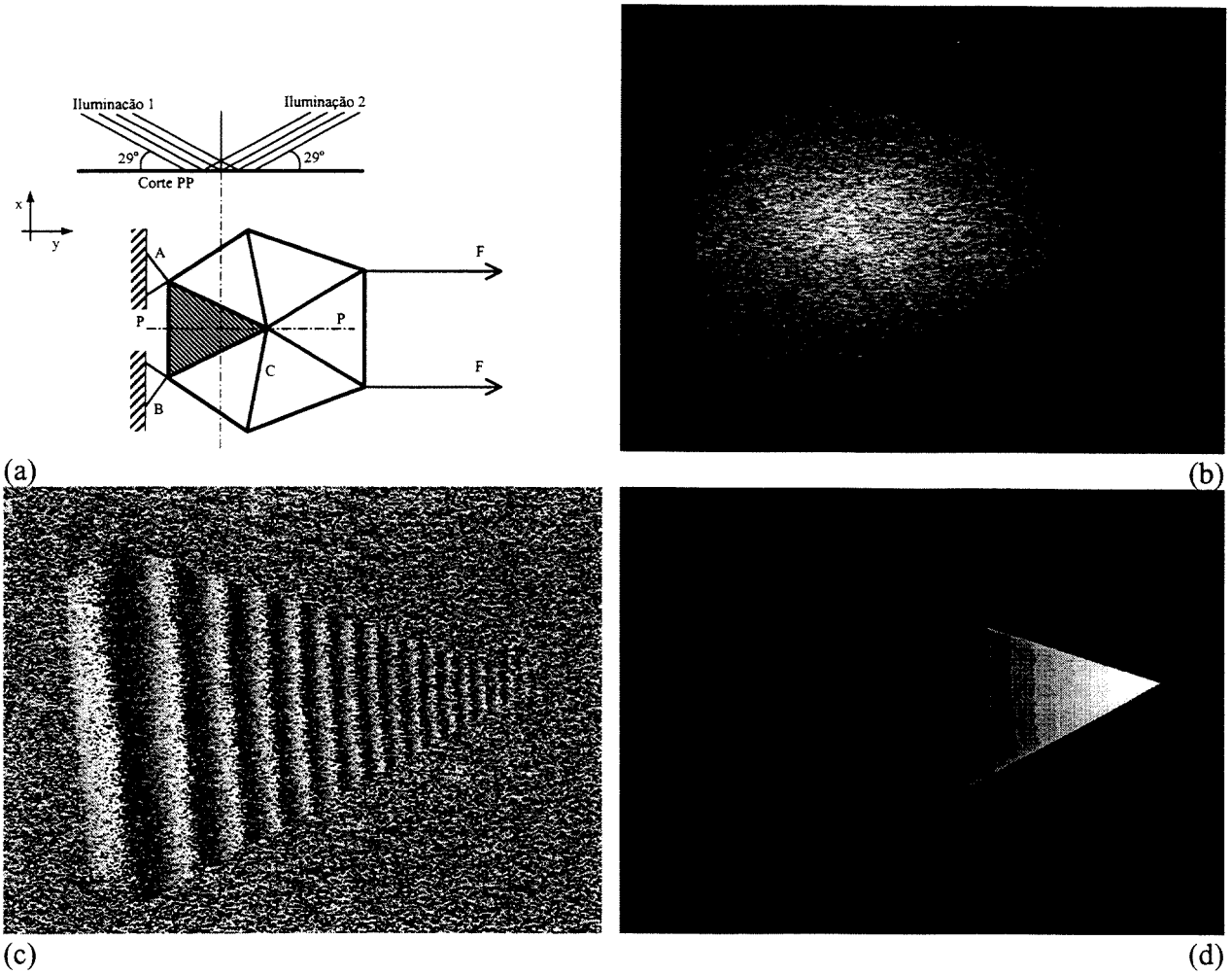


Fig. 8.22. Sistema de carregamento da estrutura *spidernet* e disposição do interferómetro (a). Membrana usada na estrutura, iluminada pela radiação coerente (b). Fase para uma carga imposta (c) e a mesma fase desembrulhada mostrando a deformação sofrida pela membrana (d).

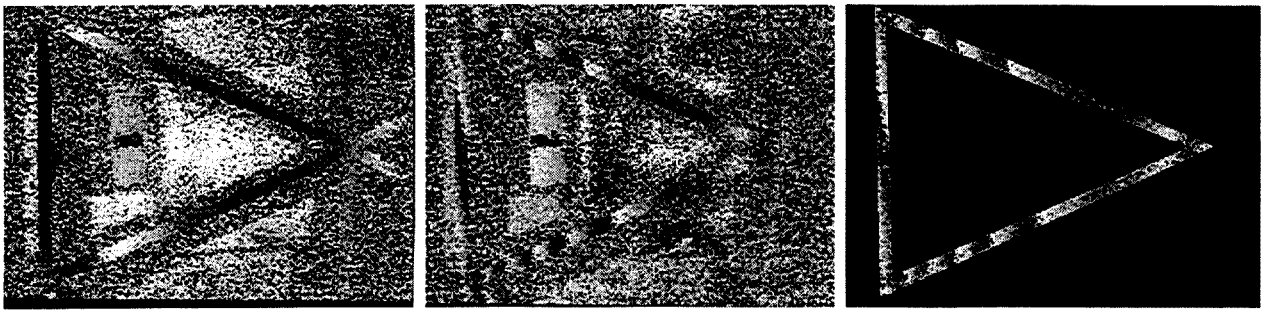


Fig. 8.23. Estrutura *spidernet* em alumínio sujeita a um carregamento (a). Aumento do carregamento (b) e isolamento da informação relevante (c).

8.4.2 Deslocamentos Fora do Plano

Para medir deslocamentos perpendiculares ao plano do objecto, Leendertz (1970) propôs uma primeira montagem baseada no interferómetro de Michelson, no qual os espelhos eram substituídos por duas superfícies difusas. A interferência era assim gerada pelos dois campos de *speckle* (um funcionava como referência o outro como objecto de análise). Mais tarde Butters e Leendertz (1971) substituíram a frente de referência *speckle* por uma frente de onda especular e criaram possivelmente o interferómetro *speckle* mais usado actualmente. As vantagens desta solução são evidentes, pois a referência especular, sendo muito mais limpa, permite uma eficiência óptica muito maior. Por outro lado, um campo de *speckle* ao interferir com um campo especular origina um outro campo de *speckle* idêntico ao primeiro, apenas com alteração da fase. Evidentemente que uma referência completamente limpa é impossível de obter e, por isso, isto não é absolutamente verdade. Mas dois campos de *speckle* ao interferirem geram um terceiro campo de *speckle*, totalmente diferente dos dois que lhe deram origem e muito mais complexo, com as inevitáveis perdas de correlação que a divisão dos *speckles* originais acarreta.

A Fig. 8.24 esquematiza a montagem de Butters e Leendertz (1971), onde a utilização de um divisor de feixe para introduzir a referência pode ser substituído por uma fibra óptica, como foi sugerido no capítulo 3. A frente de onda de referência (plana ou esférica) propaga-se ao longo do eixo óptico, adicionando-se ao campo de *speckle* objecto no plano de imagem. O padrão de *speckle* resultante é devido à interferência do padrão de *speckle* com a frente de onda especular. A frente de onda de referência é independente da deformação do objecto.

O objecto é iluminado por uma fonte luz que faz, no plano xz, um ângulo θ com a normal à superfície. Quando o objecto sofre um deslocamento, a variação de fase de um *speckle* é dada por (Rastogi, 1993):

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}\left[u\left(\operatorname{sen}\theta + \frac{x}{d_0}\right) + \frac{vy}{d_0} + w(1+\cos\theta)\right] \tag{8.19}$$

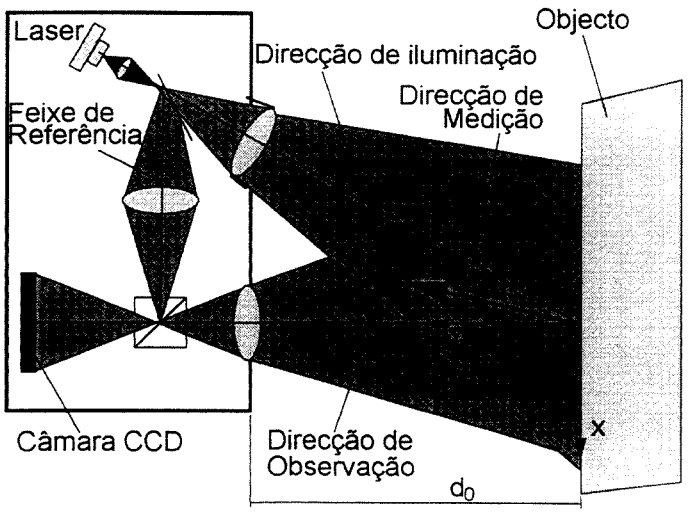


Fig. 8.24. Interferómetro de correlação *speckle* para medição de deslocamentos fora do plano.

onde u,v,w representam os deslocamentos nas três direcções x,y,z, e d_0 é a distância entre o objecto e a lente do sistema formador de imagem, como indicado na Fig. 8.24.

Sendo um dos interferómetros mais usados é também aquele que pode introduzir mais erros na medição. A expressão anterior é uma prova disso, acrescentando-se ainda o facto de naquela expressão terem sido desprezados os termos de segunda ordem. No caso em que a distância d_0 é muito maior do que as dimensões do objecto e a direcção de iluminação é praticamente paralela à direcção de observação a expressão pode, sem grandes erros, ser simplificada para:

$$w = \frac{\lambda}{4\pi} \cdot \Delta\phi \tag{8.20}$$

com a qual podemos obter directamente o deslocamento na direcção z a partir da variação de fase. Esta expressão permite constatar que, usando os LASER de Argon, He-Ne e Díodo (515nm, 633nm e 784nm) teremos por cada franja deslocamentos w de 258nm, 317nm e 392nm, respectivamente. O que diz bem da precisão da medida que, se pensarmos em termos de resolução de fase, pode ir até 3-4nm.

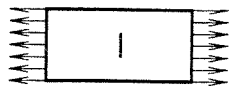
Exemplo (i)

Voltemos ao exemplo (i) do parágrafo 8.3.1 para avaliar o factor intensidade de tensão ao longo de uma fenda parcial existente numa placa rectangular. No procedimento experimental está agora envolvido o interferómetro de medição de deslocamentos fora do plano que, como já dissemos, permite calcular a rotação sofrida pelos bordos da fenda. O cálculo da rotação é feito a partir dos deslocamentos perpendiculares ao plano, sendo o resultado da derivação numérica do deslocamento fora do plano ao longo da direcção normal à linha da fenda. Usando os valores obtidos para a abertura e rotação da extremidade da fenda, é possível calcular o factor intensidade de tensão, K, em qualquer ponto ao longo da linha da linha da fenda (Melo *et al.*, 1999).

Mais uma vez a análise não conduz a um padrão de franjas simétrico, Fig. 8.25, devido a inexactidões do sistema de carregamento. A não simetria neste caso pode também significar uma rotação segundo um eixo tangente ao plano da placa, isto além dos motivos anteriores. O resultado que poderá ser mais curioso, neste caso, é a igualdade de deslocamento na direcção perpendicular ao plano da placa, que é atestado pela continuidade verificada na própria fenda (mas não continuidade da primeira derivada), visível na imagem (b). Lembra-se que, neste caso, as franjas são isocurvas de deslocamento na direcção perpendicular ao plano do provete. A perspectiva tridimensional (d) permite ter uma ideia mais clara da rotação do material nas extremidades da fenda.

Exemplo (ii)

Ainda relativamente ao LHC do CERN, foi efectuado um conjunto de ensaios para verificar a estabilidade dos materiais usados. Esses materiais são essencialmente materiais compósitos avançados utilizados em estruturas com elevado desempenho. A caracterização dos materiais compostos avançados, principalmente o estudo do seu comportamento ao longo do tempo sob a acção de cargas é de extrema importância. A influência das condições ambientais e de



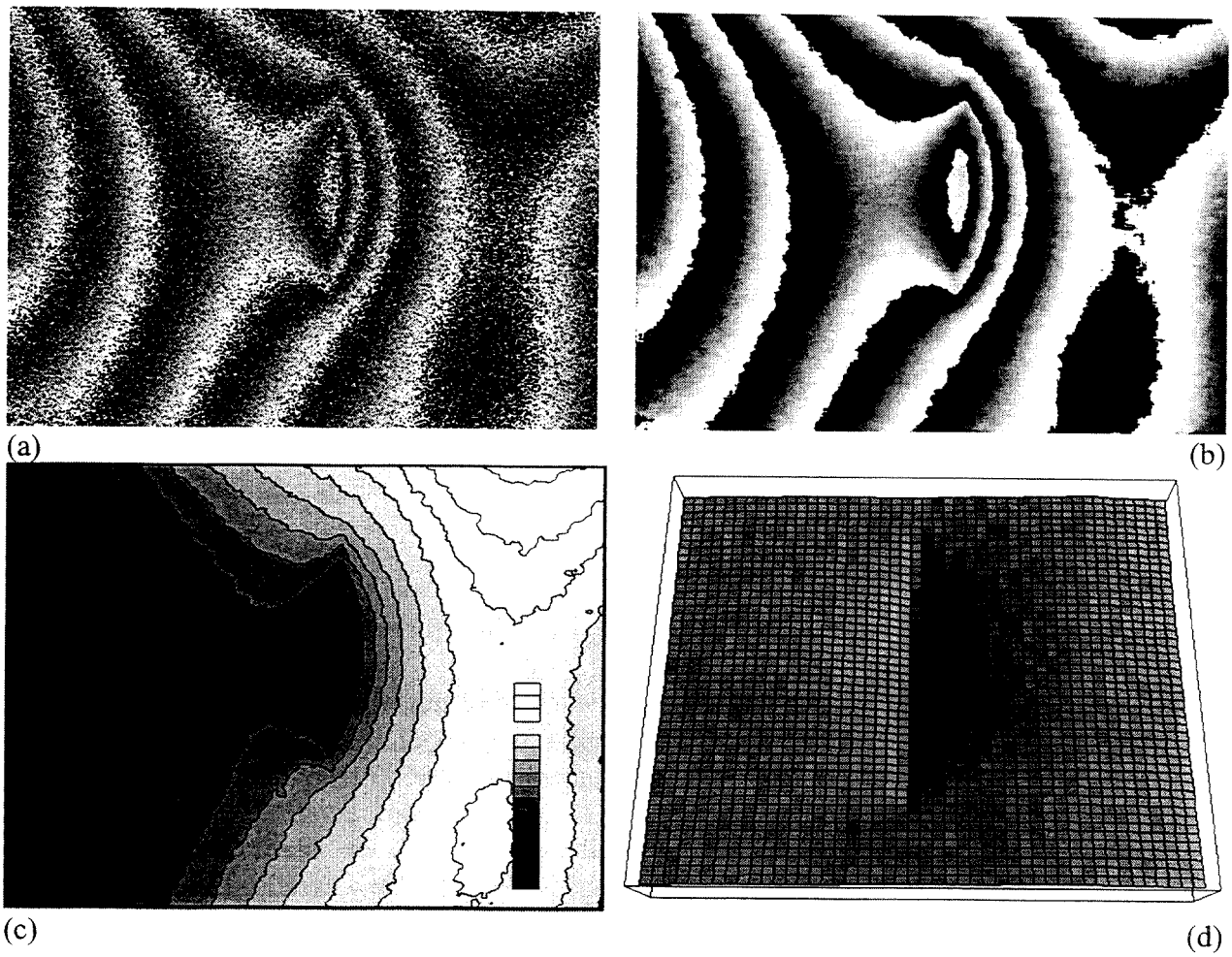


Fig. 8.25. Fase do deslocamento perpendicular ao plano da placa rectangular de material compósito (a). Filtragem da fase (b) e mapa de deslocamentos (c). Vista tridimensional do mapa de deslocamentos (d).

carregamento no comportamento dos materiais são também importantes na adequação à aplicação em estruturas de elevado desempenho.

Os ensaios de estabilidade dimensional exigem que a geometria dos componentes seja verificada ao longo de períodos de tempo que poderão ir desde alguns dias até vários meses. Durante os ensaios são mantidas constantes as condições de temperatura e de carga e a humidade relativa, sendo avaliada a evolução dos deslocamentos em pontos característicos das estruturas. A medição de deslocamentos de forma expedita e com uma resolução elevada e durante todo o ensaio é uma das principais dificuldades na realização destes testes.

Para fixação dos provetes foi construído um suporte em aço onde, por aparafusamento, uma régua permite encastrar lado a lado dois provetes com 10×20cm, Fig. 8.26(a). Este suporte é aparafusado directamente no topo da mesa óptica onde foi realizada a montagem utilizada nas medições. Nos ensaios de estabilidade previstos inicialmente, o provete deveria ser mantido sob carga constante durante alguns meses. Para este tipo de ensaios a solicitação mais utilizada é a

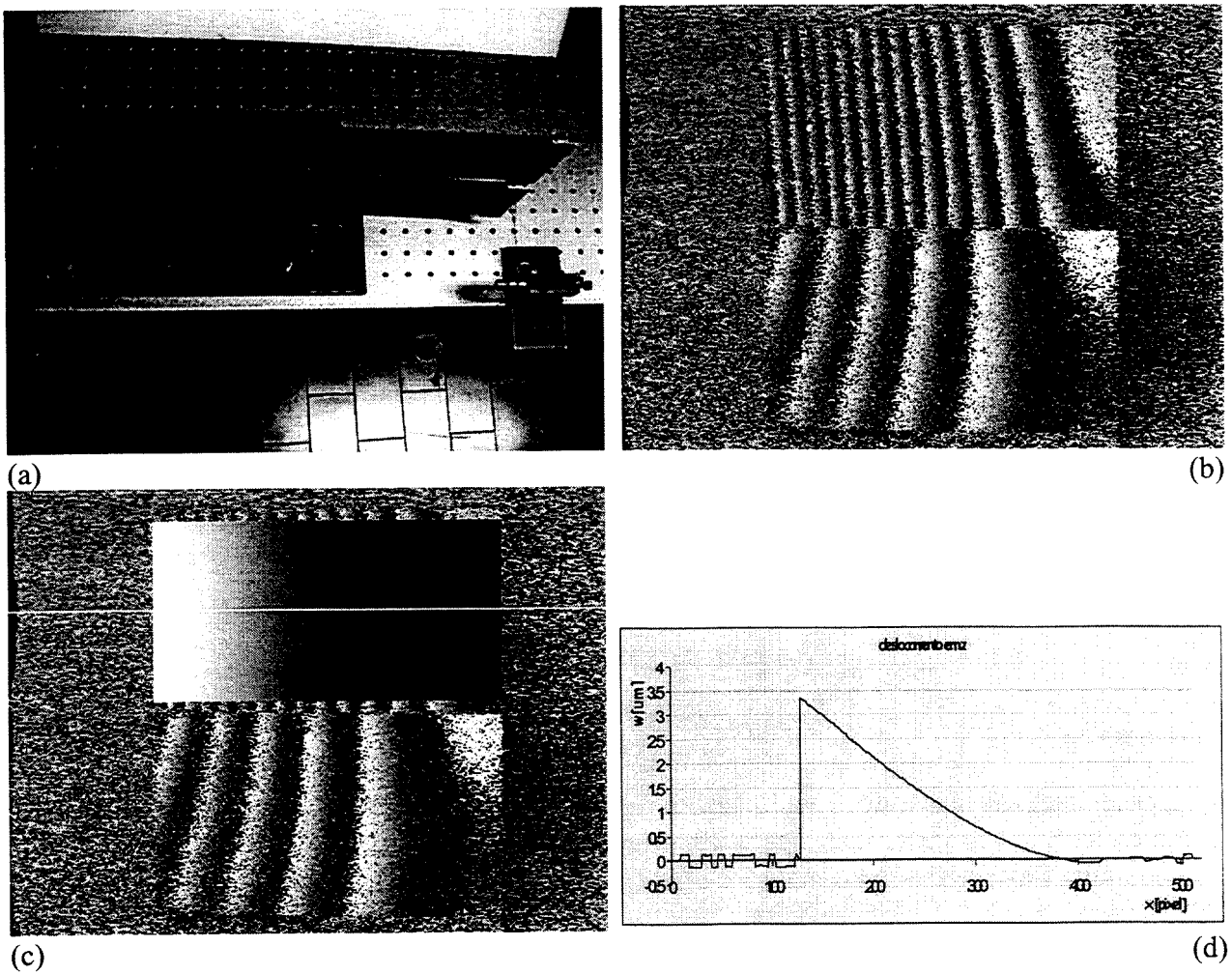


Fig. 8.26. Suporte utilizado para ensaiar as placas 10×20cm mostrando também o sistema de carregamento em flexão (a). Fase duma solicitação em flexão (b) e desembrulhar da fase de uma das placas (c). Gráfico de deslocamento ao longo da linha traçada na imagem anterior (d).

que se obtém com carregamentos por gravidade. Utilizando massas calibradas, rolamentos de agulhas e dois cabos, foram criados dois tipos de carregamentos (tracção e flexão) com alterações mínimas na montagem. Na Fig. 8.26(a) mostra-se também o sistema de carregamento dos provetes, onde apenas o provete inferior se encontra carregado com uma massa calibrada.

O processamento da imagem de fase (b) permite obter os deslocamentos ocorridos na superfície do objecto segundo a direcção do vector sensibilidade, após desembrulhar a fase e aplicar a equação (8.20). A imagem (c) mostra esse processamento, sendo possível nesta altura fazer a leitura do valor dos deslocamentos. No gráfico (d) representam-se os deslocamentos ao longo da linha branca assinalada na imagem (c). Esta distribuição de deslocamentos pode ser obtida para qualquer linha vertical ou horizontal traçada sobre a área que foi processada, permitindo por isso obter o valor do deslocamento w em qualquer ponto do provete em ensaio. Desta forma é possível efectuar medições do campo de deslocamentos com a elevada precisão que estes métodos disponibilizam.

Exemplo (iii)

Os exemplos apresentados de seguida representam uma abordagem ao estudo de solicitações localizadas em tubagens. O problema de solicitações localizadas em cascas cilíndricas envolve uma vasta gama de situações que se podem encontrar no projecto tubagens e depósitos de pressão (Melo *et al.*, 1996). Há necessidade frequentemente de considerar ramificações nas tubagens, bem como suportes que introduzem esforços devido ao peso, a expansões térmicas ou até por vibração.

A complexidade deste tipo de problemas pode ser atenuada com o uso das técnicas experimentais de forma a serem obtidas as condições fronteira. Estas condições fronteira podem então ser injectadas em programas de elementos finitos, resultando no que se costuma chamar de métodos híbridos (Vaz, 1995).

A Fig. 8.27 mostra a aplicação das técnicas experimentais a dois tipos de solicitação para acessórios na extremidade e a meio da tubagem. As solicitações são a tracção e flexão aplicadas ao acessório. A sequência de imagens mostra as franjas, a fase e a deformada para cada um dos casos, devidamente esquematizados na parte superior da Fig. 8.27.

Exemplo (iv)

O exemplo seguinte mostra os resultados da detecção de descolamentos em componentes com revestimentos. Estes materiais são compostos por um substrato, geralmente com boas características de resistência mecânica, no qual é depositado um revestimento destinado a obter uma superfície com diferentes características. O revestimento pode permitir melhorar as características de dureza, fricção, térmicas ou eléctricas. Os revestimentos podem ser obtidos por deposição (química ou física), evaporação, difusão, plasma, projecção por chama, entre outras. Estas técnicas originam, frequentemente, defeitos de uniformidade (por variação da espessura do revestimento), de continuidade ou de aderência na interface revestimento/substrato. É estas duas últimas classes de defeitos que as técnicas ópticas de NDT permitem detectar.

Na Fig. 8.28(a) podem ver-se as amostras analisadas. Os descolamentos são detectados através do carregamento das amostras. Esse carregamento pode ser térmico, por sub-pressão ou mecânico. A solicitação da peça leva o material do revestimento a comportar-se de forma diferente nas zonas de descolamento, pondo em evidência a zona defeituosa. A detecção das descolagens foi feita usando como meio de estimulação a temperatura. A ausência de aderência ao substrato permite que o revestimento tenha uma maior deformação (devido a ser normalmente mais fino) como se pode ver pelo ligeiro "papo" visível na imagem (b). Chama-se a atenção de que a peça revestida é apenas a área rectangular central e à direita.

Exemplo (v)

Na Fig. 8.29 mostra-se uma aplicação à medicina dentária. Num maxilar inferior foi introduzida uma esquelética e carregada como indicado no esquema da figura. As imagens (a) e (b) mostram as franjas de deslocamento perpendicular ao plano da imagem. Na imagem de fase é possível ver um grande deslocamento sofrido pela estrutura da esquelética (muitas franjas nos dentes artificiais). No maxilar verifica-se uma carregamento acentuado, localizado aproximadamente na

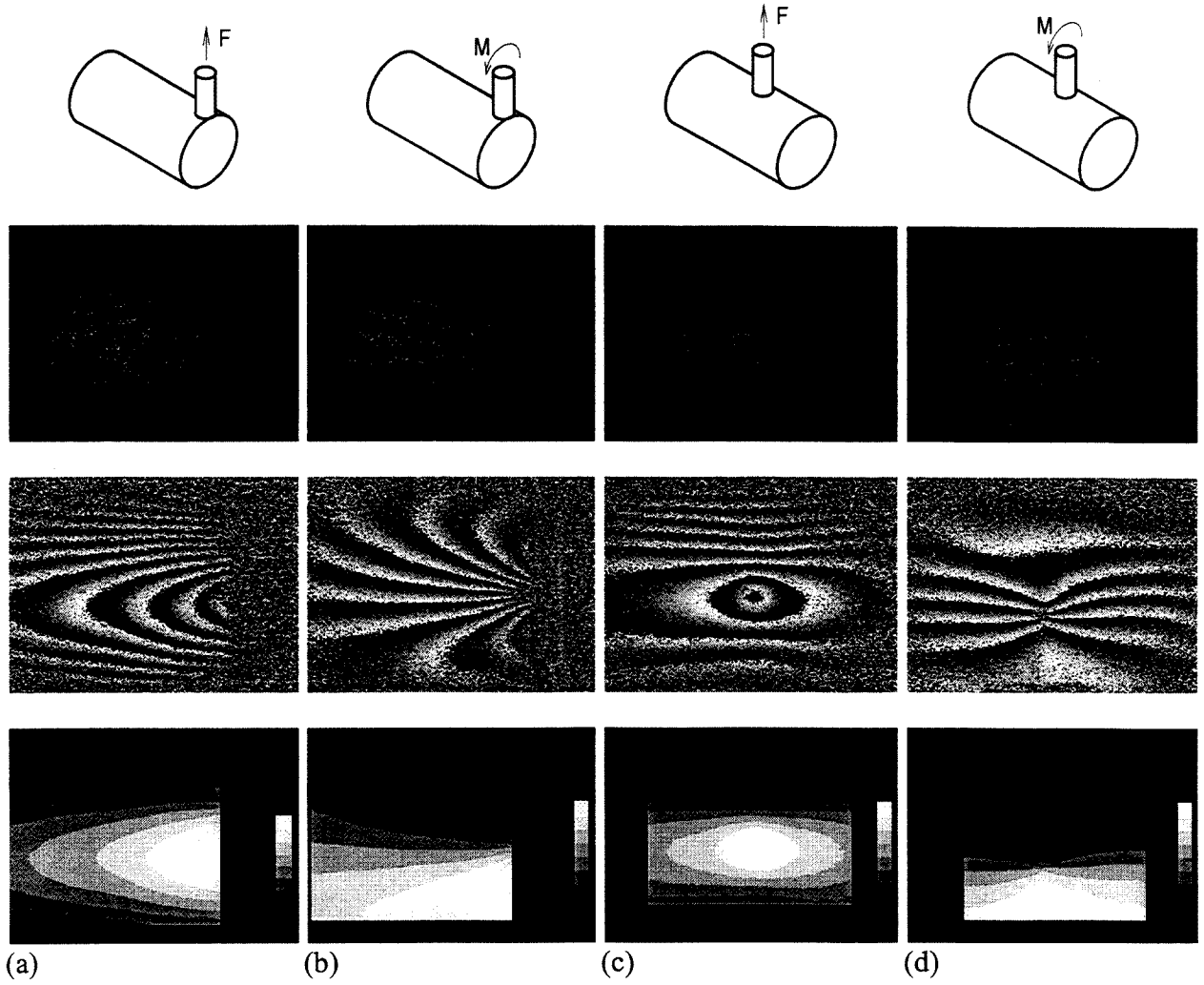
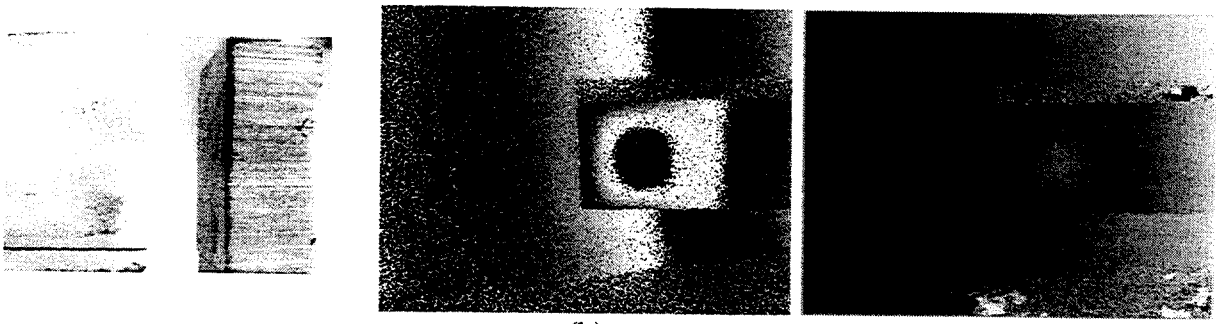


Fig. 8.27. Franjas, fase das franjas e deslocamento (na direcção de F) para: (a) solicitação de tracção num acessório colocado na extremidade do tubo, (b) solicitação de flexão num acessório colocado na extremidade do tubo, (c) solicitação de tracção num acessório colocado a meio do tubo, e (d) solicitação de flexão num acessório colocado a meio do tubo.

vertical do carregamento, o que parece sugerir que a esquelética não cumpre a sua função de repartir o carregamento por toda a zona de contacto.

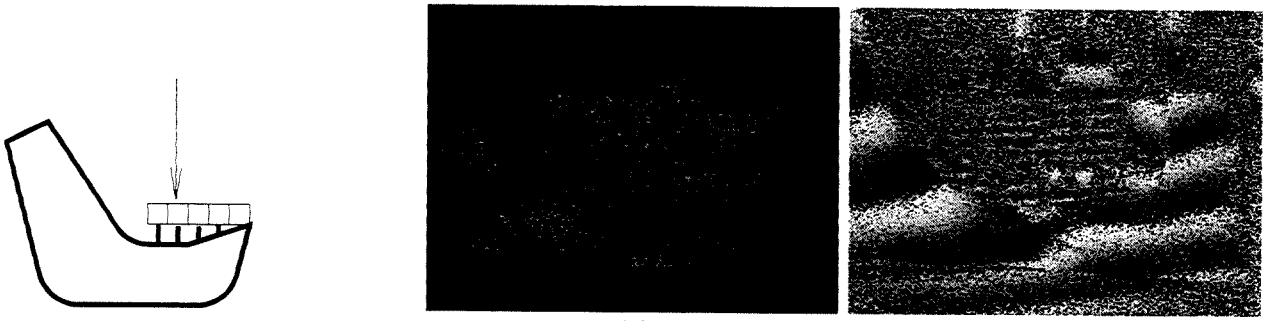
8.4.3 Gradiente do Deslocamento

O potencial desta técnica de interferometria *speckle* para medir derivadas do deslocamento de superfícies foi referida inicialmente por Leendertz e Butters (1973) e Hung e Taylor (1974). O princípio desta classe de métodos é o mesmo da interferometria *speckle*, a diferença reside apenas no facto de que os dos campos de *speckle* partem agora do mesmo objecto e são sobrepostos na superfície de registo, ligeiramente deslocados lateralmente.



(a) (b) (c)

Fig. 8.28. Amostras de material com revestimento (a). Fase da deformação sofrida após aquecimento da amostra (b). Fase desembrulhada (c).



(a) (b)

Fig. 8.29. Maxilar inferior dotado de esquelética carregada no seu penúltimo molar. Franjas de deformação (a), e a fase das mesmas (b).

A Fig. 8.30 mostra uma representação esquemática do interferómetro de *shearography*, que é baseado na montagem de Michelson. Outras montagens para este tipo de interferogramas são possíveis (Rastogi, 1993).

Na montagem de Michelson, o objecto é iluminado por uma fonte luz que faz, no plano xz, um ângulo θ com a normal à superfície. As duas imagens do objecto são obtidas através duma lente, passando de seguida pelo interferómetro de Michelson. Uma pequena inclinação num dos espelhos introduz o deslocamento lateral numa das imagens. Quando o objecto sofre um deslocamento, um determinado ponto (x,y) interfere com o ponto $(x+\Delta x,y)$. A diferença de fase desses dois pontos dos dois campos de *speckle* é dada por (Rastogi, 1993):

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta x\left(\operatorname{sen}\theta\frac{\partial u}{\partial x} + (1+\cos\theta)\frac{\partial w}{\partial x}\right) \tag{8.21}$$

sendo esta expressão já a simplificação da expressão mais geral, admitindo que $d_0 >> x,y$. Usando a iluminação paralela à direcção de observação, podemos simplificar ainda mais a expressão, onde só a derivada do deslocamento w contribui para a variação de fase. Assim a derivada de w em ordem a x pode ser obtida pela expressão:

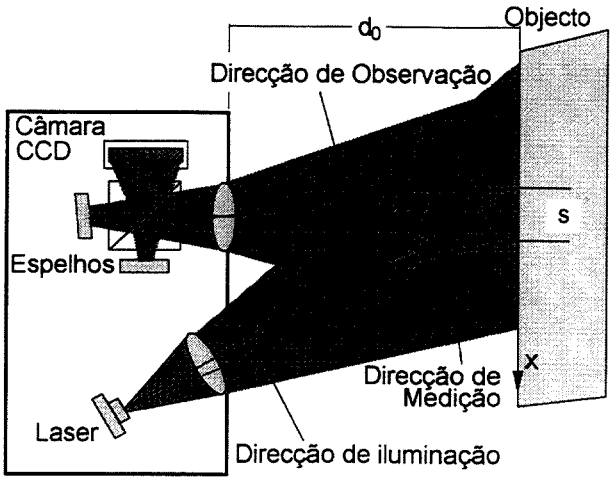


Fig. 8.30. Interferómetro de correlação *speckle* para medição do gradiente dos deslocamentos fora do plano: a *shearography*.

$$\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\lambda}{4\pi} \cdot \frac{\Delta \phi}{\Delta x} \tag{8.22}$$

A baixa sensibilidade deste interferómetro a instabilidades deve-se sobretudo ao caminho comum das duas frentes de onda até chegarem ao interferómetro propriamente dito. Este pode ser feito num único conjunto que designaremos por célula de *shearography*. E é só na célula que os caminhos das frentes de onda são separados. Devido a estas características, o interferómetro de *shearography* é um sistema de eleição para NDT (*non destructive testing*) sendo vantajoso na utilização em estaleiro, quando comparado com os outros interferómetros referidos neste trabalho. O envolvimento do LOME em programas nacionais e europeus para o desenvolvimento de tecnologia NDT permitiu construir um sistema completo de *shearography*. Para esse efeito foi desenhada e construída a célula que tomou a designação de LOME1, e da qual se podem ver duas imagens na Fig. 8.31. A primeira imagem mostra o conjunto operacional, isto é na configuração de utilização. Na segunda imagem podem ver-se alguns pormenores do seu interior. Vê-se o bloco de regulação do espelho orientável que permite alterar o valor Δx, *i.e.* o valor do desvio lateral entre imagens (*shear*), podendo inclusivamente introduzir-se um desvio na direcção y. É possível ver o espelho parcial que permite separar a frente de onda de entrada em duas novas frentes de onda iguais que irão ser desviadas uma relativamente à outra. Num dos lados do espelho parcial fica a câmara CCD e do outro o espelho comandado pelo PZT, que permite fazer a modulação de fase.

A acompanhar a célula de *shearography* existe o sistema de comando e processamento, com a denominação de PROCIM, que foi descrito com detalhe no capítulo 3. Todo o sistema foi concebido no LOME, recorrendo a um computador do tipo PC e duas placas Data Translation: uma DT2861 (aquisição e processamento de imagem) e uma DT2801 (aquisição de dados). A função da DT2861 (com 16 *buffers* de imagem) é naturalmente adquirir, armazenar e processar as imagens através da programação da desmodulação de fase, como foi descrita ao longo deste trabalho. Houve necessidade de programar igualmente a DT2801 de modo a servir o propósito de fazer a modulação dos padrões de franjas para poder ser utilizado o método de desmodulação por *phase stepping* (capítulo 3).

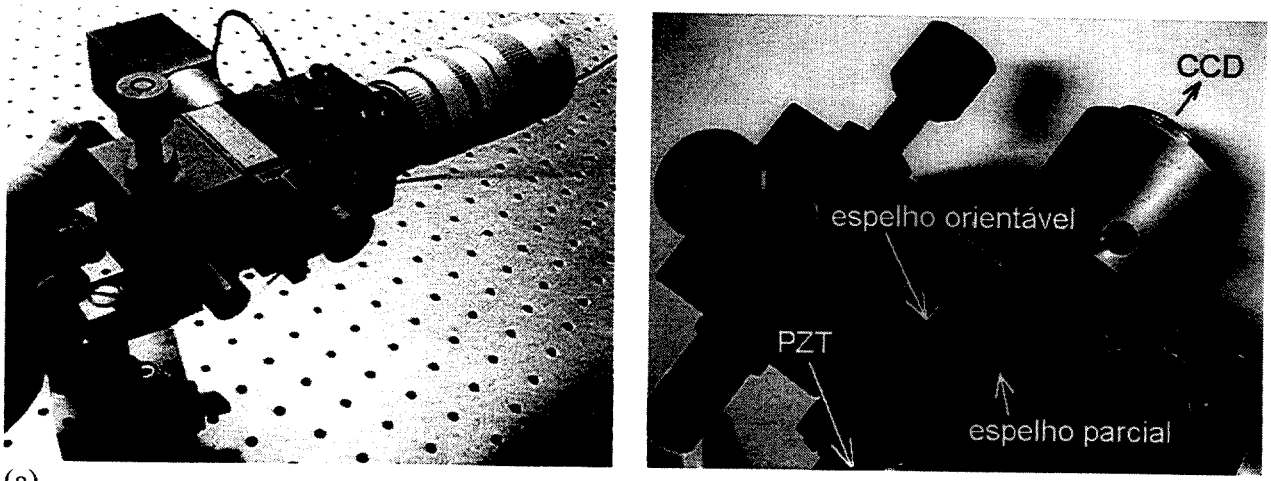


Fig. 8.31. Imagem da célula de *shearography* LOME1 (a), e pormenor do seu interior (b).

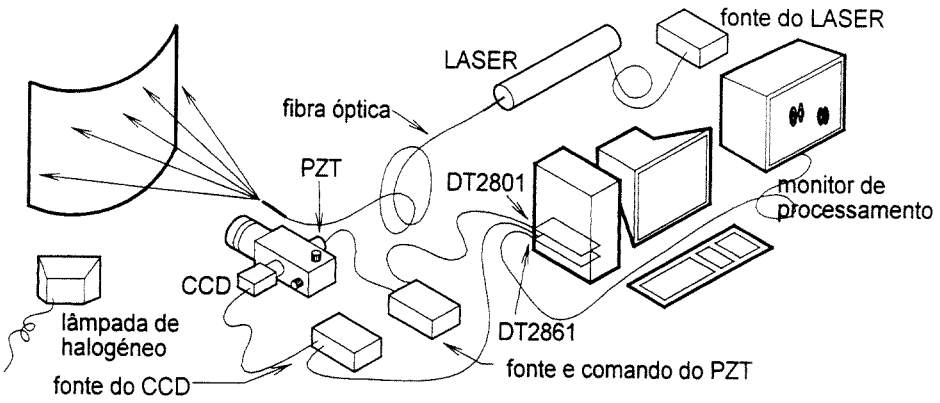


Fig. 8.32. Esquema do sistema de *shearography* portátil do LOME.

Para a iluminação o LOME possui vários LASER portáteis aos quais pode ser acopulado um cabo de fibras ópticas. Desta forma a orientação da iluminação pode ser escolhida e alterada sem necessidade de regular espelhos, como acontece na montagem de mesa. A excitação tem sido até agora do tipo térmico, usando uma lâmpada de halogéneo. Em futuros desenvolvimentos existe a possibilidade de a excitação ser comandada pela DT2801 de forma automática, permitindo melhorar a temporização da aplicação de calor. A Fig. 8.32 mostra os componentes básicos do sistema de *shearography* portátil.

Exemplo (i)

Passemos agora ao processamento. A Fig. 8.33 mostra uma sequência típica de processamento de imagens de *shearography*. Como referimos em devida altura, a correlação de interferogramas de *shearography* resulta em imagens de baixo contraste e, por isso, difíceis de interpretar directamente, como se poderá ver pela imagem (a). Isto deve-se sobretudo ao facto de se estar a interferir duas frentes de onda de *speckle*. A melhoria da parte óptica poderia aumentar um pouco a qualidade das imagens, mas não de modo a substituir completamente o processamento de

imagem. Repare-se que o processamento aqui é puramente qualitativo, isto é só estamos interessados em detectar defeitos e não objectivamente em medi-los. Por isso, se os resultados fossem bons para a correlação não seria preciso determinar a fase. A imagem (a) não permite identificar com certeza qualquer defeito; ou talvez um, mas com algumas reservas. A imagem de fase (b) permite já afirmar a existência de um defeito e suspeitar de um segundo, ao fundo e ao centro. Convém referir que o aspecto característico dos defeitos nesta técnica é a existência lado a lado de duas saliências (uma positiva e outra negativa, *i.e.* uma para cima e outra para baixo). A filtragem da imagem de fase não deixa qualquer dúvida quanto à existência do segundo defeito. Em situações comuns, o processamento pode parar por aqui. Mas o desembrulhar da fase (d) e a sua representação tridimensional (e) permite ir por vezes mais além. Repare-se na detecção dum terceiro defeito que fica claro com esta perspectiva da imagem de fase. De facto, voltando à imagem de fase, pode ser confirmada a existência de um pequeno defeito numa zona de descontinuidade 2π. Este foi certamente o motivo porque ele não se tornou desde logo evidente. Para dar só uma ideia de até onde a técnica pode ir, este pequeno defeito tem uma dimensão aproximada de 2 mm. Como é evidente, a resolução depende da área abrangida, isto para além da dimensão do defeito e, por isso, se pequenas áreas forem digitalizadas pode eventualmente detectar-se defeitos de menor dimensão.

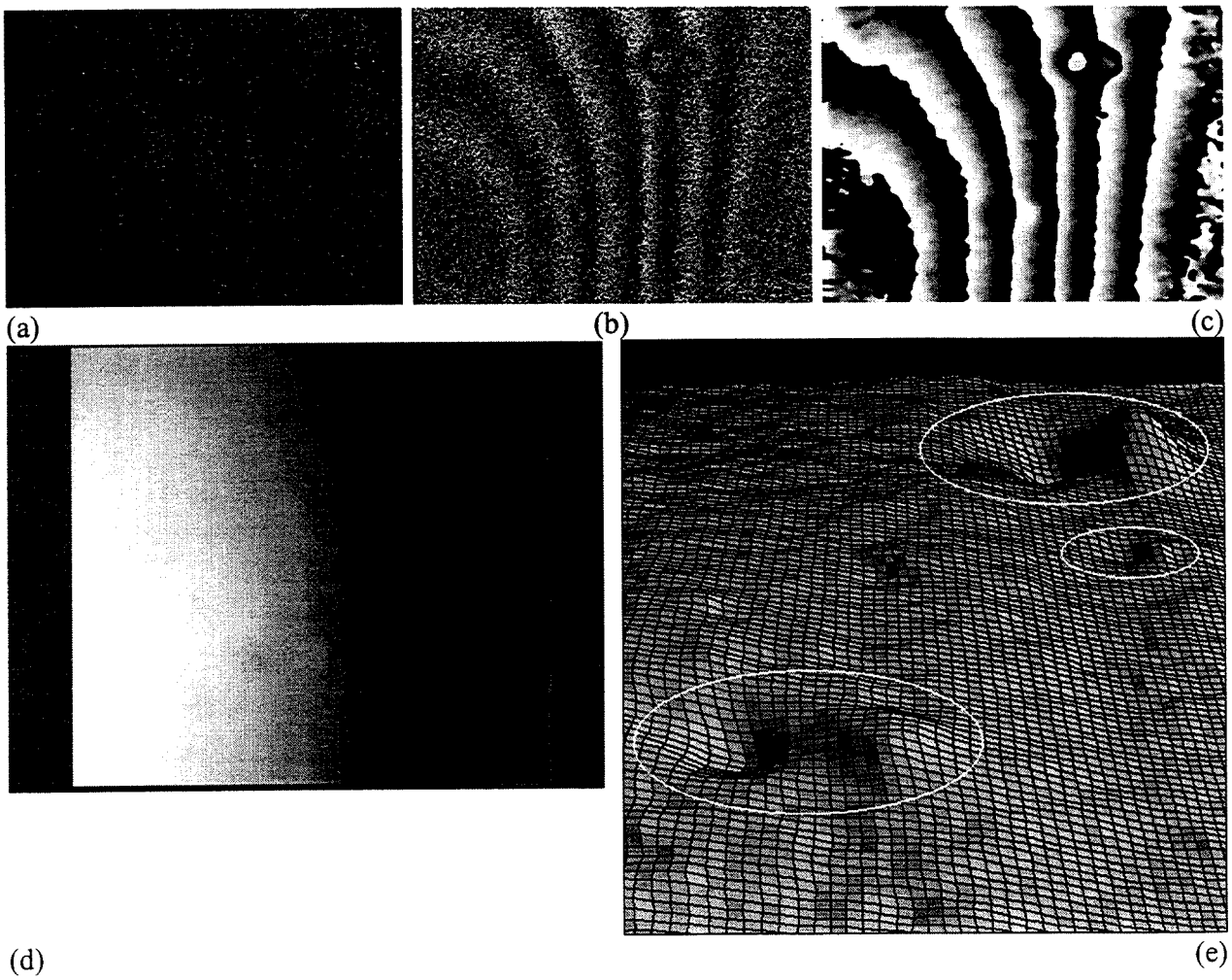


Fig. 8.33. Sequência típica de processamento de interferogramas de *shearography*: (a) franjas de correlação, (b) fase das franjas, (c) filtragem da fase, (d) desembrulhar da fase e (e) perspectiva tridimensional da fase desembrulhada.

Exemplo (ii)

Mais um exemplo, Fig. 8.34, mostrando agora uma certa evolução do sistema. Esta melhoria deveu-se ao aperfeiçoamento do sistema óptico e, também, a um melhor controle do sistema de excitação. O aquecimento deve ser suave, caso contrário, origina muitas franjas devidas a deslocamentos mais globais, como se verificou no exemplo anterior. O padrão de franjas é melhor, mas quem dirá à partida que existem quatro defeitos, olhando simplesmente para a imagem (a)? Três, talvez... mas com 100% de certeza? Mesmo a imagem de fase (b) ainda não é clara quanto ao quarto defeito. A fase desembrulhada não deixa dúvidas: existem pelo menos quatro defeitos neste componente. O componente ensaiado era a parte posterior da fuselagem do helicóptero Super Puma, conforme se pode ver na imagem (e). Repare-se nas dimensões do componente comparadas com as da mesa óptica, esta foi uma das maiores peças ensaiadas no LOME. A par destes ensaios, o sistema de *shear* já foi usado em estaleiro no âmbito de um programa de NDT europeu e de outro nacional.

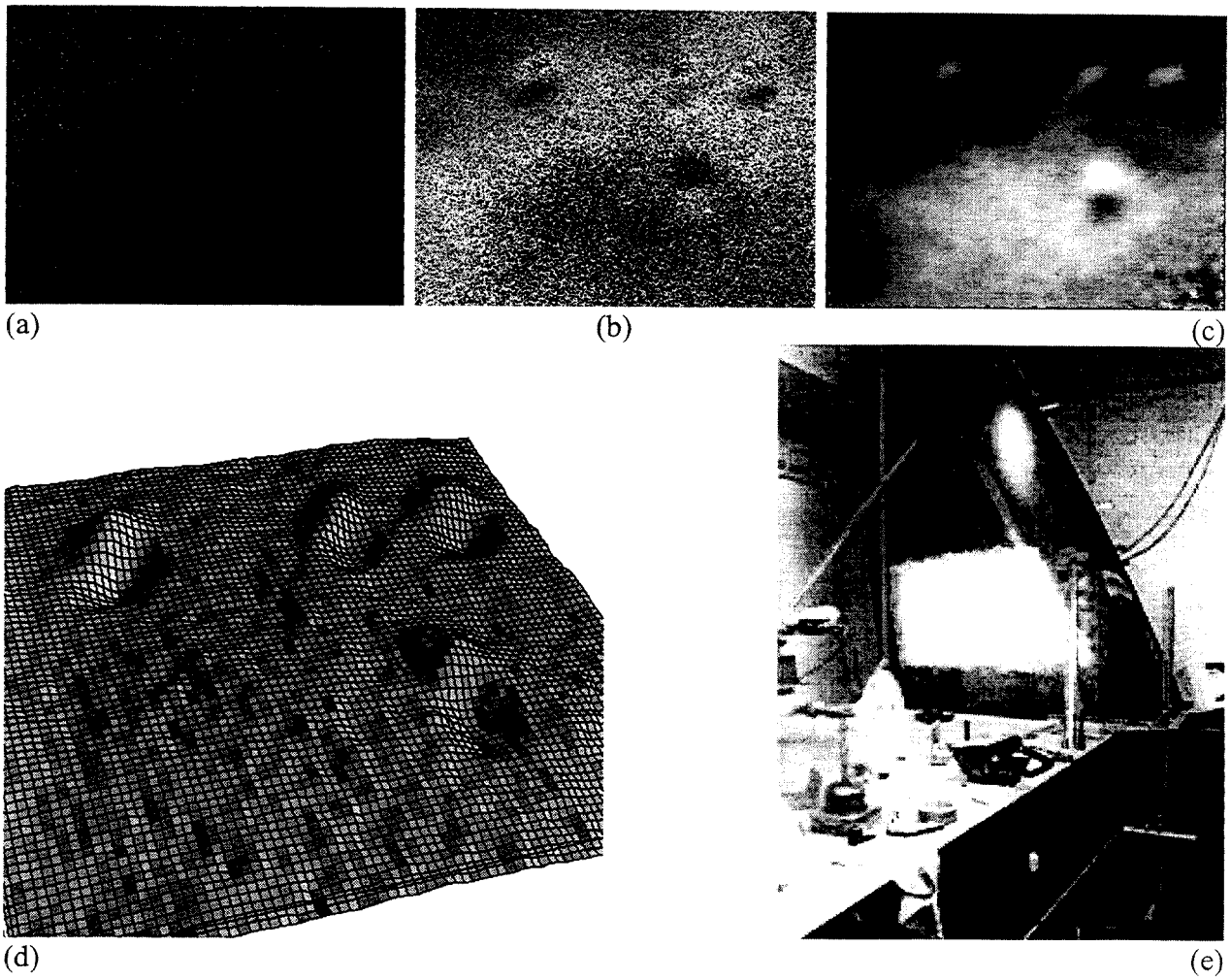


Fig. 8.34. Detecção de defeitos num painel da fuselagem traseira dum Super Puma. (a) franjas, (b) fase, (c) fase desembrulhada, e (d) vista 3D da fase desembrulhada. (e) Aspecto do componente quando foi fixado à mesa óptica.

Exemplo (iii)

A Fig. 8.35 mostra mais alguns exemplos de detecção de defeitos. A sequência de imagens representa, mais uma vez, uma evolução ao longo do tempo da qualidade dos resultados. A imagem (a) representa a observação de um reforço posterior num painel analisado. Por sua vez, a imagem (b) representa uma área de cerca de 400×300 mm^2, onde é possível detectar quatro defeitos. A qualidade dos resultados é nitidamente superior a partir da imagem (e), e as imagens (f) a (h) são já imagens de fase desembrulhadas, o que não acontecia com as anteriores. Estas imagens desembrulhadas têm o tal efeito de sombra que dá um aspecto curioso às imagens de *shearography*. Finalmente a imagem (i), que é uma imagem de fase sem desembrulhar, serve para mostrar que através de um controle adequado da excitação é possível obter, desde logo, um resultado com o aspecto pseudo-sombra. Contudo, para melhorar o aspecto da imagem, seria necessário aplicar um filtro de mediana ou passa-baixo. Este exemplo mostra a possibilidade de ter um sistema de fase a funcionar em tempo real com uma capacidade de detecção de defeitos perfeitamente aceitável.

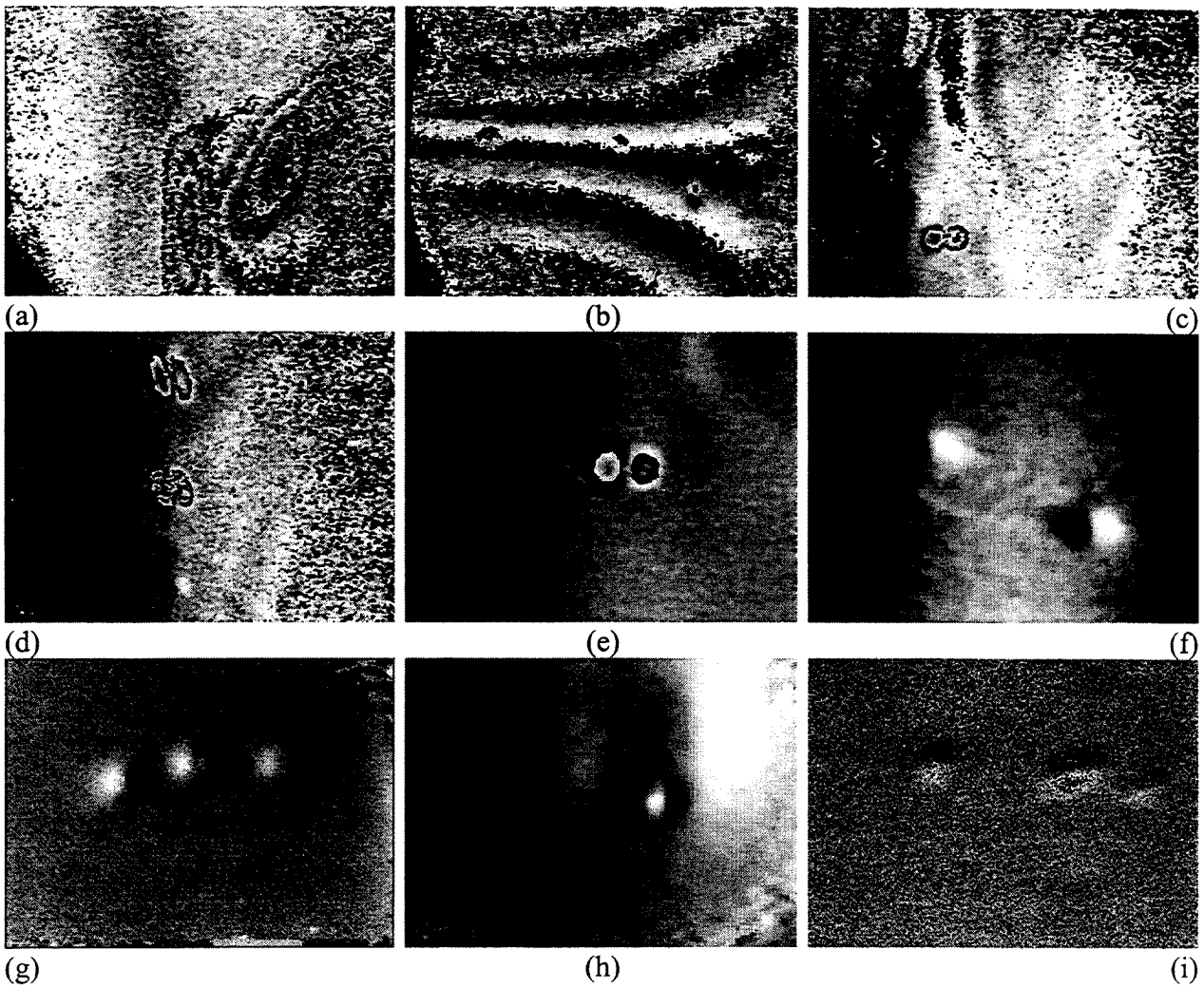


Fig. 8.35. Vários exemplos de detecção de defeitos em materiais compósitos usados em veículos aerospaciais.

8.4.4 Derivada da Fase Embrulhada

O desembrulhar da fase necessita de ser feito somente nos casos em que estamos interessados em obter declaradamente o campo de deslocamentos. Contudo, em muitos dos problemas de análise experimental de tensões, o objectivo é chegar às deformações, ou seja as derivadas dos deslocamentos. Nestes casos, as derivadas dos deslocamentos podem ser obtidas directamente da fase calculada (descontínua módulo 2π) sem a necessidade de efectuar o desembrulhar da fase. Isto significa economia de tempo e também menos erros introduzidos pelo procedimento de desembrulhar a fase, devido nomeadamente à presença de pontos com erros de fase ou baixa modulação.

Derivação no Domínio Espacial

Para obter as derivadas do deslocamento, Vikhagen (1990) usou a derivação directa da fase no domínio espacial. O cálculo pode ser baseado nas fórmulas usadas no método das diferenças finitas, isto é usando as diferenças à frente, diferenças centrais ou diferenças atrás. A expressão que permite calcular a variação da fase com diferenças atrás é:

$$\frac{\Delta\phi(x,y)}{\Delta x} = \frac{\phi(x,y)-\phi(x-\Delta x,y)}{\Delta x} \tag{8.23}$$

O uso da direcção x prende-se apenas com a clareza de exposição da expressão, não se perdendo por isso qualquer generalidade, podendo ser usada uma outra direcção qualquer. As derivadas calculadas a partir da fase embrulhada apresentam o mesmo problema desta: as descontinuidades 2π. Para eliminar essas descontinuidades é necessário acrescentar que:

$$\frac{\partial\phi(x,y)}{\partial x} = \min\left(\left|\frac{\Delta\phi}{\Delta x}\right|, \left|2\pi - \frac{\Delta\phi}{\Delta x}\right| \right) \tag{8.24}$$

ou seja que a derivada será dada pelo valor mínimo dos dois que constituem o argumento da expressão anterior. Desta forma, quando existirem saltos 2π na fase, a segunda expressão será menor, o que permitirá eliminar a descontinuidade criada pelo cálculo usando a primeira expressão. O valor da derivada deverá ainda ser afectado com o sinal da expressão usada.

Derivação no Domínio Espectral

Sciammarella e Bhat (1991) escolheram a derivação no domínio espectral como forma de chegar às deformações. Para o fazerem usaram o teorema da derivação definido para a transformada de Fourier, que permite calcular a derivada efectuando um simples produto no domínio espectral.

Após cálculo da fase são geradas duas imagens com uma portadora imposta de frequência f, da seguinte forma:

$$\begin{aligned} i_c &= 1+\cos(2\pi f\eta+\phi) \\ i_s &= 1+\operatorname{sen}(2\pi f\eta+\phi) \end{aligned} \tag{8.25}$$

onde η representa a coordenada na direcção em que se quer efectuar a derivação. Estas imagens são de seguida convertidas para o domínio das frequências, efectuando transformadas de Fourier, obtendo-se assim I_c e I_s, respectivamente as FFT de i_c e i_s. Às FFT é aplicada uma função de transferência (janela), que neste caso abrange a totalidade do domínio das frequências, da seguinte forma:

$$H(f_x, f_y) = -if\eta \tag{8.26}$$

o que se traduz na aplicação do teorema da derivação, como enunciado no capítulo 4. O produto no plano de Fourier é equivalente à derivação no plano real ou espacial. A transformada inversa permite obter, no caso da imagem I_c:

$$\mathcal{F}^{-1}\{I_c\} = \frac{\partial i_c}{\partial \eta} = -\left(2\pi f + \frac{\partial \phi}{\partial \eta}\right)\operatorname{sen}(2\pi f\eta+\phi) \tag{8.27}$$

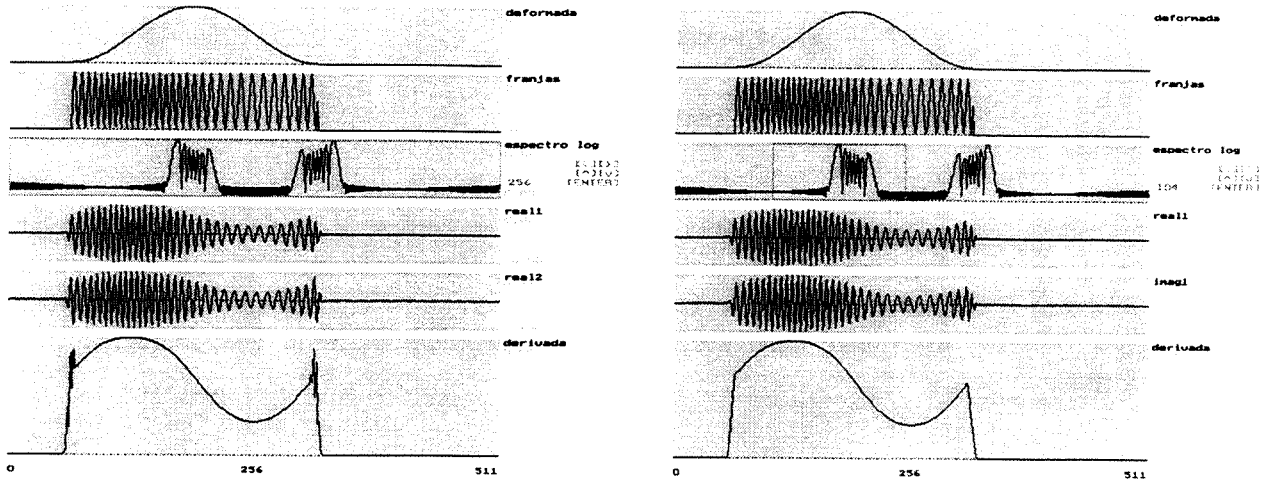
Aplicando o mesmo procedimento à imagem I_s, obtém-se um resultado idêntico, mas proporcional ao co-seno. Das duas transformadas inversas, Sciammarella e Bhat (1991) obtêm a derivada, calculando:

$$\frac{\partial \phi}{\partial \eta} = \sqrt{\left(\frac{\partial i_c}{\partial \eta}\right)^2 + \left(\frac{\partial i_s}{\partial \eta}\right)^2} - 2\pi f \tag{8.28}$$

Gostaríamos de deixar aqui uma sugestão ao procedimento utilizado na obtenção da derivada por aplicação do teorema enunciado para as transformadas de Fourier. É o facto de ser desnecessário utilizar as duas imagens para obter as duas derivadas usadas na expressão (8.28). Basta apenas utilizar primeira delas. Se aplicarmos a janela de derivação a apenas um dos lóbulos da FFT, como o fizemos para determinar a fase, podemos obter as derivadas pretendidas. Assim, a parte real será idêntica à expressão (8.27) e a parte imaginária será a expressão equivalente, mas em co-seno. A Fig. 8.36 mostra a confirmação da sugestão anterior, fazendo a aplicação do teorema da derivação a um sinal unidimensional. À esquerda está o procedimento sugerido por Sciammarella e Bhat (1991) e à direita o que acabou de ser sugerido. O facto de a janela ser menor no segundo caso permite, desde logo, efectuar uma filtragem do resultado.

Produto Diferencial Cruzado

Singh e Sirkis (1994) recorreram ao *differential cross multiplier* (DCM) tanto para a derivação como para o desembrulhar da fase. Mas como eles próprios o reconheceram, para desembrulhar a fase não representa nenhum avanço já que é necessário integrar as derivadas e isso implica propagação dos erros, da mesma forma que com o desembrulhar sequencial.



(a) (b)

Fig. 8.36. Aplicação do teorema da derivação como sugerem Sciammarella e Bhat (1991) (a) e como sugerido neste trabalho (b).

A técnica DCM é usada frequentemente para resolver resultados interferométricos quando os interferómetros fornecem informação proporcional ao seno e co-seno da fase (Singh e Sirkis, 1994). Consideremos então esses termos como sendo:

$$I_1 = \cos\phi$$
$$I_2 = \operatorname{sen}\phi \tag{8.29}$$

Como a própria designação DCM indica, I_1 e I_2 deverão ser derivados, multiplicados de forma cruzada e subtraídos de modo a ser obtido como resultado a derivada da fase, Fig. 8.37. E a forma da expressão que permite obter aquele resultado é (Morgan, 1982):

$$\frac{d\phi}{d\eta} = I_1 \frac{dI_2}{d\eta} - I_2 \frac{dI_1}{d\eta} \tag{8.30}$$

onde η é a variável da direcção de derivação. A importância deste tipo de análise, segundo Singh e Sirkis (1994), é que as derivadas podem ser obtidas directamente das franjas, sem a necessidade de determinar a fase. Mas os padrões de franjas são mais complexos, onde basta a existência do termo médio, geralmente desconhecido, para complicar todo o procedimento. No mínimo será necessária uma filtragem passa-alto para eliminar aquele termo contínuo.

Aplicações

Nas aplicações que vamos apresentar da derivação recorremos invariavelmente à derivação espacial. Como é sabido a derivação é um operador muito sensível ao ruído. Por esse motivo, antes de derivar a fase é necessário duma forma geral efectuar uma filtragem prévia, usando neste caso um filtro adequado para filtrar a fase embrulhada (capítulo 6). Quer isto dizer que a fase tal

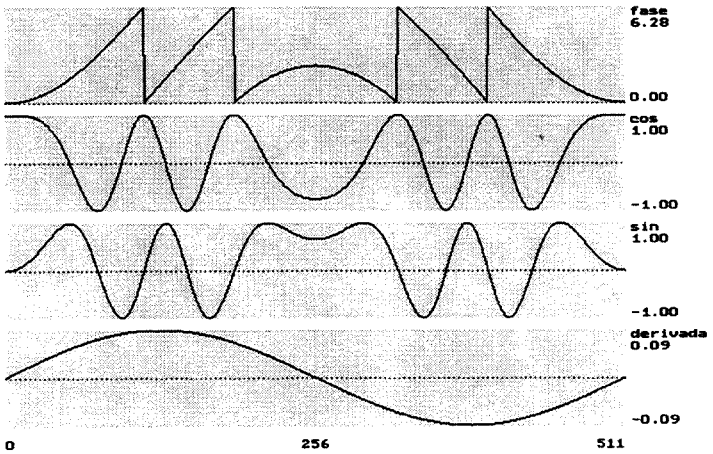


Fig. 8.37. Exemplo simples da derivação usando a DCM.

como é mostrada na Fig. 8.38(a) não teria como resultado imagens com a qualidade mostrada em (b), (c) e (d). É evidente que o resultado visto globalmente também não seria totalmente inútil. O que sucederia seria o aparecimento de picos devidos à derivação dos pontos com ruído. A filtragem da própria derivada seria outra solução para este problema. Relativamente a este tipo de problema, a experiência tem-nos mostrado que quanto mais cedo for eliminado o ruído melhor será o resultado final.

Quando estamos no campo da engenharia mecânica, derivação de deslocamentos significa obter as deformações para depois chegar às tensões. O âmbito deste trabalho não foi nem pretendeu chegar aí. Não que não fosse possível, mas porque é um assunto vasto e mais específico, sendo subjectivo a cada problema tratado. É evidente que representa um objectivo futuro, sendo obviamente um assunto de extrema importância.

Exemplo (i)

A aplicação, neste trabalho, da derivação numérica foi apenas feita como solução alternativa à *shearography*. A ideia básica residiu na utilização do interferómetro de medição de deslocamentos fora do plano para detectar defeitos. É claro que com este interferómetro tudo o que é deslocamento aparece registado no padrão de franjas, conforme se pode ver na Fig. 8.39(a). Esta característica esconde os defeitos no meio do padrão de franjas mais bem definido dos deslocamentos mais globais. A solução passa por derivar a fase deste padrão de franjas (imagem (b)), o que permite obter um resultado idêntico ao que seria obtido usando a *shearography*. Para efectuar a derivação é necessário filtrar em primeiro lugar a fase, para evitar o protagonismo natural do ruído no resultado da derivação. A fase embrulhada e filtrada (imagem (c)), após derivação numérica, permite chegar a uma imagem de fase em tudo semelhante à obtida na *shearography*. A fase derivada (d) permite assim identificar claramente dois defeitos, um maior e um mais pequeno, com uma imagem de aspecto idêntico à que seria obtida com a *shearography*.

Para comparar os resultados, efectuamos a mesma detecção usando por sua vez a *shearography*, Fig. 8.40. A imagem (a) mostra a fase antes da filtragem e a (b) mostra o resultado da filtragem. Como a derivação é feita no interferómetro, temos neste caso menos passos de processamento. Podia ainda ter-se desembrulhado a fase, mas para a comparação tal não é necessário, até porque

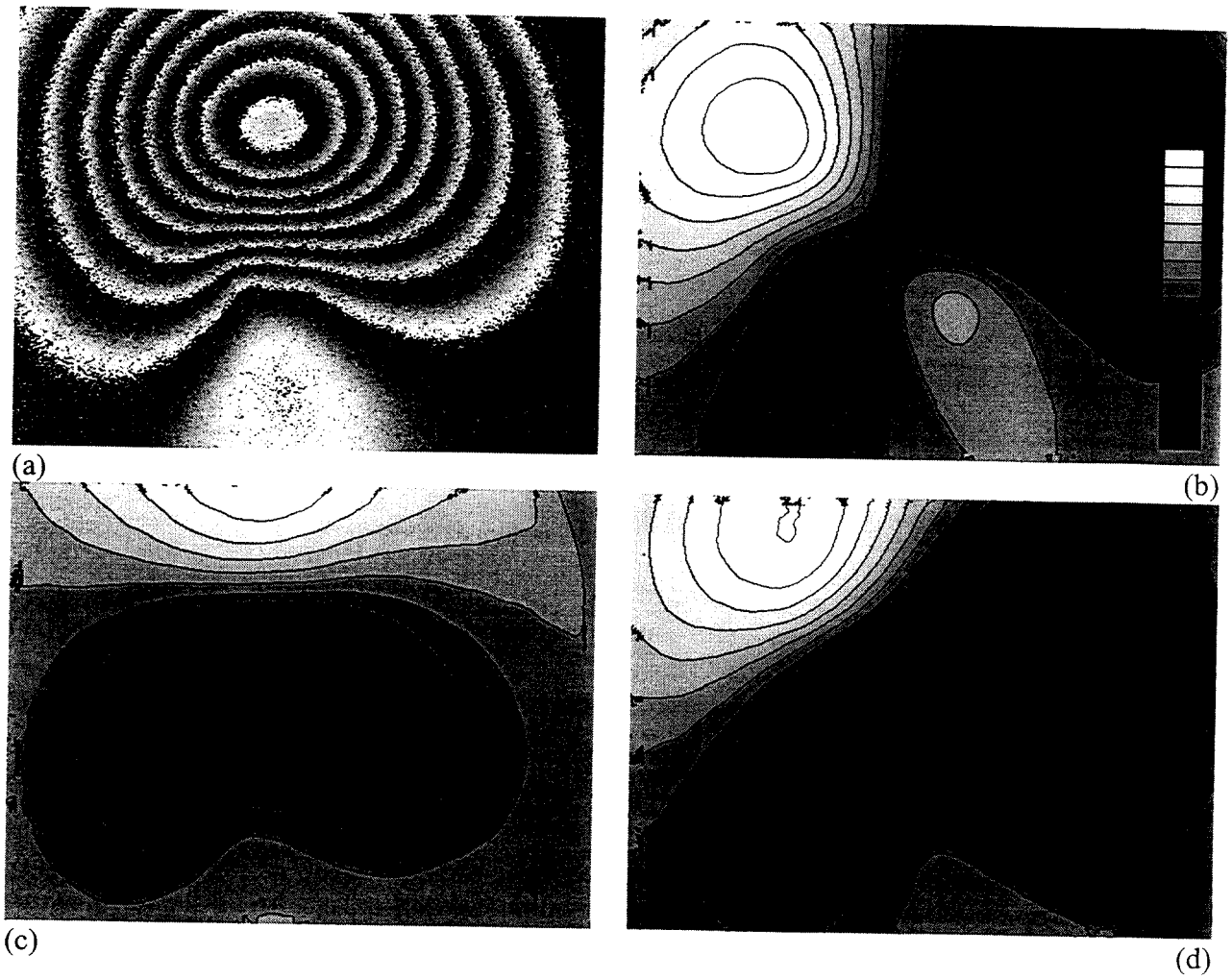


Fig. 8.38. Imagem de fase (a) derivada de várias formas: (b) na direcção horizontal, (c) na direcção vertical e (d) na direcção diagonal.

a imagem da Fig. 8.39(d) também não o foi. Da comparação parece-nos evidente que os resultados da derivação numérica são melhores, pelo menos neste exemplo. Basta ver o defeito maior, num e noutro caso. Na Fig. 8.40 parece, sobretudo, que houve uma descorrelação do lado esquerdo do interferograma, o que desculpa um pouco o resultado obtido por *shearography*. Mas este melhor resultado não afasta a *shearography* como técnica NDT de eleição. Basta pensar que a ICS (interferometria por correlação de *speckle*) é um método muito mais sensível a instabilidades ambientais. E esta desvantagem pode causar inúmeros problemas. Conhecem-se contudo já sistemas comerciais que permitem o seu uso em estaleiro. A *shearography* continua a ser um dos interferómetros mais tolerante a instabilidades ambientais.

A informação de fase permite gerar novos padrões de franjas com uma qualidade de filtragem superior aos filtros convencionais, como foi referido no capítulo 4. Apesar da pouca utilidade desta operação, ela permite ver como deveriam ser os *shearogramas* secundários no caso de o contraste das imagens ser máximo. A Fig. 8.41 mostra estes resultados usando o *shear* (derivação), nas duas direcções horizontal e vertical. Para as franjas aparecerem com este aspecto foi necessário fazer a multiplicação das franjas e, daí, o aparecimento de franjas de deslocamento global. A multiplicação de franjas é uma operação simples que consiste em subdividir o intervalo

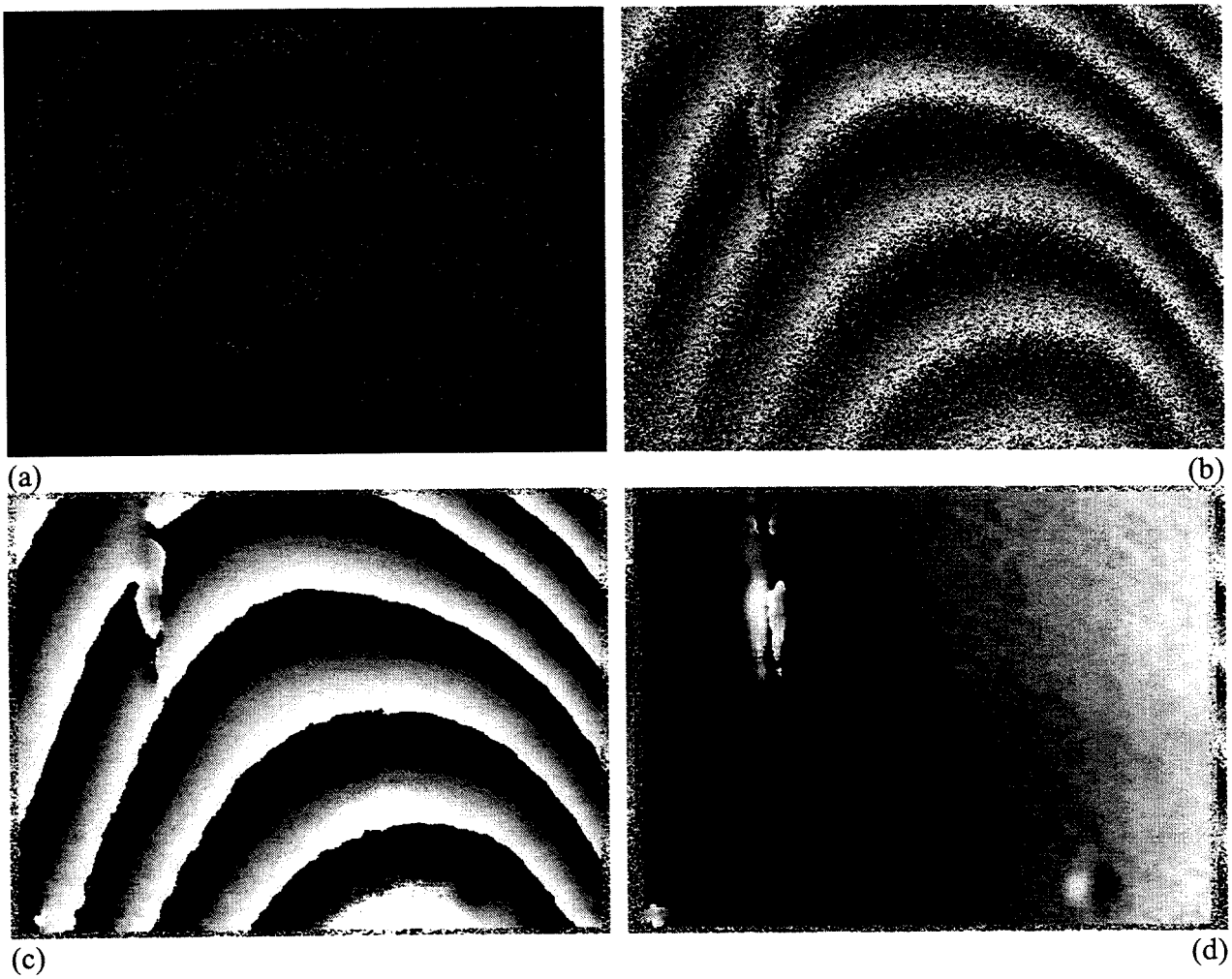
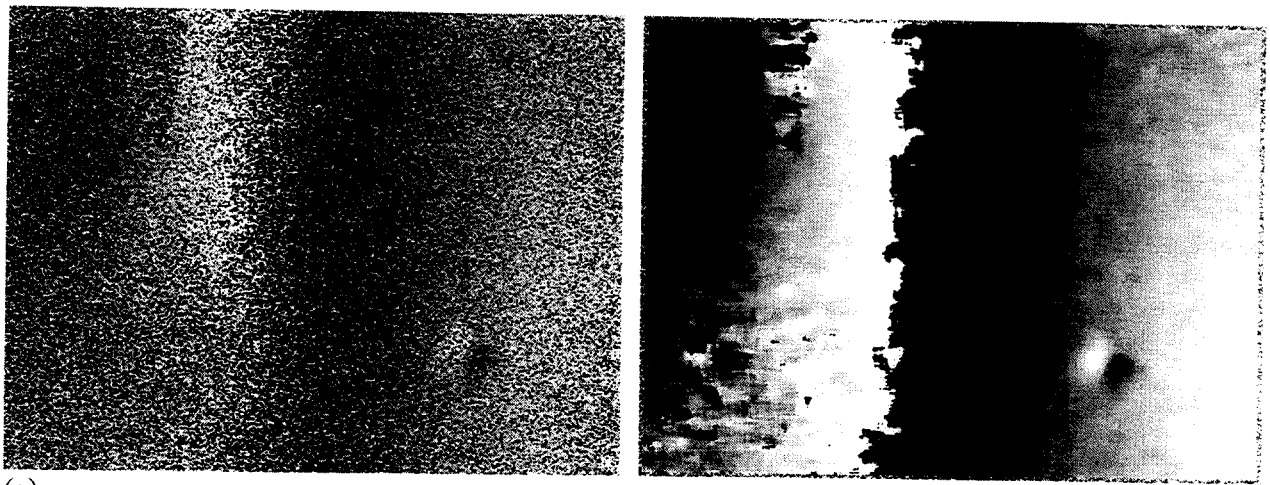


Fig. 8.39. Derivação numérica da fase. (a) Padrão de franjas e (b) fase desse padrão. (c) Filtragem da fase embrulhada, e (d) derivação numérica na direcção horizontal permitindo eliminar as franjas de deslocamento global.

$[0,2\pi[$ em vários novos intervalos. Depois desta operação são obtidas franjas usando uma função sinusoidal na qual o argumento é a fase antes calculada.

Exemplo (ii)

Finalmente a Fig. 8.42 mostra mais uma caso de derivação da fase para detecção de defeitos. Trata-se, neste caso, de uma peça com um defeito múltiplo. A imagem de fase desembrulhada (b) permite verificar a existência de defeitos, mas não com a clareza que a derivada (c) permite. Na derivada o aspecto pseudo-3D dá uma ideia muito mais clara do dano existente. Esta técnica pode ser muito promissora num futuro próximo. Resolvidos os problemas de sensibilidade às instabilidades ambientais, pode ser uma alternativa de qualidade à *shearography*. Os problemas de estabilidade podem ser resolvidos com sistemas compactos. A integração de toda a parte óptica num conjunto compacto, com a ajuda dos novos LASER semicondutores e de impulsos, pode permitir construir um sistema compacto e portátil no género do desenvolvido para a *shearography*. Está aqui mais uma sugestão de trabalho futuro.



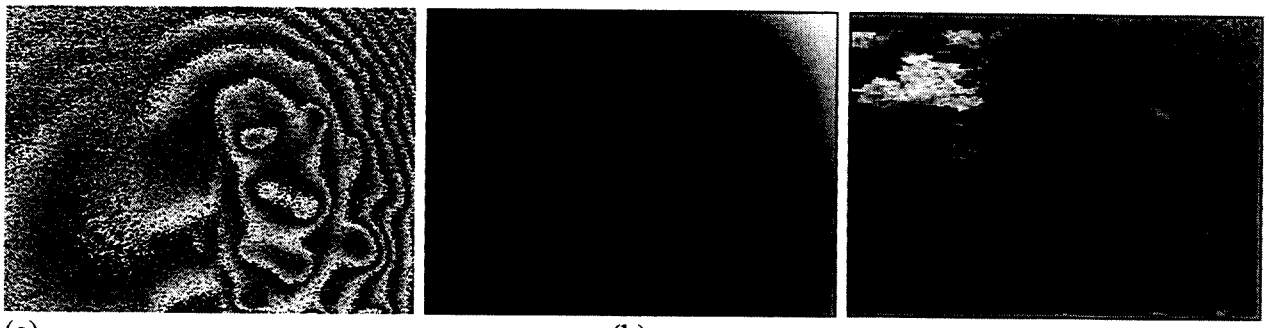
(a) (b)

Fig. 8.40. A *shearography* aplicada ao mesmo objecto da Fig. 8.39 mostrando-se: (a) a fase do *shearograma* e (b) a fase filtrada.



(a) (b) (c)

Fig. 8.41. (a) Franjas geradas a partir da fase (d) da Fig. 8.39. (b) Derivada da fase (c) da Fig. 8.39 na direcção vertical e (c) franjas geradas a partir desta fase.



(a) (b) (c)

Fig. 8.42. Componente com um defeito múltiplo: (a) a fase, (b) a fase filtrada e desembrulhada e (c) a derivada na direcção vertical.

8.4.5 Amplitude e Fase de Vibração

O interferómetro para este tipo de técnica é o mesmo usado na medição de deslocamentos fora do plano, referido anteriormente neste capítulo (parágrafo 8.4.2). A integração do sinal vídeo apenas fornece outro resultado na interpretação das franjas. Recordando as expressões apresentadas nos capítulos 2 e 5, é fácil concluir que o resultado obtido com este tipo de interferómetro é a amplitude de vibração com fase, ou seja com definição de sinal.

No caso das direcções de iluminação e de observação serem paralelas, a expressão para a amplitude de vibração virá dada por:

$$a_0 = \frac{\lambda}{4\pi}\Delta\phi \tag{8.31}$$

Repare-se que $\Delta\phi$ é a pseudo fase das franjas J_0, a função de Bessel de ordem zero e do primeiro tipo. Como já vimos, para chegar a esta fase é necessário tratar a função de Bessel como um co-seno e depois fazer a correcção de deslocamento atendendo à diferença de argumento para as duas funções. Mais à frente falaremos mais em concreto deste procedimento.

O aparecimento das técnicas pulsadas representa o fim anunciado do *time average*, que deixará de ter o interesse que teve até agora. Lembremos que foi com este tipo de interferogramas que a ICS surgiu (Butters e Leendertz, 1971) para dar lugar a um método metrológico com as potencialidades que tem hoje em dia. As suas limitações passam certamente por a sua aplicação só poder ser feita a fenómenos periódicos. Com as técnicas pulsadas todos os fenómenos podem ser analisados, desde que dentro da temporização permitida pelos sistemas de vídeo.

A modulação sinusoidal da referência (Aleksoff, 1971) tem o seu "quê" de genial e é a chave para a modulação das franjas J_0 de forma semelhante à feita com as franjas sinusoidais. É nesta contexto que apresentamos de seguida dois exemplos que não deixam de ser impressionantes, se pensarmos que são o resultado do processamento de franjas secundárias.

Correcção dos Deslocamentos

O método *phase stepping* é adequado para resolver franjas sinusoidais resultantes da interferência de duas frentes de onda. Mas quando uma das frentes de onda provém de um objecto em vibração, as franjas geradas são moduladas pela função de Bessel de ordem zero do primeiro tipo (J_0). A modulação sinusoidal de uma das frentes de onda permite aplicar um desvio nas franjas deste tipo, semelhante ao efeito obtido no *phase stepping*. Infelizmente a função de Bessel não pode ser desenvolvida em série de modo que o seu argumento seja separável, não sendo portanto possível encontrar uma solução directa (Stetson e Brohinsky, 1988). Para resolver este problema é necessário um procedimento iterativo, ou então o recurso às expressões de cálculo do *phase stepping* atendendo à natureza quase periódica da função J_0.

A diferença entre as funções cos e J_0 origina erros de cálculo quando se está a calcular o argumento da função J_0 como se de uma função co-seno se tratasse. Segundo Stetson e Brohinsky (1988) esse erro tende para $\pi/4$ que é a diferença inicial mostrada no gráfico apresentado no capítulo 5. Esse erro pode ser corrigido através de uma tabela de correspondências entre os argumentos das duas funções.

A Fig. 8.43(a) mostra o exemplo da função J_0 afectada com vários fasores (0, 0.78, 1.56 e 2.34) e que tendo como argumento base uma rampa (metade negativa e metade positiva). Os fasores representam o equivalente à modulação da fase das franjas usada no *phase stepping*. O gráfico (b) permite ver o resultado obtido quando se determina a fase com as expressões para franjas sinusoidais (curva legendada com "fase"). A rampa que deu origem às franjas encontra-se designada por "deformada". Após ser desembrulhada, a fase tem o desvio que se pode ver no gráfico ("fase desembrulhada"). Da correspondência entre os valores das curvas "deformada" e "fase desembrulhada" é possível construir a tabela de conversão que permitirá corrigir um qualquer valor obtido no valor real de amplitude de vibração. Desta análise resultam dois pontos importantes que é preciso ter em atenção:

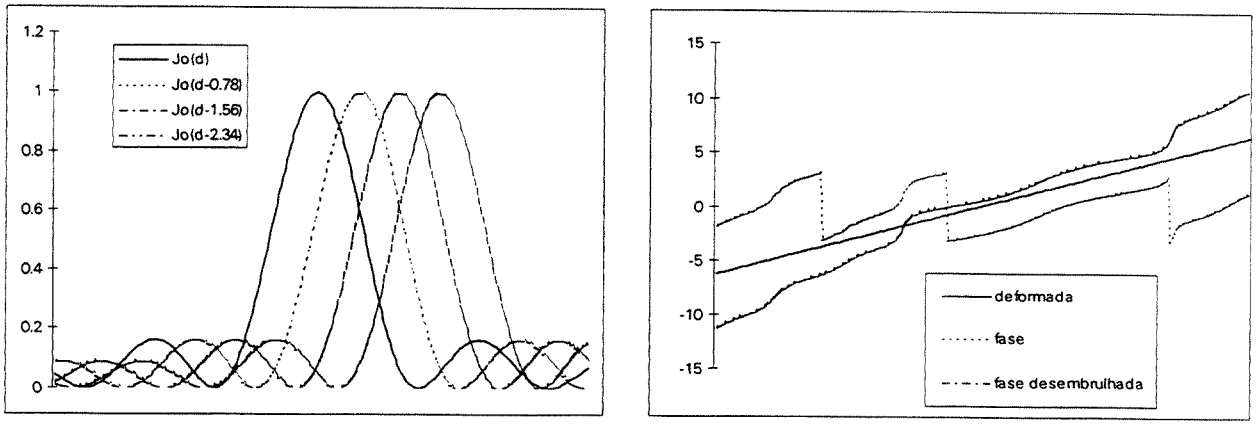
1. a necessidade de desembrulhara a fase antes de proceder à correcção.

2. a necessidade de conhecer a localização da deformada zero.

Nas franjas J_0, esta última imposição não põe a menor dúvida, já que a franja de ordem zero é a mais intensa na imagem com fasor nulo. A utilidade desta correcção poderá existir no caso da utilização dos valores rigorosos da amplitude. No caso da observação apenas da forma de vibração, tal correcção torna-se absolutamente desnecessária.

Exemplo (i)

O primeiro exemplo refere-se a uma placa em fibra de carbono bi-encastrada nas extremidades laterais, Fig. 8.44(a), e a vibrar no seu quarto modo próprio de vibração. Uma das primeiras conclusões que salta à vista é a falta de simetria horizontal. Isto permite supor que existe uma variação de rigidez da placa, que poderá ser devido a uma variação de espessura. A modulação sinusoidal da referência permite determinar a pseudo-fase (b) da qual se pode obter a forma de vibração (c). A obtenção desta só é possível devido à informação de sinal de fase. Na imagem (a) podemos adivinhar quais as partes que estão em fase no fenómeno vibratório, mas com a determinação da fase temos a certeza de quais são. Da fase podem obter-se ainda as franjas de



(a) (b)

Fig. 8.43. (a) Sinais modulados pela função J_0 com argumento variando linearmente e com vários fasores igualmente espaçados. (b) Fase obtida usando as expressões do método *phase stepping*.

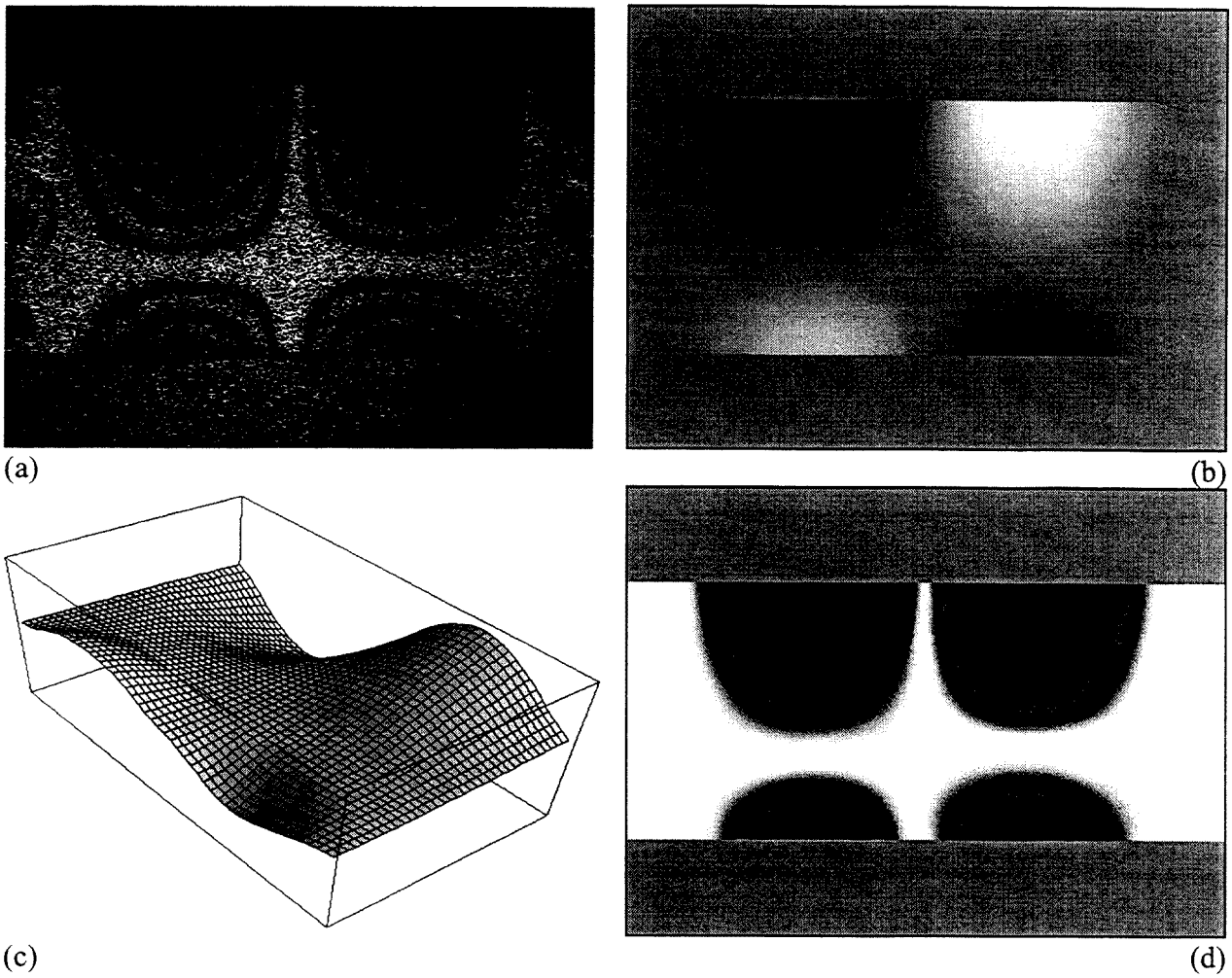


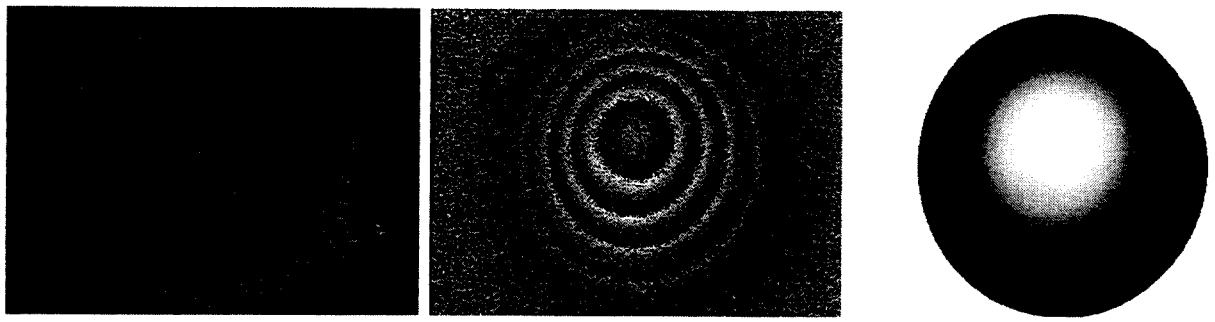
Fig. 8.44. Placa rectangular de fibra de carbono a vibrar no quarto modo a cerca de 655 Hz (a). Pseudo-fase das franjas J_0 (b) e forma própria de vibração (c). Franjas J_0 geradas a partir da pseudo-fase (d).

time average filtradas, como se mostra na imagem (d).

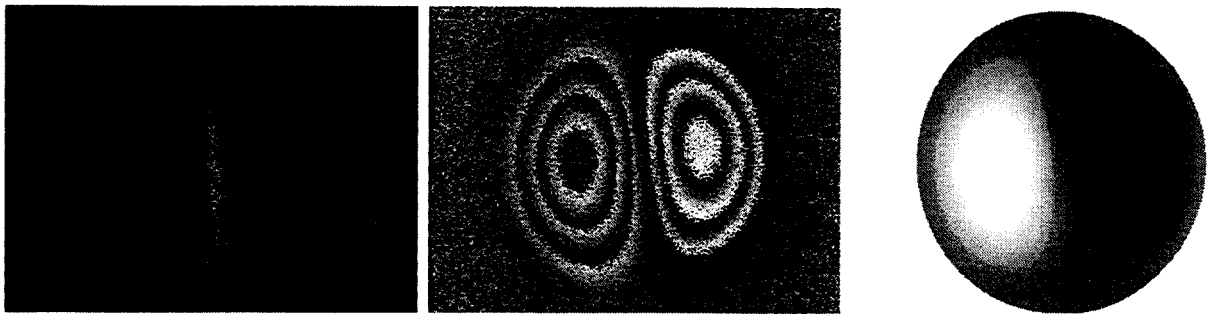
Exemplo (ii)

O outro exemplo é relativo ao estudo dos modos próprios de vibração de uma placa circular de aço com 200 mm de diâmetro e 1 mm de espessura encastrada ao longo de todo o bordo. Para este caso, foram examinados o que nós pensamos serem os dez primeiros modos próprios de vibração. Mais modos poderiam ter sido processados, pois o sistema permitiria ir ainda mais além. Na Fig. 8.45 estão representados em sequência esses modos de vibração, mostrando-se para cada modo as franjas J_0, a fase (ou, mais correctamente, pseudo-fase) e a fase desembrulhada que é uma aproximação da forma própria de vibração.

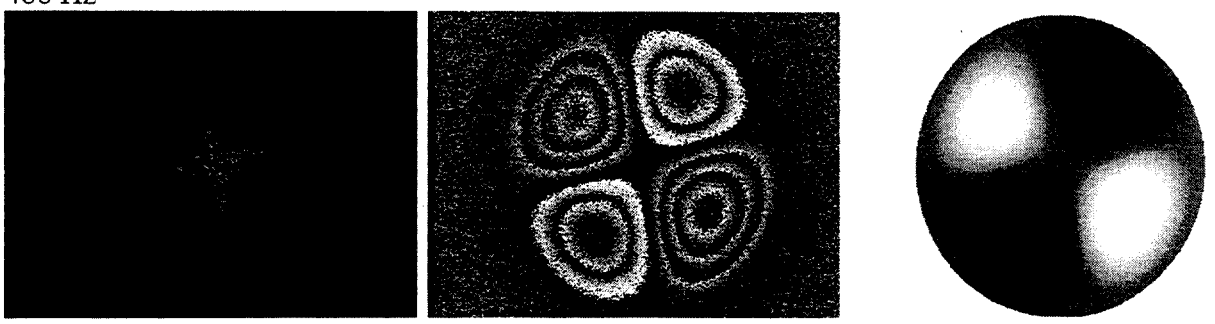
Com a informação de fase, pode construir-se facilmente uma animação que permita simular o comportamento vibratório da estrutura. Esta animação, em casos com modos próprios mais complexos, pode ter interesse para prever comportamentos ou situações de solicitação excessiva. A Fig. 8.46 mostra a sequência de animação do modo de 1978 Hz da placa circular da Fig. 8.45.



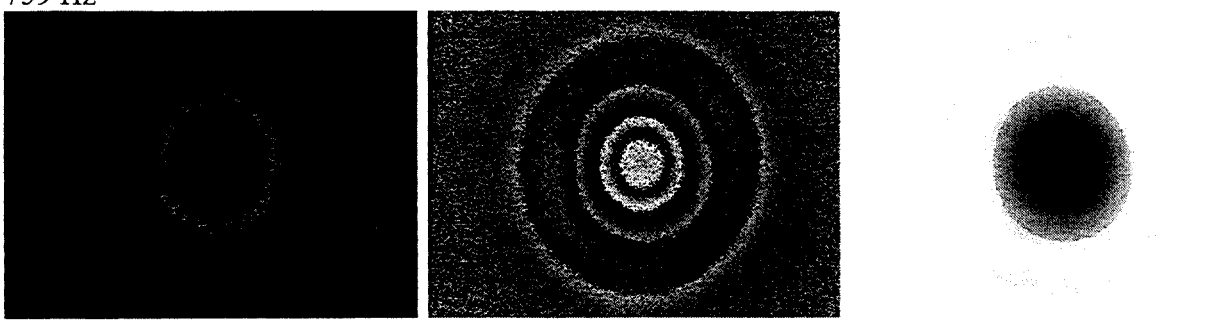
324 Hz



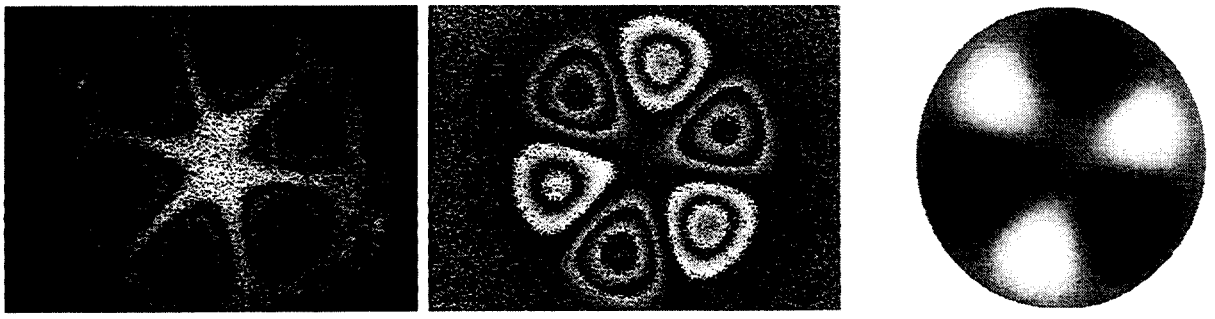
488 Hz



759 Hz



925 Hz



1125 Hz

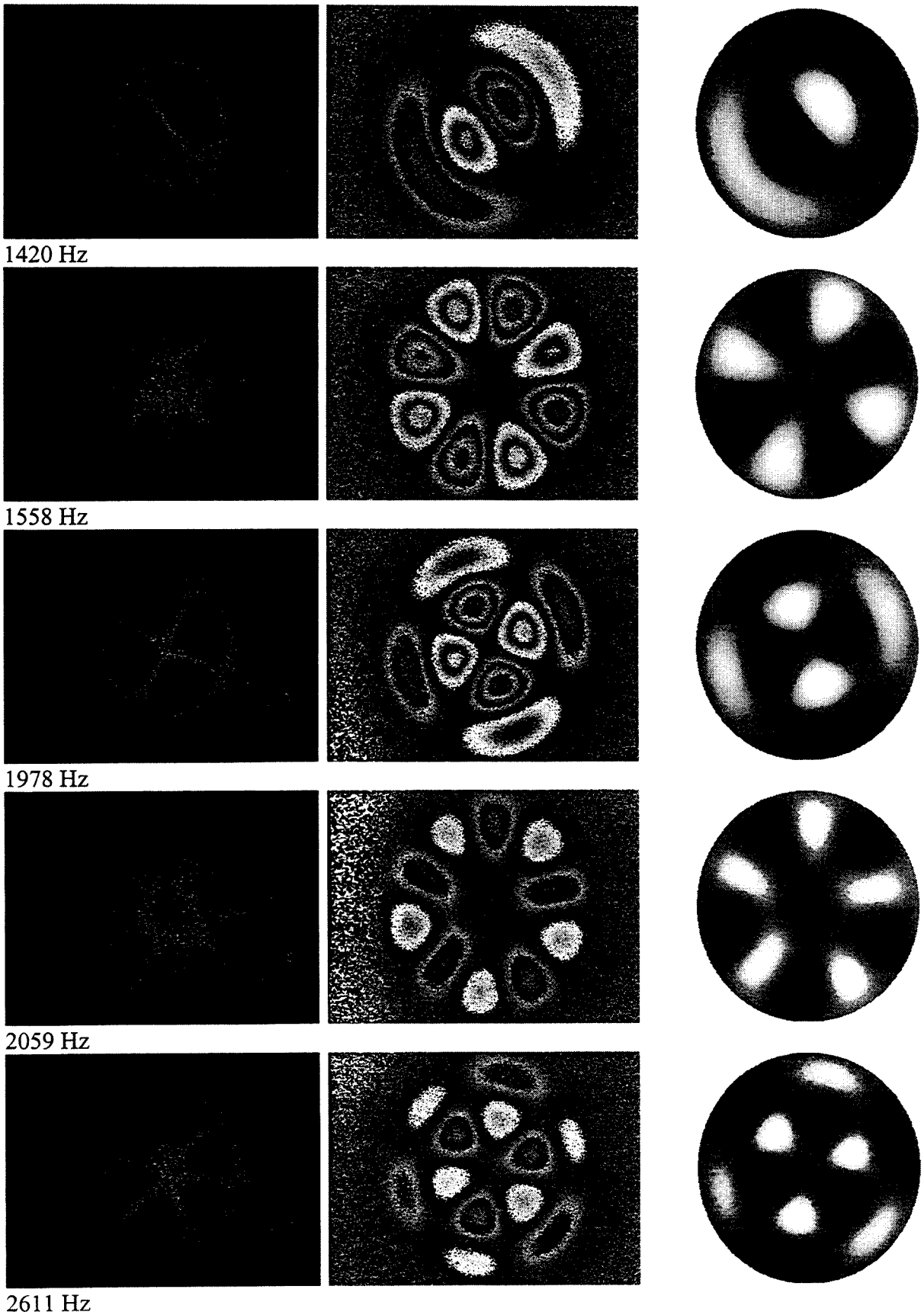


Fig. 8.45. Modos próprios de vibração de uma placa circular encastrada ao longo do bordo. Para cada modo, da esquerda para a direita: franjas J_0, fase e forma própria de vibração.

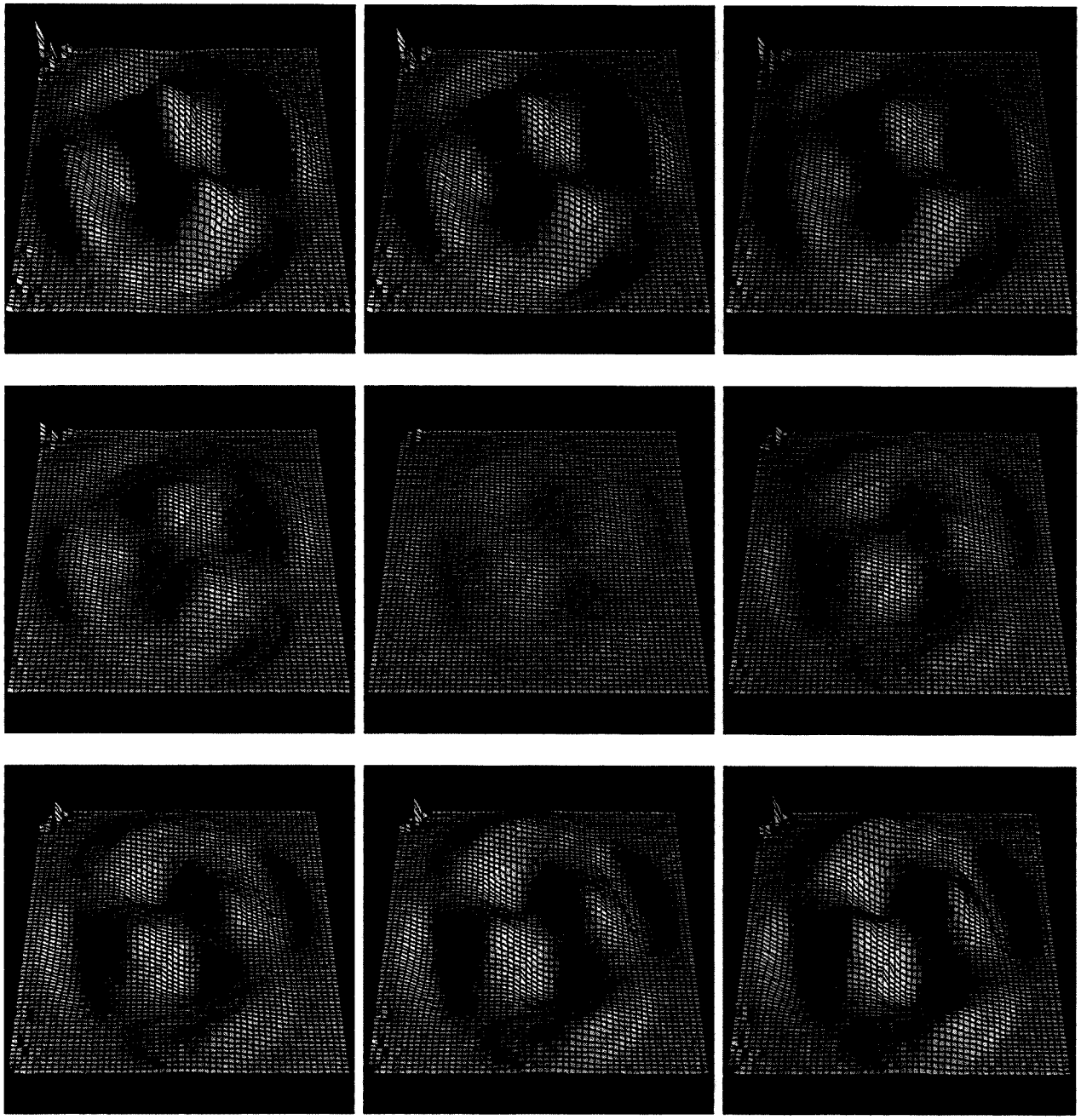


Fig. 8.46. Sequência de imagens obtida para a animação de um dos modos próprios de vibração (1978 Hz) da placa circular.

8.4.6 Registo de Fenómenos Transitórios

A maioria das actuais câmaras CCD usam a tecnologia de transferência interlinha (ver capítulo 1). Este tipo de tecnologia possui registos de transporte verticais adjacentes a cada coluna de fotossensores. Durante o tempo de exposição, a carga é acumulada nas células expostas à luz, ou seja nas células usadas para aquisição do sinal. Quando é dado sinal às portas de transferência para abrirem, toda a carga nas células expostas é transferida para os registos de transporte (células protegidas da luz). Esta operação pode ser feita em cerca de 3μs.

Também a maioria das câmaras existentes no mercado operam no modo intercalado (CCIR-standard). Isto significa que um quadro contém a informação das linhas pares do sensor CCD e que o quadro seguinte conterá as linhas ímpares. Os quadros (meias imagens) são adquiridos a 50Hz e, portanto, imagens completas são adquiridas a 25Hz. Estas frequências implicam que o tempo de aquisição dum quadro seja de 20ms. Para funcionamento com técnicas pulsadas, e consequentemente LASER pulsados, o modo intercalado significa que apenas meias imagens podem ser adquiridas para monitorização. A resolução total pode ser obtida recorrendo a câmaras com funcionamento em modo não intercalado. Neste caso, cada quadro representa uma imagem completa.

Como já vimos no capítulo anterior, existem basicamente duas formas de registar a fase para monitorizar fenómenos dinâmicos. Estas duas formas são baseadas no mesmo princípio: o da introdução de uma portadora nas franjas primárias. Na primeira das formas, duas imagens (interferogramas) são recolhidas, o que permite medir o deslocamento entre as duas situações registadas. Usando uma câmara de modo intercalado, a mesma imagem conterá o registo dos dois estados do objecto, em cada um dos seus quadros par e ímpar. Neste caso, a resolução dos interferogramas será reduzida a metade. A utilização de uma câmara de modo não intercalado permitirá evitar esta situação. A segunda das formas será a gravação na mesma imagem dos dois interferogramas com portadoras de orientação diferente, não havendo neste caso limitações em termos de temporização dos sistema de aquisição de imagem.

No caso do uso da câmara de modo não intercalado, não existem problemas de temporização. Já no caso do modo intercalado a temporização é importante. O LASER pulsado é usado para iluminar o objecto em dois estado de deslocamento. Por esse motivo, o sincronismo dos quadros da câmara tem que ser comandado pelos circuitos de disparo do LASER. A separação entre impulsos pode variar de 10 a 500μs, e portanto uma câmara do tipo interlinha pode lidar facilmente com estas temporizações, já que a transferência para s células de transporte se faz em 3μs. Spooren (1991, 1992) usou este tipo de câmara com a sequência operacional mostrada na Fig. 8.47. O primeiro disparo é efectuado imediatamente antes de ser dado o sinal para a transferência do quadro ímpar para os registos de transporte. Isto permite registar no quadro ímpar o primeiro interferograma e transferi-lo para as células protegidas. Concluída a transferência de cargas, é a altura de ser enviado o segundo impulso, o qual se irá adicionar ao primeiro no quadro par. Entretanto, quando da transferência para as células protegidas o quadro

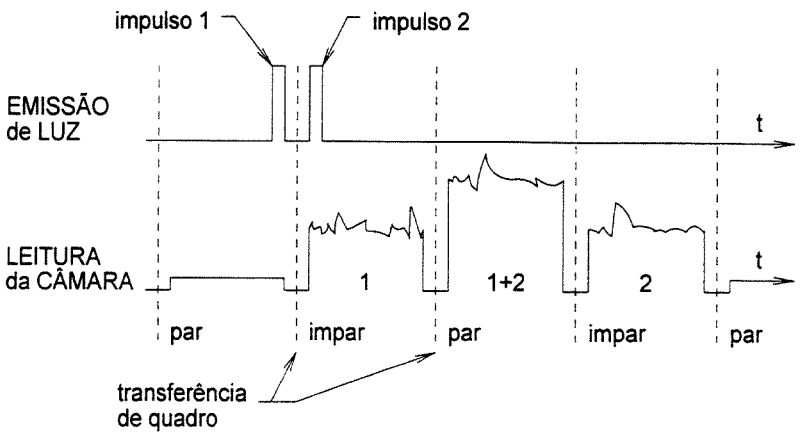


Fig. 8.47. Diagrama de tempos para a interferometria pulsada usando um câmara de transferência interlinha (Spooren, 1991).

ímpar ficou limpo e, portanto, com o segundo disparo apenas aí fica registado o segundo interferograma. A transferência da informação para a memória vídeo permite armazenar os dois quadros ímpares em imagens separadas. Alternativamente, uma imagem (quadros ímpar e par) conterá toda a informação, desde que ao quadro par se subtraia o quadro impar. Esta opção tem o inconveniente de diminuir a gama dinâmica do interferograma, já que para não destruir a informação existente na soma a gama deve ser reduzida a metade; caso contrário ocorre saturação. Como já referimos, com esta técnica a resolução é reduzida a metade, mas permite efectuar interferometria pulsada com câmaras de baixas especificações. O ideal será, contudo, usar uma câmara que permita fazer isto com quadros completos.

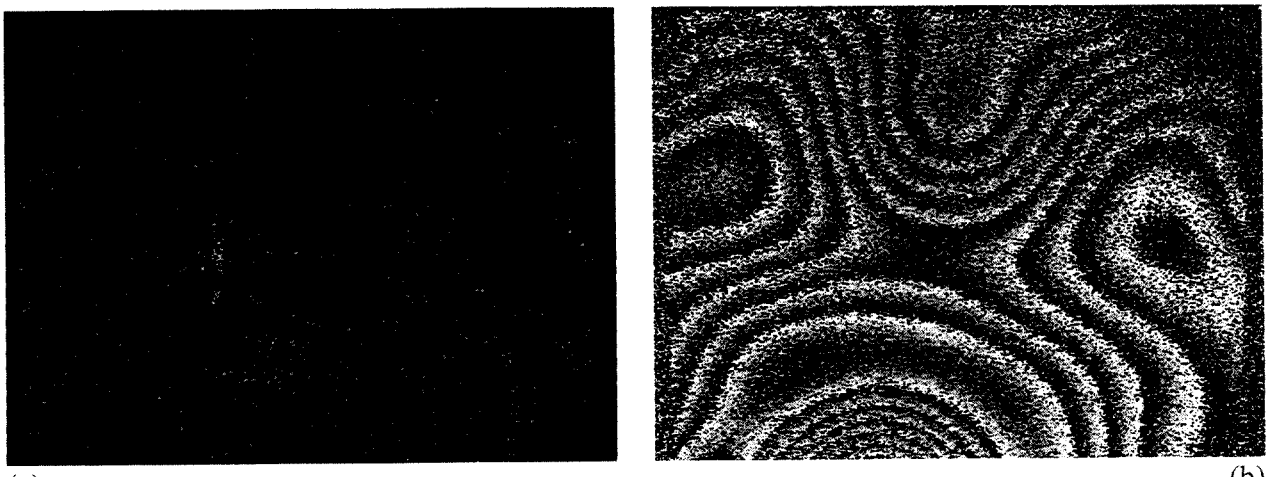
O LOME está muito próximo de poder usar estas técnicas. Em termos de *software* de processamento de imagem existe *know-how* para lidar com este tipo de problemas. Falta resolver a sincronização do LASER Nd:YAG com as câmaras disponíveis. Por esse motivo os exemplos apresentados não foram obtidos no LOME, pretendendo apenas mostrar a qualidade e exequibilidade destas técnicas.

Exemplo (i)

O primeiro exemplo é uma placa de fibra de carbono que sofreu um impacto de uma esfera de aço. Os interferogramas foram obtidos num laboratório europeu. O cálculo da fase foi feito usando o software desenvolvido neste trabalho. Resultados idênticos foram obtidos com a desmodulação sinusoidal e espectral, Fig. 8.48(b).

Exemplo (ii)

O segundo exemplo é também um caso de impacto, para o qual foi registada uma sequência de interferogramas acompanhando a evolução da propagação da onda de choque, Fig. 8.49. Estas imagens foram obtidas nos laboratórios da HOLO3 (França). Tal sequência foi obtida usando uma câmara da última geração de quadro completo e mostra que a velocidade destas câmaras permite registar várias imagens seguidas, acompanhando a evolução dum determinado



(a) (b)

Fig. 8.48. Placa após o impacto de uma esfera: (a) franjas de correlação e (b) respectiva fase.

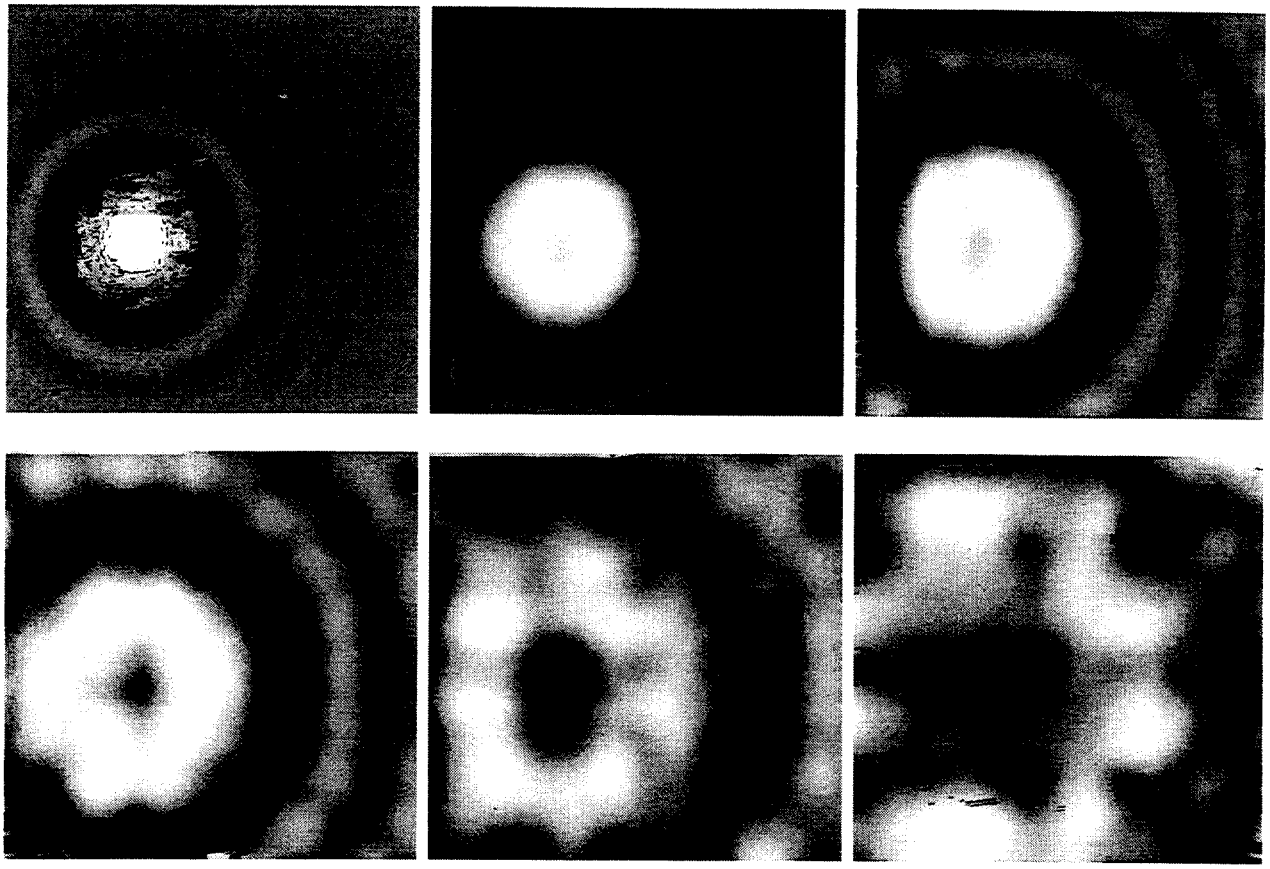


Fig. 8.49. Registo sequencial dum fenómeno transitório para tempos após impacto de: 20, 100, 140, 200, 320 e 510ms.

fenómeno. A menor separação é de 40ms, mas poderá ser ainda menor.

8.5 Holografia

A Fig. 8.50 esquematiza a montagem usada para a holografia digital. Repare-se na semelhança com o interferómetro de correlação *speckle* para medição de deslocamentos fora do plano. A diferença essencial é a não existência de sistema óptico formador de imagem. Também aqui o espelho parcial para introduzir a referência pode ser substituído por uma fibra óptica. A frente de onda de referência (plana) propaga-se ao longo do eixo óptico, adicionando-se ao campo de *speckle* objecto no plano de imagem. O padrão de *speckle* resultante é devido à interferência do padrão de *speckle* com a frente de onda especular. Neste caso, o padrão de *speckle* proveniente do objecto é objectivo e não subjectivo, como no interferómetro de medição fora do plano.

O objecto é iluminado por uma fonte luz que faz, no plano xz, um ângulo θ com a normal à superfície. Quando o objecto sofre um deslocamento, a variação de fase de um ponto do plano do objecto é dada por:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}\left[u\left(\operatorname{sen}\theta + \frac{x}{d_0}\right) + \frac{vy}{d_0} + w(1+\cos\theta)\right] \tag{8.32}$$

onde u,v,w representam os deslocamentos nas três direcções x,y,z, e d_0 é a distância entre o objecto e o meio de registo como indicado na Fig. 8.50. Esta expressão é idêntica à (8.19), mudando apenas o significado de d_0. No caso de direcções de observação e iluminação paralelas, aplicam-se as mesmas simplificações anteriormente efectuadas.

Exemplo (i)

O primeiro exemplo de aplicação de holografia foi feito a partir da imagem de um interferograma de holografia em tempo real. Foi gravado um holograma do objecto sem carga, revelado e reposicionado. A grande dificuldade desta técnica é o reposicionamento do holograma, já que o menor erro origina franjas indesejáveis. Usando a mesma montagem inicial, foi então aplicada carga ao objecto. A interferência resulta da sobreposição do holograma inicialmente registado com a frente de onda no instante de observação. O objecto analisado era uma placa em consola submetida a um deslocamento imposto na sua extremidade livre. A sensibilidade usada foi a da normal à superfície da placa, pelo que os deslocamentos medidos são na direcção z.

A Fig. 8.51 mostra a fase e deformada quando é aplicado um deslocamento na extremidade de cerca de 4.6μm no sentido indicado na imagem (b). Tratando-se de franjas paralelas, a desmodulação espectral sem centragem permite obter a sua fase, como se mostra na imagem (a) e já havia sido referido no capítulo 5, precisamente com este exemplo. A precisão das técnicas usadas permite revelar pormenores como o incorrecto alinhamento do ponto de aplicação da carga, que provoca uma ligeira rotação da extremidade livre (imagem (c)). Os gráficos vertical e horizontal da imagem (c) representam o perfil de intensidades ao longo das linhas traçadas na própria imagem. É possível ver também a curvatura anticlástica, que seria mais perceptível nas secções mais próximas do encastramento.

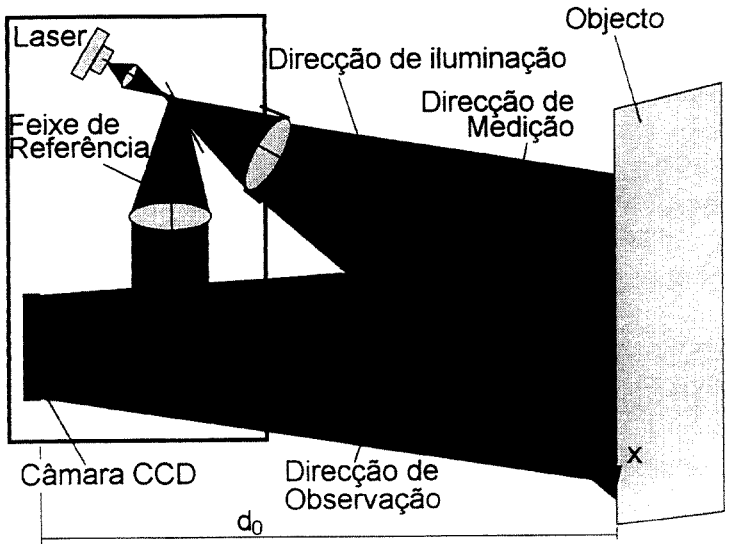


Fig. 8.50. Interferómetro para holografia digital.

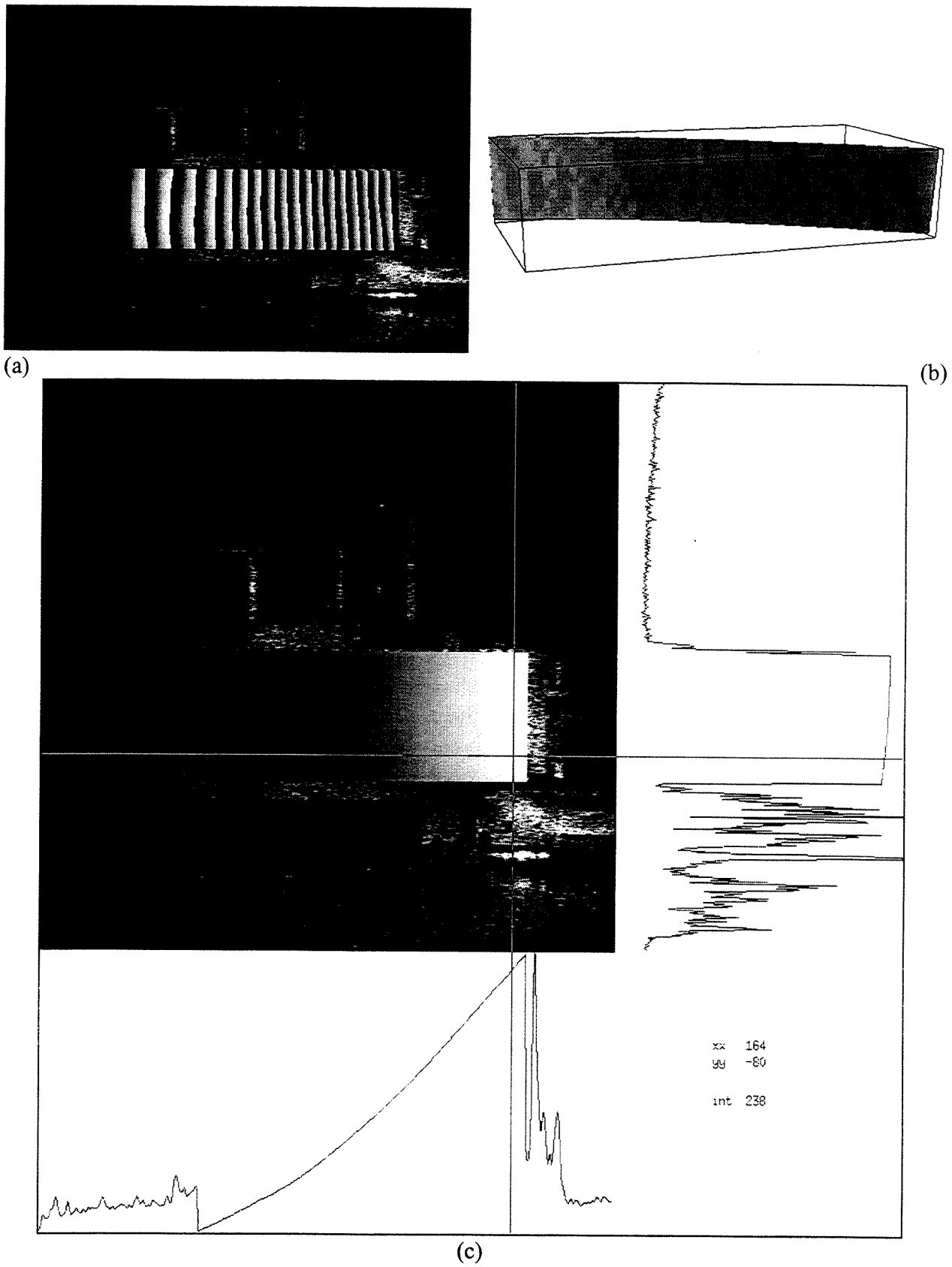


Fig. 8.51. Fase das franjas resultantes da solicitação na extremidade livre (direita) de uma placa encastrada na extremidade oposta (a). Vista tridimensional da deformada (b). Deformada mostrando o perfil de uma linha vertical e doutra horizontal (c).

Exemplo (ii)

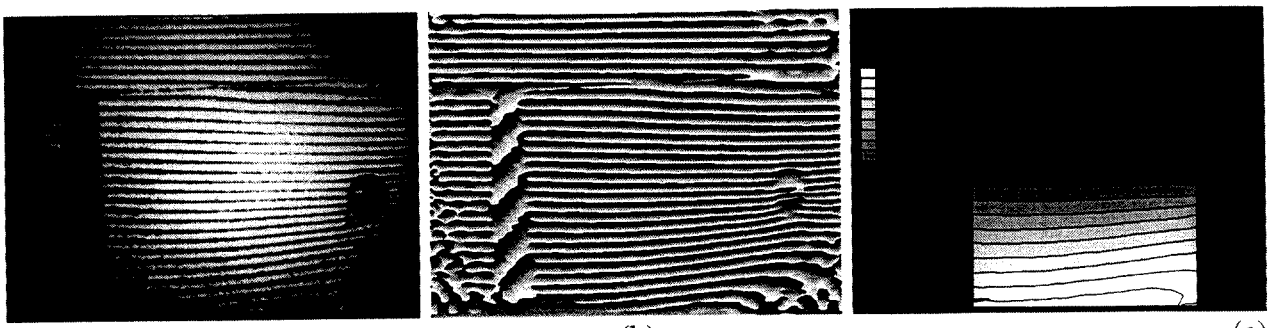
O exemplo seguinte foi efectuado em estaleiro e corresponde ao estudo de deformação da lâmina de corte de uma guilhotina hidráulica. A montagem utilizada foi a de holografia de dupla exposição. A utilização em estaleiro foi um desafio extra, dada a extrema sensibilidade destas técnicas (Vaz, 1995).

O trabalho consistiu na medição da deformação sofrida pela lâmina de uma guilhotina oscilante durante a fase de corte. A sensibilidade usada foi também na direcção perpendicular ao plano da lâmina, permitindo estudar a rotação da lâmina quando em corte. A área estudada, Fig. 8.52(a), situa-se sensivelmente a meio da zona de corte entre os dois calcadores de fixação da chapa. As franjas mostradas na imagem (a) representam assim o deslocamento para fora do plano. O local de corte é visível pelo padrão de franjas, correspondendo à zona onde as franjas enrolam, na parte posterior. A imagem (b) mostra a fase calculada, mais uma vez usando a desmodulação espectral sem centragem. Este trabalho e o anterior foram realizados numa fase muito inicial da aplicação do processamento digital de imagem; por esse motivo só foi registado um interferograma e não se usou qualquer sistema de modulação de fase. O facto de as franjas serem quase paralelas permitiu obter a solução usando a técnica referida. Finalmente, a imagem (c) apresenta o processamento da fase representando os deslocamentos w na região de interesse. O deslocamento foi medido relativamente ao corpo da máquina.

Exemplo (iii)

Para terminar, apresentamos um dos poucos exemplos que foram feitos com holografia digital. Este foi o exemplo usado no capítulo 5 e trata-se da deformação da membrana de um auscultador de telefone. A solicitação consistiu na aplicação de um corrente ao electroíman, localizado no centro da membrana, de modo a criar uma deformação central. Mostra-se agora na Fig. 8.53 o desembrulhar da fase (imagem (b)) e a reconstrução da deformada da membrana num vista tridimensional (imagem (c)).

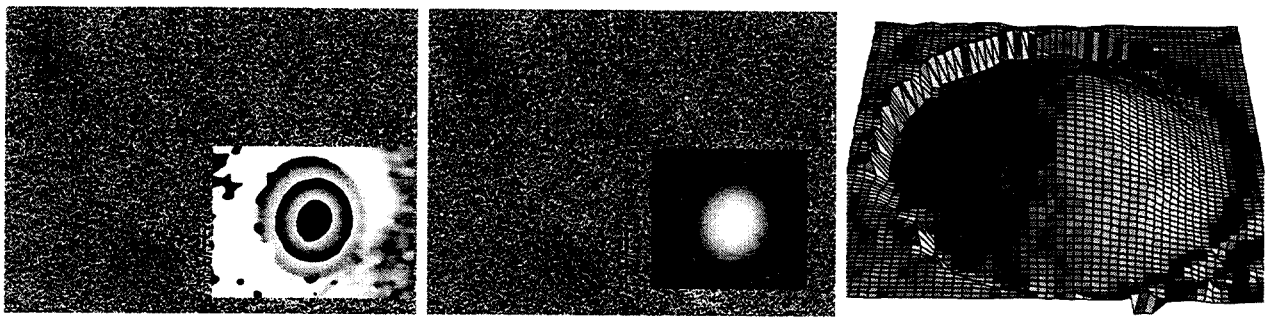
A holografia digital tem ainda muito caminho pela frente. É, por isso, uma fonte de investigação futura. O aumento da resolução das câmaras CCD e ausência de óptica formadora de imagem são pontos a favor desta técnica. Como fecho deste capítulo gostaríamos de deixar um resumo dos



(a) (b) (c)

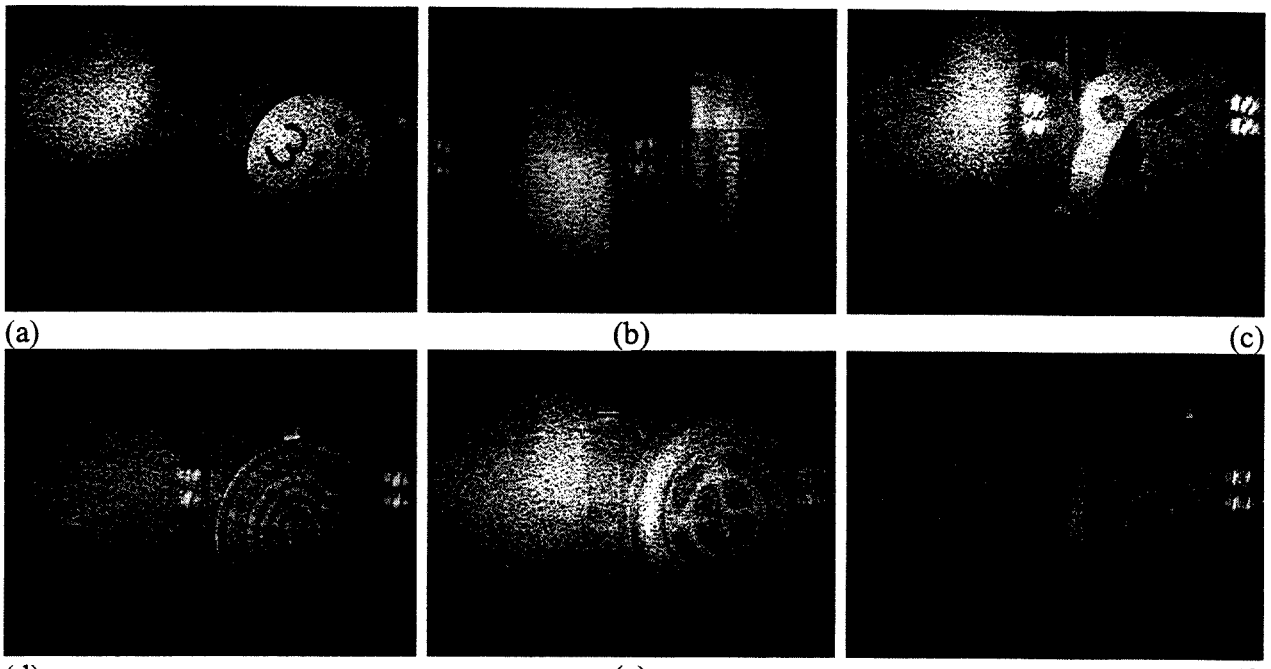
Fig. 8.52. Franjas numa lâmina de corte duma guilhotina hidráulica (a). Fase das franjas determinada usando a desmodulação espectral sem centragem (b). Deslocamentos perpendiculares ao plano da lâmina (c).

melhores hologramas registados com esta técnica. É impressionante como, com um meio de registo de resolução tão baixa como é o CCD (o que corresponde a uma área do holograma pequeníssima) e com *speckle* objectivo, se conseguem reconstruções com a qualidade mostrada na Fig. 8.54. Aos exemplos já apresentados junta-se mais um modo próprio de vibração, imagem (f), a deformada da membrana de telefone (d) e uma bateria de 9 Volts (b), ambas usando o díodo LASER como fonte de luz coerente.



(a) (b) (c)

Fig. 8.53. Membrana circular solicitada por carga magnética central: (a) fase, (b) fase desembrulhada e (c) levantamento da deformada.



(a) (b) (c)

(d) (e) (f)

Fig. 8.54. Hologramas digitais: (a) placa "314" usando um LASER He-Ne, (b) bateria de 9 Volts, (c) bomba de engrenagens e (d) membrana deformada usando o díodo LASER, (e)(f) modos próprios de vibração da membrana usando o LASER de Argon.

9

Conclusão

9.1 Conclusões

O trabalho aqui apresentado teve início com a aplicação do processamento de imagem à fotoelasticidade bidimensional de transmissão (Chousal, 1991). Após essa experiência bem sucedida, achou-se oportuno fazer aplicação idêntica a uma classe de métodos ópticos, que têm vindo a tomar papel preponderante na análise experimental de tensões: a interferometria holográfica. Este caminho havia já sido sugerido por Chousal (1991). Os métodos de interferometria holográfica e *speckle* representam uma classe de métodos com características de precisão superior, e por isso adequados à aplicação em problemas nos quais grande sensibilidade de medida é exigida.

Hoje em dia os métodos de interferometria holográfica e *speckle* tem aplicação nos mais variados campos da ciência, desde a medicina aos vários ramos da engenharia. A característica de serem técnicas de campo, permitindo por isso analisar áreas extensas, de terem elevada resolução e de não necessitarem do contacto com as superfícies a medir, são vantagens de sobra para o seu sucesso. A facilidade com que permitem estudar de imediato qualquer objecto, sem preparação prévia deste, facilita a experimentação e contribui para a aplicação em novas áreas de uma forma cada vez mais intensa. É um facto que são técnicas de custo elevado, sendo este um dos motivos pelo qual a sua disseminação não é ainda maior. Com a adaptação de sistemas de modulação de fase, estes métodos de interferometria tornaram-se ainda mais poderosos. As técnicas de processamento de imagem vieram, simplesmente, completar o quadro de técnicas de medida por excelência, contribuindo para a facilidade de utilização e grande resolução de medida.

A grande quantidade de informação que resulta da interferometria holográfica e *speckle* não se coaduna com um tratamento rudimentar. O processamento de resultados feito de forma artesanal seria enfadonho, repetitivo e interminável, o que o tornaria propenso a erros. Desta problemática resultou a razão de ser deste trabalho. O LOME, com pouco tempo de existência na altura em

que se iniciou este trabalho, dispunha já de meios para a aplicação de métodos ópticos de análise experimental de tensões. Estava, por isso, criado o potencial e havia apenas que fazê-lo evoluir. A aplicação de técnicas de processamento de imagem para quantificação dos deslocamentos representava a evolução necessária à aplicação generalizada destas técnicas. O desenvolvimento de sistemas portáteis permitiria levar as técnicas para fora de laboratório. O que veio de facto a acontecer com a criação do sistema portátil de shearografia. Com ele o LOME participou num programa europeu de NDT, com a designação de EUCLID. Também a nível nacional o uso de tal sistema se verificou num programa de NDT em colaboração com o Ministério da Defesa.

Com este trabalho pensamos ter criado uma ferramenta essencial para o sucesso das técnicas de interferometria óptica. A possibilidade de distinguir de forma automática a ordem das franjas, de quantificar as deformadas e as formas permitem passar da análise qualitativa, resultante da simples observação das franjas, para a análise quantitativa, muito mais objectiva e rigorosa. A qualidade dos resultados com processamento digital não tem paralelo com a dos interferogramas, onde só é possível observar um amontoado de franjas. O programa de trabalhos inicialmente proposto previa os seguintes objectivos específicos:

1. Interpretação de padrões de franjas de fotoelasticidade e de franjas interferométricas;

2. Desenvolvimento de técnicas de filtragem aplicáveis a imagens obtidas por métodos de correlação *speckle* (optimização do contraste);

3. Levantamento de deformadas (medição dos deslocamentos a partir das imagens dos padrões de franjas);

4. Desenvolvimento de um sistema compacto e portátil para ser usado em estaleiro.

A leitura deste trabalho permite concluir que os objectivos traçados foram integralmente cumpridos. O capítulo 8 é prova disso, mostrando um conjunto de aplicações que, por si só, atestam a concretização dos objectivos que serviram de ponto de partida a este trabalho. Detalhando um pouco, gostaríamos de destacar alguns dos métodos apresentados, quer pela sua importância, quer pelo que representam de inovador.

Começando pelo *phase stepping*, podemos referir que representou provavelmente o maior dos desafios, pela complexidade da sua realização. É preciso salientar que a formação do autor é de Engenharia Mecânica. Os conhecimentos de programação exigidos ao nível mais baixo (linguagem máquina) foram variados. Além da programação da placa de processamento de imagem, foi necessário programar também a placa de aquisição de dados. Esta serviu para controlar o modulador de fase, um cristal piezoeléctrico (PZT). A integração da programação dos dois componentes de *hardware* foi mais um dos problemas. Este sistema permitiu um salto quântico na aplicação dos métodos de interferometria *speckle* à análise experimental de tensões. Por isso, do nosso ponto de vista, foi a tarefa mais importante de todas as que envolveram este trabalho.

Com a realização do sistema modulador de fase, a evolução disparou em flecha. Alguns elementos do nosso grupo de trabalho tinham plena convicção de que apenas as franjas secundárias poderiam ser moduladas, de modo a obter-se a fase usando o *phase stepping*. Deste modo a primeira utilização da modulação foi efectuada em padrões secundários. Contudo a convicção do autor era de que os padrões primários permitiriam obter também a fase, isto se o modelo de *speckle* usado estivesse correcto. O sistema automático de modulação de fase representou uma enorme ajuda para essa experimentação. A experimentação com a modulação

temporal da fase, usando franjas primárias, foi o culminar de todas essas experiências. A qualidade muito superior, documentada ao longo do trabalho, permitiu ir mais além e obter resultados de muito melhor qualidade, com as vantagens implícitas para posterior processamento.

A disponibilização de meios de modulação de fase veio permitir experimentar a modulação sinusoidal da referência. Este método permite tratar franjas de *time average* (análise modal), de uma forma semelhante às franjas estáticas. Neste caso, as franjas processadas são forçosamente do tipo secundário, permitindo, no entanto, obter resultados com boa qualidade, como mostramos no capítulo 8. O maior desafio encontrado foi o do controlo de todo o equipamento necessário. Foi o conjunto de equipamento mais sofisticado utilizado ao longo do trabalho (ver capítulo 3). Apesar de possuir algumas componentes um pouco artesanais, o equipamento usado permitiu mostrar a aplicação bem sucedida destas técnicas.

Também o sistema de modulação de fase representou a possibilidade de avançar para um sistema portátil de shearografia, com características superiores às dos existentes no mercado nessa altura. A determinação da fase representava essa mais valia. A construção da célula de interferometria permitiu assim a aplicação em estaleiro das técnicas de modulação de fase. Como já referimos, o sistema já foi utilizado com um sucesso relativo, havendo necessidade de alguma evolução a nível óptico. Neste momento, o protótipo LOME2 está pronto e a ser afinado para uma nova geração de NDT *made by* LOME.

O processamento usando a FFT como ferramenta foi também algo que sofreu de algum descrédito inicial. Os primeiros testes da sua utilização foram feitos em sinais (unidimensionais), e deram origem ao *software* de processamento que foi utilizado ao longo do trabalho para mostrar sob a forma de gráficos alguns dos métodos de processamento. Quando surgiram os primeiros resultados da filtragem usando o domínio espectral, o descrédito foi-se desvanecendo e surgiu a adesão ao processamento por transformadas. Este *software* serviu, inclusivamente, para dinamizar um trabalho de geração de hologramas por computador. Outras aplicações da FFT se seguiram na área do reconhecimento de padrões. Neste trabalho, a aplicação que se seguiu foi o levantamento de forma, pois representava uma aplicação de fácil implementação, e com resultados mais imediatos. Depois do *software* estar operacional e afinado, as aplicações surgiram naturalmente conforme a necessidade de processamento. A desmodulação de interferogramas com portadoras foi um dos potenciais campos de utilização.

A holografia digital foi uma das técnicas que só viu a luz do dia devido à existência do *software* FFT. A holografia digital é uma técnica inovadora que permite registar hologramas em meios de baixa densidade, como é o caso da câmara de vídeo. A reconstrução é feita numericamente à custa da FFT. Provamos, com esta técnica, ser possível gravar hologramas e interferogramas idênticos aos convencionais. Esta técnica tem ainda muito para andar e se desenvolver. A evolução da tecnologia dos semicondutores permitirá à holografia digital desafiar a interferometria de correlação *speckle* (holografia interferométrica de imagem). A holografia digital permitiu pensar na determinação de fase com o uso de um único interferograma. Situação que permite estudar fenómenos dinâmicos transitórios, coisa que o *phase stepping* não conseguia, pelo menos com sistemas monocâmara. Isto representa uma evolução notável da modulação de fase. A holografia interferométrica de dupla exposição com dupla referência já o permitia, mas com os inconvenientes dos longos tempos envolvidos nas revelações fotográficas e da complexidade da montagem óptica.

A necessidade de lidar com problemas dinâmicos transitórios exigiu a procura de novos métodos que pudessem resolver o problema com a tecnologia de semicondutores actual. A solução

passou, mais uma vez, pelo recurso às franjas primárias. Deste modo, surgiu a modulação espacial da fase pela introdução de uma portadora nas franjas primárias de correlação *speckle*. Com esta solução, a holografia digital passava de novo para segundo plano. Isto porque, com a holografia de imagem, os objectos tratáveis podem ser muito maiores, já que existe um sistema óptico formador de imagem associado. A modulação espacial das franjas primárias representa um método muito poderoso e estamos convencidos que será no futuro o método de determinação de fase mais usado, substituindo progressivamente o *phase stepping*.

De todos os métodos apresentados, uma classe surgiu um pouco à parte: a correlação espacial de *speckle*. Para evitar confusões, convém referir que na interferometria por correlação *speckle* estamos na presença de uma correlação espectral. A correlação espacial por filtragem espacial ou equivalente digital da fotografia *speckle* é também uma técnica inovadora e parece-nos com boas perspectivas de aplicação futura. Neste campo não foi apresentado muito trabalho, pois é mais um caso em que se aguarda a tecnologia semicondutora do futuro. Representa um método com um potencial de grande utilização, já que não necessita de fontes de luz coerente. A rugosidade natural dos objectos e um meio de registo de imagem são as únicas exigências para a aplicação deste método.

No campo do processamento da fase módulo 2π, propusemos a desmodulação bicolor. Outro procedimento inovador, mas com o seus problemas de implementação. O uso de duplo LASER poderá ser substituído por um LASER que possa funcionar em mais que um comprimento de onda e que possa ser comandado através de uma porta série. A técnica permite pôr de lado os inúmeros algoritmos ditos imunes a ruído, que são sempre derrotados por um tipo de ruído não previsto no seu código. A combinação deste método com a modulação espacial da fase nas franjas primárias permitiria construir um sistema poderoso para estudar fenómenos transitórios.

Como autocrítica, referira-se ausência de discussão detalhada relativamente aos erros envolvidos em cada um dos métodos. Como é natural todos eles sofrem de erros, sistemáticos ou esporádicos, que é necessário evitar. A grande variedade de métodos apresentados justifica em parte essa lacuna. O tratamento dos erros de todos estes métodos daria certamente um outro trabalho de validação com o recurso a soluções teóricas, que como é evidente estenderia muito mais o trabalho.

9.2 Perspectivas e Sugestões de Trabalho Futuro

No que diz respeito a possibilidades de trabalho futuro, muitos são os caminhos que podem ser sugeridos. Isto justifica-se pela grande variedade de métodos abordados, que impossibilitou em certa medida o estudo mais aprofundado de cada um deles. Alguns desses caminhos já foram sugeridos ao longo do trabalho, outros serão referidos pela primeira vez. Certamente muitas outras possíveis sugestões ficarão esquecidas.

Na área de processamento, propriamente dito, podemos sugerir pelo menos duas vias que representam basicamente a aplicação de novas ferramentas de processamento. No domínio das transformadas podemos referir as chamadas *wavelets*, que permitem em numerosas situações substituir as FFT. A novidade das *wavelets* é a alteração da base de funções ortogonais usadas para modelar o sinal, que no caso da FFT são senos e co-senos. A flexibilidade de adaptar a base de funções ao sinal a processar pode representar uma forma mais fácil e eficaz de processar esse mesmo sinal.

A outra possibilidade de mudança nas técnicas de processamento refere-se ao uso de redes neuronais (*neural networks*) e lógica *fuzzy* (fraccionária). A inteligência artificial representa uma área que se encontra ainda na sua infância, mas que tem enormes potencialidades para revelar no futuro. É bastante provável que tarefas executadas actualmente com programação sequencial, sejam no futuro executadas de forma mais inteligente e criteriosa, recorrendo ao uso de redes neuronais, uma das ferramentas da inteligência artificial. Ao longo do texto já referimos algumas das primeiras aplicações nesta área. Utilizações que nos parecem evidentes desde já são, por exemplo: a aplicação ao desembrulhar da fase e à selecção da banda passante nos métodos de Fourier. Este será certamente um campo em que iremos investir de futuro, pelas possibilidades abertas por esta nova via de processamento. O fascínio destes métodos reside na possibilidade de utilizar métodos inteligentes, com capacidade de decisão. Esta capacidade de decisão é uma característica fundamental no desembrulhar da fase.

Na holografia digital a evolução está, em certa medida, condicionada pelo aparecimento de sensores de maior resolução. A evolução da tecnologia do estado sólido é, por isso, um factor a ter em conta. Entretanto, caminhos alternativos podem ser explorados, permitindo efectuar a reconstrução dos hologramas independentemente da dimensão dos objectos. Isto permitiria, mais uma vez, colocar a holografia digital em competição com a interferometria por correlação de *speckle*. Uma outra ideia surgida ainda durante este trabalho, mas que não chegou a ser experimentada, foi a aplicação da montagem de shearografia à holografia digital. Também o uso de fibras ópticas para introduzir a referência pode representar um avanço significativo, caso se pretenda construir um sistema de holografia digital compacto. Este método metrológico poderá ainda ser utilizado para registar fenómenos transitórios através de técnicas pulsadas. A existência de um LASER Nd:YAG poderá permitir realizar os primeiros testes.

Na área da holografia podemos sugerir ainda a holografia de dupla referência. Apesar de ser uma técnica vocacionada para a utilização em laboratório, poderá permitir o estudo de um sistema pulsado e eventualmente portátil. Esta foi uma das técnicas que ficou de fora neste trabalho, sobretudo devido à dificuldade em conseguir a comutação dos feixes de referência. Actualmente o LOME dispõe de um modulador LCR (*liquid crystal retarder*) que permite efectuar tal comutação. Nesta técnica a dupla exposição é feita com dupla referência, o que permite posteriormente efectuar a modulação de fase. O fenómeno registado ficou, entretanto, "congelado" na dupla exposição; por isso a modulação temporal da fase pode ser usada de uma forma diferente da interferometria por correlação de *speckle*. Pode então ser usada para estudar fenómenos transitórios e, dentro de determinadas condições de estabilidade, poderá ser usado fora do laboratório.

Outra técnica que não chegou a ser experimentada é a da introdução de uma portadora nas franjas primárias em shearografia. Como foi referido, a técnica já foi experimentada e, por isso, há a garantia de funcionar. Uma das vantagens seria a implementação de um sistema muito menos sensível a instabilidades, pois dois registos seriam suficientes para determinar a fase. Deste modo a modulação espacial substituiria a temporal, muito mais sensível a instabilidades. Outra das potenciais vantagens seria a possibilidade de utilização doutro tipo de excitação (*e.g.*: dinâmica) para a detecção de defeitos. Neste caso, o uso de vibrações ou impacto (não destrutivo) seriam duas possibilidades.

A substituição da modulação temporal da fase pela modulação espacial parece-nos uma consequência natural e, sobretudo, vantajosa. Isto pelos benefícios que advêm da substituição. A implementação do sistema de medição com portadora nas franjas primárias e com desembrulhar através do uso de dois comprimentos de onda, será uma ferramenta valiosa no levantamento de

deslocamentos. Para esse sistema sugere-se o uso de uma das duas montagens referidas no capítulo 7.

Outra sugestão passa pela criação de um sistema de determinação de fase em tempo real. Isto significa que em vez de se visualizar franjas, como é o habitual, teríamos a visualização em vídeo da fase das franjas. É conhecido um sistema do tipo multi-câmara para conseguir este efeito. A modulação espacial da fase permitiria concretizar um tal sistema, mas do tipo mono-câmara.

Na área da correlação espacial de *speckle* usando processamento por FFT, podemos sugerir o uso do processamento em pirâmide. O processamento em pirâmide parte da imagem total para obter um primeiro deslocamento global. Com essa informação, a imagem vai sendo subdividida, estudado-se o deslocamento local nas novas sub-imagens. Este processamento em pirâmide permite ir fazendo o refinamento do estudo dos deslocamentos até chegar à unidade mais pequena. Esta unidade mais pequena poderá ser muito próxima do *pixel* (da ordem das dezenas de pontos), permitindo ir acomodando os deslocamentos localizados a áreas cada vez mais pequenas. A obtenção dos deslocamentos é, desta forma, mais realista do que a do método de correlação espacial apresentado neste trabalho. Ainda na correlação espacial, não convém esquecer a fotografia *speckle* digital, que deve ser alvo de investigação e desenvolvimento futuros. Aguardamos a aquisição de um câmara com pelo menos 2048×2048 pontos, que permita a resolução suficiente para processar as frequências dos padrões de *speckle*.

Dentro dos sistemas compactos, outras montagens poderão ser utilizadas. O formato compacto esboçado nas figuras dos interferómetros mostrados no capítulo 8 poderá servir de inspiração. No que toca a NDT, um sistema portátil de DSPI com derivação numérica pode ser uma solução de futuro, como especulamos no capítulo 8. O uso de fibras ópticas permitiria uma maior integração, tornando mais fácil executar um sistema compacto. O uso de LASER pulsados permitiria, por sua vez, diminuir o efeito da instabilidade ambiental. O LASER Nd:YAG existente nos laboratórios do LOME poderá ser usado para o desenvolvimento dos protótipos. Trata-se dum LASER pulsado a 50Hz e dispondo de dois impulsos por ciclo de excitação A sua separação vai de 0 a alguns milisegundos. Estas característica permitem a sua sincronização com a câmara de vídeo. A evolução acelerada que a tecnologia dos LASER tem registado, conseguindo-se produzir feixes de elevada energia com dispositivos cada mais pequenos, permitirá construir sistemas portáteis com recurso a técnicas pulsadas num futuro muito próximo.

Os métodos referidos neste trabalho permitem, de uma forma geral, obter os deslocamentos nas superfícies dos objectos, ou seja na sua fronteira. O levantamento da forma dos objectos permite completar a informação necessária à modelação das condições fronteira. A integração destes métodos nos métodos numéricos (*e.g.*: FEM e FDM) poderá no futuro constituir uma ferramenta integrada, fundamental da análise experimental de tensões, como já foi sugerido por Vaz (1995).

Referências

Abramson, N. (1974) Sandwich Hologram Interferometry: a New Dimension in Holographic Comparison, *Appl. Opt.*, **13**, 2019-2025.

Abramson, N. (1981) *The Making and Evaluation of Holograms*, Academic Press, London.

Aleksoff, C.C. (1971) Temporally Modulated Holography, *Appl. Opt.*, **10**, 1329-1341.

Allen, T.G., M.R. Luettgen, A.S. Willsky (1994) Multiscale Approaches to Moving Target Detection in Image Sequences, *Opt. Eng.*, **33**, 2248-2254.

Archbold, E., J.M. Burch, A.E. Ennos (1970) Recording of In-plane Surface Displacement by Double-exposure Speckle Photography, *Optica Acta*, **17**, 883-898.

Asundi, A. (1991) Projection Moire Using PSALM, *SPIE Proc.*, **1554B**, 257-265.

Asundi, A.K. (1993) White Light Speckle Metrology, *Speckle Metrology*, ed. R.S. Sirohi, Marcel Dekker, New York.

Awcock, G.J., R. Thomas (1995) *Applied Image Processing*, McGraw-Hill, New York.

Bell, J. (1999) Sharp Fringes Find Small Faults Faster, *Opto & Laser Europe*, n°58, 27-33.

Bellani, V.F., A. Sona (1974) *Appl. Opt.*, **13**, 1337.

Benoît, M.R. (1898) Application des Phénomenènes D'interférence a des Déterminations Métrologiques, *J. Phys.*, **3**, 57-68.

Biedermann, K., L. Ek (1975) A Recording and Display System for Hologram Interferometry with Low Resolution Devices, *J. Phys. E: Sci. Instruments*, **8**, 571-576.

Biedermann, K., L. Ek (1977) *Appl. Opt.*, **16**, 2535.

Boyle, W.S., G.E. Smith (1970) Charge-coupled Semiconductor Devices, *Bell Syst. Tech. J.*, **49**, 587-593.

Bracewell, R.N. (1986) *The Fourier Transform and its Applications*, McGraw-Hill, New York.

Brown, G. M., J. L. Sullivan (1990) The Computer-aided Holophotoelastic Method, *Exp. Mech.*, **30**, 135-144.

Bruning, J.H., D.R. Herriot, J.E. Gallagher, D.P. Rosenfeld, A.D. White, D.J. Brangaccio (1974) Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing Optical Surfaces and Lenses, *Appl. Opt.*, **13**, 2693-2703.

Burch, J.M. (1965) The Application of Lasers in Production Engineering, *Production Eng.*, **44**, 431-442.

Burch, J.M., C. Forno (1982) High Resolution Moire Photography, *Opt. Eng.*, **21**, 602-614.

Butters, J.N., J.A. Leendertz (1971) Holographic and Video Techniques Applied to Engineering Measurements, *J. Measurement and Control*, **4**, 344-50.

Butters, J.N., R. Jones, C. Wykes (1978) Electronic Speckle Pattern Interferometry (ESPI), *Speckle Metrology*, ed. R.K. Erf, Academic Press, New York, 111-158.

Carazo-Alvarez, J., S.J. Haake, E.A. Patterson (1994) Completely Automated Photoelastic Fringe Analysis, *Opt. Lasers Eng.*, **21**, 133-149.

Carré, P. (1966) Installation et Utilisation du Comparateur Photoelectrique et Interferential du Bureau International des Poids et Measures, *Metrologia*, **2**, 13-23.

Chen, D.J., F.P. Chiang, Y.S. Tan, H.S. Don (1993) Digital Speckle-displacement Measurement Using a Complex Spectrum Method, *Appl. Opt.*, **32**, 1839-1849.

Cheng, Y.Y, J.C. Wyant (1985) Phase Shifter Calibration in Phase-shifting Interferometry, *Appl. Opt.*, **24**, 3049-3058.

Chousal, J.A. (1991) *Processamento de Imagem na Interpretação de Franjas Interferométricas em Análise Experimental de Tensões*, M.Sc., FEUP, Porto, Portugal.

Chousal, J.A., J.F. Gomes (1998) Speckle Interferometry Phase Determination Using a Single Interferogram, *11th ICEM Proc.*, ed. I. Allison, Balkema, Rotterdam, 733-738.

Chousal, J.A., M. A. P. Vaz, J. F. Silva Gomes (1998) Digital Holographic Interferometry for non-destructive Testing, *Mechanics in Design '98*, Nottingham, UK.

Chousal, J.A., M.A. Vaz, J.F.S. Gomes (1995) Interferometria Holográfica com Utilização de Registo Electrónico em CCD, *COBEM-CIDIM/95, 13° Congresso Brasileiro e 2° Congresso Ibero Americano de Engenharia Mecânica*, Belo Horizonte, Brasil.

Chousal, J.F.S. Gomes (1996) Two-Color Phase Unwrapping of Holographic Interferometry Fringe Patterns, *Mechanics in Design'96*, , ed. S.A. Meguid, University of Toronto, Canada, 965-971.

Collier, R.J., E.T. Doherty, K.S. Pennington (1965) Application of Moire Techniques to Holography, *Appl. Phys. Lett.*, **7**, 223-225.

Cookson, T.J., J.N. Butters, H.C. Pollard (1978) Pulsed Lasers in Electronic Speckle Pattern Interferometry, *Opt. and Laser Tech.*, **10**, 119-124.

Cooley, J.W., J.W. Tukey (1965), *Math. Comput.*, 19, pp. 297-301.

Creath, K. (1985) Phase-shifting Speckle Interferometry, *Appl. Opt.*, **24**, 3053-3058.

Creath, K. (1988) Phase-measurement Interferometric Techniques, V, *Progress in Optics*, **XXVI**, ed. E. Wolf, Elsevier, Amsterdam, 349-393.

Creath, K. (1991) Phase-measurement Interferometry: Beware These Errors, *SPIE Proc.*, **1553**, 213-220.

Creath, K. (1993) Speckle: Signal or Noise?, *Fringe'93*, ed. W. Jüptner and W. Osten, Akademie Verlag, Berlin, 97-102.

Creath, K. (1994) Phase-Shifting Holographic Interferometry, *Holographic Interferometry*, ed. P.K. Rastogi, Springer-Verlag, Berlin.

Creath, K., G.A. Slettemoen (1985) Vibration-observation Techniques for Digital Speckle-pattern Interferometry, *J. OSA*, **2**, 1629-1636.

Dally, J.W., W.F. Riley (1978) *Experimental Stress Analysis*, 2th ed., McGraw-Hill, New York.

Dändliker, R. (1980) Heterodyne Holographic Interferometry, *Progress in Optics*, **XVII**, ed. E. Wolf, Elsevier, Amsterdam, 3-84.

Dändliker, R. (1994) Two-reference-beam Holographic Interferometry, *Holographic Interferometry*, ed. P.K. Rastogi, Springer-Verlag, Berlin.

Das, P. (1991) *Laser and Optical Engineering*, Springer, New York.

Dávila, A., G.H. Kaufmann, D. Kerr, (1996) Scale-space Filter for Smoothing Electronic Speckle Pattern Interferometry Fringes, *Opt. Eng.*, **35**, 3549-3554.

Dereniak, E.L., D.G. Crowe (1984) *Optical Radiation Detectors*, John Wiley, New York.

Ellingsrud, S., G.O. Rosvold, 1992, Analysis of a Data-based Tv-holography System Used to Measure Small Vibration Amplitudes, *J. OSA* (A), **9**, 237-251.

Erf, R.K. (1974) *Holographic Nondestructive Testing*, Academic Press, New York.

Ettl, P., K. Creath (1996) Comparison of Phase-unwrapping Algorithms by Using Gradient of First Failure, *Appl. Opt.*, **35**, 5108-5114.

Frocht, M. M. (1941) *Photoelasticity,* **Vol. I,II**, John Wiley and Sons, New York.

Froehly, C. (1980) Speckle Phenomena and Some of its Applications, *Optical methods in mechanics of solids*, ed. A. Lagarde, Sijthoff & Noordhooff, Alphen aan den Rijn, The Netherlands, 279-313.

Gåsvik, K.J. (1995) *Optical Metrology*, John Wiley & Sons, Chichester, England.

Ghiglia, D.C., G.A. Mastin, L.A. Romero (1987) Cellular-automata Method for Phase Unwrapping, *J. OSA* (A), **4**, 267-280.

Ghiglia, D.C., L.A. Romero (1994) Robust Two-dimensional Weighted and Unweighted Phase Unwrapping That Uses Fast Transforms and Iterative Methods, *J. OSA* (A), **11**, 107-117.

Gierloff, J.J. (1987) Phase Unwrapping by Regions, *SPIE Proc.*, **818**, 2-9.

Gomes, A.O. (1988) *Técnicas de Análise de Forma por Varrimento de um Feixe LASER Modulado em Intensidade*, Ph.D., FEUP, Porto, Portugal.

Gonzalez, R., P. Wintz (1977) *Digital Image Processing*, Addison-Wesley, Reading MA.

Goodman, J.W. (1975) Statistical Properties of Laser Speckle Patterns, *Laser Speckle & Related Phenomena*, ed. J.C. Dainty, Springer-Verlag, Berlin.

Greivenkamp, J.E. (1984) Sub-Nyquist Interferometry, *Opt. Eng.*, **23**, 350-352.

Groot, P.J. (1994) Extending the Unambiguous Range of Two-color Interferometers, *Appl. Opt.*, **33**, 5948-5953.

Grosky, W.I., R. Jain (1986) Pyramid-based Approach to Segmentation Applied to Region Matching, *Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, **PAMI-8**, 639-650.

Gu, J., Y.Y. Hung, F. Chen (1994) Iteration Algorithm for Computer-aided Speckle Interferometry, *Appl. Opt.*, **33**, 5308-5317.

Gushov, V.I., Y.N. Solodkin (1991) Automatic Processing of Fringe Patterns in Integer Interferometers, *Opt. Lasers Eng.*, **14**, 311-324.

Gutjahr, J. (1993) New Developments in Phase-shifting Interferometry, *Fringe'93*, ed W. Jüptner and W. Osten, Akademie Verlag, Berlin, 60-65.

Haasteren, A.J.P. (1994) *Real-time Phase Stepped Speckle Interferometry*, Ph.D., Technische Universiteit Delft, The Nederlands.

Haasteren, A.J.P., H.J. Frankena (1994) Real-time Displacement Measurement Using a Multicamera Phase-stepping Speckle Interferometer, *Appl. Opt.*, **33**, 4137-4142.

Haines, K.A., B.P. Hildebrand (1966) Surface-deformation Measurement Using the Wavefront Reconstruction Technique, *Appl. Opt.*, **5**, 595-602.

Hariharan, P. (1984) *Optical Holography*, Cambridge University Press, Cambridge.

Hariharan, P. (1994) Basic Principles, *Holographic Interferometry*, ed. P.K. Rastogi, Springer-Verlag, Berlin, 7-31.

Hariharan, P., B.F. Oreb, T. Eiju (1987) Digital Phase-shifting Interferometry: a Simple Error-compensating Algorithm, *Appl. Opt.*, **26**, 2504-2505.

Hecht, E. (1991) *Óptica*, Tradução de J.M. Rebordão, Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa.

Hecker, F. W., B. Morche (1986) Computer-Aided Measurement of Relative Retardations in Plane Photoelasticity, *Experimental Stress Analysis*, ed. H. Wieringa, Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 535-542.

Hinsch, K.D. (1993) Particle Image Velocimetry, *Speckle Metrology*, ed. R.S. Sirohi, Marcel Dekker, New York.

Høgmoen, K., O.J. Løkberg (1977) Detection and Measurement of Small Vibrations Using Electronic Speckle Pattern Interferometry, *Appl. Opt.*, **16**, 1869-1875.

Hong, C.K., H.S. Ryu, H.C. Lim (1995) Least-squares Fitting of the Phase Map Obtained in Phase-shifting Electronic Speckle Pattern Interferometry, *Opt. Lett.*, **20**, 931-933.

Horman, M.H. (1965) An Application of Wavefront Reconstruction to Interferometry, *Appl. Opt.*, **4**, 333-336.

Hung, Y.Y., C.E. Taylor (1973) Speckle-shearing Interferometric Camera - a Tool for Measurement of Derivates of Surface Displacements, *SPIE Proc.*, **41**, 169-175.

Huntley, J.M. (1989) Noise-immune Phase Unwrapping Algorithm, *Appl. Opt.*, **28**, 3268-3270.

Huntley, J.M., H. Saldner (1993) Temporal Phase-unwrapping Algorithm for Automated Interferogram Analysis, *Appl. Opt.*, **32**, 3047-3052.

Huntley, J.M., J.E. Field (1989) High Resolution Moire Photography: Application to Dynamic Stress Analysis, *Opt. Eng.*, **28**, 926-933.

Huntley, J.M., R. Cusack, H. Saldner (1993), New Phase Unwrapping Algorithms, *Fringe'93*, ed. W. Jüptner and W. Osten, Akademie Verlag, Berlin, 148-153.

Ichioka, Y., M. Inuiya (1989) Direct Phase Detecting System, *Appl. Opt.*, **28**, 3268-3270.

Iizuka, K. (1987) *Engineering Optics*, Springer-Verlag, Heidelberg, Germany.

Itoh, K. (1982) Analysis of the Phase Unwrapping Algorithm, *Appl. Opt.*, **21**, 2470.

Jähne, B. (1997) *Digital Image Processing*, 4th ed., Verlag, Berlin.

Jain, A. (1989) *Fundamentals of Digital Image Processing*, 7th ed., Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ.

Joenathan, C. (1994) Phase-measuring Interferometry: New Methods and Error Analysis, *Appl. Opt.*, **33**, 4147-4155.

Jones, R., Wykes, C. (1983) Electronic Speckle Pattern Correlation Interferometry, *Holographic and Speckle Interferometry*, Cambridge University Press, Cambridge, Great Britain, 163-197.

Judge, T.R., C. Quan, P.J. Bryanston-Cross (1992) Holographic Deformation Measurement by Fourier Transform Technique with Automatic Phase Unwrapping, *Opt. Eng.*, **31**, 533-543.

Judge, T.R., P.J. Bryanston-Cross (1994) A Review of Phase Unwrapping Techniques in Fringe Analysis, *Opt. Lasers Eng.*, **21**, 199-239.

Kaufmann, G.H. (1993) Automatic Fringe Analysis Procedures in Speckle Metrology, *Speckle Metrology*, ed. R.S. Sirohi, Marcel Dekker, New York.

Kaufmann, G.H., G.E. Galizzi (1998) Unwrapping of Electronic Speckle Pattern Interferometry Phase Maps: Evaluation of an Iterative Weighted Algorithm, *Opt. Eng.*, **37**, 622-628.

Kerr, D., F.M. Santoyo, J.R. Tyrer (1990) Extraction of Phase Data from Electronic Speckle Pattern Interferometric Fringes Using a Single-phase-step Method: a Novel Approach, *J. OSA*, **7**, 820-826.

Kerr, D., G.H. Kaufmann, G.E. Galizzi (1996) Unwrapping of Interferometric Phase-fringe Maps by Discrete Cosine Transform, *Appl. Opt.*, **35**, 810-816.

Kihara, T. (1990) Automatic Whole-Field Measurement of Photoelasticity Using Linear Polarized Incident Light, *9th ICEM Proc.*, ed. SEM, Copenhagen, Denmark, 821-827

Kreis, T. (1987) Fourier-transform Evaluation of Holographic Interference Patterns, Photomechanics and Speckle Metrology, ed. F.P. Chiang, *SPIE Proc.*, **814**, 365-371.

Kreis, T.M., W.P.O. Jüptner (1997) Principles of Digital Holography, *Fringe'97*, ed. W. Jüptner and W. Osten, Akademie Verlag, Berlin, 353-363.

Kreis, T.M., W.P.O. Jüptner, (1991) Fourier-transform Evaluation of Interference Patterns: Demodulation and Sign Ambiguity, *SPIE Proc.*, **1553**, 263-273.

Lage, A.L.S. (1987) *Técnicas Ópticas na Análise de Fenómenos Dinâmicos*, Ph.D., FEUP, Porto, Portugal.

Lai, G.-M., T. Yatagai (1991) Generalized Phase-shifting Interferometry, *J. OSA* (A), **8**, 822-827.

Larkin, K.G., B.F. Oreb (1992a) *Interferometry: Techniques and Analysis*, *SPIE Proc.*, **1755**.

Larkin, K.G., B.F. Oreb (1992b) Design and Assessment of Symmetrical Phase-shifting Algorithms, *J. OSA* (A), **9**, 1740-1748.

Leendertz, J.A. (1970) Interferometric Displacement Measurement on Scattering Surfaces Utilizing Speckle Effect , *J. Phys. E: Sci. Instruments*, **3**, 214-218.

Leendertz, J.A., J.N. Butters (1973) An Image-shearing Speckle Pattern Interferometer for Measuring Bending Moments, *J. Phys. E: Sci. Instruments*, **6**, 1107-1110.

Leith, E.N., J. Upatnieks (1963) Wavefront Reconstruction with Continuous-tone Objects, *J. OSA*, **53**, 1377-1381.

Lewis, J.P. (1985) *Electro-Optics*, John Wiley & Sons, New York.

Løkberg, O.J. (1993) Recent Developments in Video Speckle Interferometry, *Speckle Metrology*, ed. R.S. Sirohi, Marcel Dekker, New York.

Løkberg, O.J., K. Høgmoen (1976) Vibration Phase Mapping Using Electronic Speckle Interferometry, *Appl. Opt.*, **15**, 2701-2704.

Maas, A.A.M. (1991*) Phase Shifting Speckle Interferometry*, Ph.D., Delft University of Technology, The Netherlands.

Machida, K., M. Kikuchi, Y. Sawa (1994) Young's Fringes Analysis with a Computer Image-processing System, *Opt. Laser Eng.*, **21**, 151-164.

Macovsky, A., S.D. Ramsey, L.F. Schaefer (1971) Time Lapse Interferometry and Contouring Using Television Systems, *Appl. Opt.*, **10**, 2722-2727.

Macy, W. (1983) Two-dimensional Fringe-pattern Analysis, *Appl. Opt.*, **22**, 3898-3901.

Marklund, O. (1998) Noise-insensitive Two-dimensional Phase Unwrapping Method, *J. OSA* (A), **15**, 42-60.

Marroquin, J.L., M. Rivera (1995) Quadratic Regularization Functionals for Phase Unwrapping, *J. OSA* (A), **12**, 2393-2400.

Martins, T.L. (1996) *Caracterização de Ortotropia em Placas de Epóxido Carbono Utilizando Técnicas Interferométricas*, M.Sc., FEUP, Porto, Portugal.

Mawatari, S., M. Takashi, Y. Toyoda, T. Kunio (1990a) A New Method of Computer-Aided Fringe Determination of Isochromatics in Two Dimensional Photoelasticity, *9th ICEM Proc.*, ed. SEM, Copenhagen, Denmark, 2079-2087.

Mawatari, S., M. Takashi, Y. Toyoda, T. Kunio (1990b) A Single-Valued Representative Function for Determination of Principal Stress Direction in Photoelastic Analysis, *9th ICEM Proc.*, ed. SEM, Copenhagen, Denmark, 2069-2078.

Mehta, P.C., V.V. Rampal (1994) *Lasers and Holography*, World Scientific, Singapore, 282.

Melo, F.J.Q., J.A. Chousal, J.L. Leal, J.F.S. Gomes (1996) The Experimental and Numerical Stress Analysis of Cylindrical Shells Under the Influence of Local Loads, *Mechanics in Design'96*, ed. S.A. Meguid, University of Toronto, Canada, 991-999.

Melo, F.Q., J.M. Monteiro, M.A.P. Vaz, J.F.S. Gomes (1999) Assessment of the Stress Intensity Factor of a Part-through Crack in a Plate by Holographic Interferometry, *IRF 1999*, ed. S.A. Meguid and J.F.S. Gomes, Porto, Portugal, 158-159.

Mertz, L. (1983) Real-time Fringe-pattern Analysis, *Appl. Opt.*, **22**, 1535-1539.

Morgan, C.J. (1982) Least-squares Estimation in Phase-measurement Interferometry, *Opt. Lett.*, **7**, 358-370.

Morimoto, Y., Y. Seguchi, T. Higashi (1988) Application of Moire Analysis of Strain Using Fourier Transform, *Opt. Eng.*, **27**, 650-656.

Morimoto, Y., Y. Seguchi, T. Higashi (1989) Two-dimensional Moire Method and Grid Method Using Fourier Transform, *Exp. Mech.*, **29**, 399-404.

Müller, R.K., L.R. Saackel (1979) Complete Automatic Analysis of Photoelastic Fringes, *Exp. Mech.*, **19**, 245-252.

Nakadate, S. (1986) Vibration Measurement Using Phase-shifting Speckle-pattern Interferometry, *Appl. Opt.*, **25**, 4162-4167.

Onural, L., P.D. Scott (1987) Digital Decoding of In-line Holograms, *Opt. Eng.*, **26**, 1124-1132.

Owner-Petersen, M. (1991) Phase Map Unwrapping: a Comparison of Some Traditional Methods and a Presentation of a New Approach, *SPIE Proc.*, **1508**, 73-82.

Owner-Petersen, M., P.D. Jensen (1988) Computer-aided Electronic Speckle Pattern Interferometry (ESPI). Deformation analysis by fringe manipulation, *NDT International*, **21**, 422.

Paoletti, D., G.S. Spagnolo (1994), Fourier Transform for Sandwich Holograms Evaluation, *J. Opt. (Paris)*, **25**, 17-23.

Papoulis, A. (1962) *The Fourier Integral & its Applications*, McGraw-Hill, New York.

Patterson, E.A. (1988) Automated Photoelastic Analysis, *Strain*, **24**, 15-20.

Pedrini, G., B. Pfister, H. Tiziani (1993) Double Pulse-electronic Speckle Interferometry, *J. Modern Opt.*, **40**, 89-96.

Pedrini, G., Y-L Zou, H.J. Tiziani (1996) Quantitative Evaluation of Digital Shearing Interferogram Using the Spatial Carrier Method, *Pure Appl. Opt.*, **5**, 313-321.

Peters, W.H., W.F. Ranson (1982) Digital Imaging Techniques in Experimental Stress Analysis, *Opt. Eng.*, **21**, 427-432.

Pimentel, P.M. (1987) *Utilização da Interferometria de Granitado LASER (ESPI) na Determinação dos Modos e Frequências Próprias de Vibração de Placas*, M.Sc., FEUP, Porto, Portugal.

Powell, R.L., K.A. Stetson (1965) Interferometric Vibration Analysis by Wavefront Reconstruction, *J. OSA*, **55**, 1593-1598.

Pratt, W. (1978) *Digital Image Processing*, John Wiley & Sons, New York.

Press, W.H., S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery (1992) *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, New York.

Pryputniewicz, R.J. (1994) Quantitative Determination of Displacements and Strains from Holograms, *Holographic Interferometry*, ed. P.K. Rastogi, Springer-Verlag, Berlin.

Qin, Y., D. Jiabin, J. Wang (1994) Recursive Filtering Technique for Electronic Speckle Fringe Patterns, *Opt. Eng.*, **33**, 1708-1711.

Quan, C., Bryanston-Cross, T.R. Judge (1993) Photoelasticity Stress Analysis Using Carrier Fringe and FFT Techniques, *Opt. Laser Eng.*, **18**, 79-108.

Quiroga, J.A., A. Gonzales-Cano, E. Bernabeu (1995) Phase-unwrapping Algorithm Based on Adaptive Criterion, *Appl. Opt.*, **34**, 2560-2563.

Quiroga, J.A., A. González-Cano, E. Bernabeu (1995), Phase-unwrapping Algorithm Based on an Adaptive Criterion, *Appl. Opt.*, **34**, 2560-2563.

Quiroga, J.A., E. Bernabeu (1993), A New Phase Unwrapping Algorithm for the Processing of Irregular Shaped Noisy Phase Map, *Fringe'93*, ed. W. Jüptner and W. Osten, Akademie Verlag, Berlin, 142-147.

Quiroga, J.A., E. Bernabeu (1994), Phase-unwrapping Algorithm for Noisy Phase-map Processing, *Appl. Opt.*, **33**, 6725-6731.

Rastogi, P.K. (1993) Techniques of Displacement and Deformation Measurements in Speckle Metrology, *Speckle Metrology*, ed. R.S. Sirohi, Marcel Dekker, New York.

Redner, A. S. (1985) Photoelastic Measurement by Means of Computer-Assisted Spectral-Contents Analysis, *Exp. Mech.*, **25**, 148-153

Robinson, D.W. (1983) Automatic Fringe Analysis with a Computer Image-processing System, *Appl. Opt.*, **22**, 2169-2176.

Rodier, C., F. Rodier (1987) Interferogram Analysis Using Fourier Transform Techniques, *Appl. Opt.*, **26**, 1668-1673.

Rosenfeld, A., A. Kak (1976) *Digital Picture Processing*, Academic Press, New York.

Santos, F.M. (1996) *Utilização de Técnicas de Interferometria LASER para o Controlo não Destructivo de Estruturas em Materiais Compósitos*, M.Sc., FEUP, Porto, Portugal.

Santoyo, F.M., D. Kerr, J.R. Tyrer. (1988) Interferometric Fringe Analysis Using a Single Phase Step Technique, *Appl. Opt.*, **27**, 4362-4364.

Schalkoff, R. (1989) *Digital Image Processing and Computer Vision*, 2th ed., John Wiley & Sons, Singapore.

Schnars, U., W. Jüptner (1994) Direct Recording of Holograms by a CCD Target and Numerical Reconstruction, *Appl. Opt.*, **33**, 179-181.

Schörner, J., A. Ettemeyer, U. Neupert, H. Rottenkolber, C. Winter, P. Obermeier (1991) New Approaches in Interpreting Holographic Images, *Opt. Lasers Eng.*, **14**, 283-291.

Schwider, J. (1990) Advanced Evaluation Techniques in Interferometry, *Progress in Optics*, **XXVIII**, ed. E. Wolf, Elsevier, Amsterdam.

Schwider, J., R. Burow, K.E. Elssner, J.Grzanna, R. Spolaczyk, K. Merkel (1983) Digital Wave-front Measuring Interferometry: Some Systematic Error Sources, *Appl. Opt.*, **22**, 3421-3432.

Sciammarella, C.A., G. Bhat (1991) Computer Assisted Techniques to Evaluate Fringe Patterns, *SPIE Proc.*, **1553**, 252-262.

Servin, M., D. Malacara, F.J. Cuevas (1994a) Direct-phase Detection of Modulated Ronchi Rulings Using a Phase-locked Loop, *Opt. Eng.*, **33**, 1193-1199.

Servin, M., D. Malacara, R. Rodrigues-Vera (1994b) Phase-locked-loop Interferometry Applied to Aspheric Testing with a Computer-stored Compensator, *Appl. Opt.*, **33**, 2589-2595.

Servin, M., R. Rodrigues-Vera (1993) Two-dimensional Phase Locked Loop Demodulation of Interferograms, *J. Modern Opt.*, **40**, 2087-2094.

Servin, M., R. Rodrigues-Vera, D. Malacara (1995) Noisy Fringe Pattern Demodulation by an Iterative Phase Locked Loop, *Opt. Lasers Eng.*, **23**, 355-365.

Simões, J.A.O., J.A.G. Chousal, M.A.P. Vaz, A.T. Marques, A.N.V. Costa (1994) A Preliminary 3D Photoelastic Analysis of the Stress Distribution on a Proximal Femur, *Recent advances in Experimental Mechanics*, ed. Silva Gomes *et al.*, Balkema, Rotterdam, 1361-1367.

Simões, J.A.O., M.A. Vaz, J.A. Chousal, M. Taylor, S. Blatcher (1997) Speckle Interferometry to Measure the Strain Distribution Within Porous Materials, *Advanced Technology in Experimental Mechanics*, The Japan Society of Mechanical Engineers, Japan, 423-428.

Singh, H., J.S. Sirkis (1994) Direct Extraction of Phase Gradients from Fourier-transform and Phase-step Fringe Patterns, *Appl. Opt.*, **33**, 5016-5020.

Sirkis, J.S., Y. Chen, H. Singh, A.Y. Cheng (1992) Computerized Optical Fringe Pattern Analysis in Photomechanics: a Review, *Opt. Eng.*, **31**, 304-314.

Smith, H.M. (1975) *Principles of holography*, John Wiley & Sons, New York.

Spooren, R. (1991) Fringe Quality in Pulsed TV Holography, *SPIE Proc.*, **1508**, 118-127.

Spooren, R. (1992) Double-pulse Subtraction TV Holography, *Opt. Eng.*, **31**, 1000-1007.

Spooren, R. (1994) Standard Charge-coupled Device Cameras for Video Speckle Interferometry, *Opt. Eng.*, **33**, 889-896.

Sriram, P., S. Hanagud (1988) Projection-speckle Digital-correlation Method for Surface-displacement Measurement, *Exp. Mech.*, **28**, 340-345.

Stahl, H.P., (1989) Testing Large Optics: High Speed Phase-measuring Interferometry, *Photonics Spectra*, **12**, 105-112.

Stetson, K.A. (1992) Phase-step Interferometry of Irregular Shapes by Using an Edge-following Algorithm, *Appl. Opt.*, **31**, 5320-5325.

Stetson, K.A., W.R. Brohinsky (1986) *Appl. Opt.*, **25**, 2643-2644.

Stetson, K.A., W.R. Brohinsky (1988) Fringe-shifting Technique for Numerical Analysis of Time-average Holograms of Vibrating Objects, *J. OSA* (A), **5**, 1472-1476.

Takai, N., T. Asakura (1985) Vectorial Measurements of Speckle Displacement by the 2-D Electronic Correlation Method, *Appl. Opt.* **24**, 660-665.

Takeda, M., H. Ina, H. Kobayashi (1982) Fourier-transform Method of Fringe Pattern Analysis for Computer Based Topography and Interferometry, *J. OSA*, **72**, 156-160.

Takeda, M., K. Mutoh (1983) Fourier Transform Profilometry for the Automatic Measurement of 3-D Object Shapes, *Appl. Opt.*, **22**, 3977-3982.

Takeda, M., K. Nagatome, Y. Watanabe (1993) Phase Unwrapping by Neural Networks, *Fringe'93*, ed. W. Jüptner and W. Osten, Akademie Verlag, Berlin, 136-141.

Taub, H., D.L. Schilling (1971) *Principles of Communication Systems*, McGraw-Hill, New York.

Teixeira, A.H. (1995) *Utilização de Técnicas Interferométricas na Medição de Deformações (no Plano) em Estruturas Sujeitas a Solicitações Térmicas e Mecânicas*, M.Sc., FEUP, Porto, Portugal.

Towers, D.P., T.R. Judge, P.J. Bryanston-Cross (1991a) Analysis of Holographic Fringe Data Using the Dual Reference Approach, *Opt. Eng.*, **30**, 452-460.

Towers, D.P., T.R. Judge, P.J. Bryanston-Cross (1991b) Automatic Interferogram Analysis Techniques Applied to Quasi-heterodyne Holography and ESPI, *Opt. Lasers Eng.* **14**, 239-281.

Tsuji, T., H. Kusumoto, N. Noda, H. Inoue (1990) New Automatic Stress Analysis System by Using Photoelasticity and Laser, *9th ICEM Proc.*, ed. SEM, Copenhagen, Denmark, 812-820.

Tukey, J.W. (1971), *Exploratory Data Analysis*, Addison-Wesley, Reading, Mass.

Umezaki, E., T. Tamaki, S. Takahashi (1989) Automatic Stress Analysis of Photoelastic Experiment by use of Image Processing, *Exp. Tech.*, **13**, 22-27

Vaz, M.A. (1987) *Utilização das Técnicas Holográficas na Determinação da Forma e Extensão da Zona Deformada Plasticamente na Raiz de uma Fenda de Fadiga*, Provas de Aptidão Pedagógica, FEUP, Porto, Portugal.

Vaz, M.A. (1995) *Interferometria LASER e Métodos Híbridos em Mecânica Experimental*, Ph.D., FEUP, Porto, Portugal.

BIBLIOTECA F.E. PORTO

Vikhagen, E. (1989) Vibration Measurement Using Phase Shifting TV-holography and Digital Image Processing, *Opt. Communications*, **69**, 214-218.

Vikhagen, E. (1990) Nondestructive Testing by Use of TV Holography and Deformation Phase Gradient Calculation, *Appl. Opt.*, **29**, 137-144.

Vikhagen, E., O.J. Løkberg (1997) Speckle Averaging in Deformation Analysis Using Video Speckle Interferometry, *Opt. Laser Eng.*, **27**, 179-190.

Vrooman, H.A., A.M. Maas (1991) Image Processing Algorithms for the Analysis of Phase-shifted Speckle Interference Patterns, *Appl. Opt.*, **30**, 1636-1641.

Wang, Z.F., E.A. Patterson (1995) Use of Phase-stepping with Demodulation and Fuzzy Sets for Birefringence Measurement, *Opt. Lasers Eng.*, **22**, 91-104.

Williams, D.C., N.S. Nassar, J.E. Banyard, M.S. Virdee (1991) Digital Phase-step Interferometry: a Simplified Approach, *Opt. Laser Tech.*, **23**, 147-150.

Wizinovich, P.L. (1990) Phase Shifting Interferometry in the Presence of Vibration: a New Algorithm and System, *Appl. Opt.*, **29**, 3271-3279.

Womack, K.H. (1984) Interferometric Phase Measurement Using Spatial Synchronous Detection, *Opt. Eng.*, **23**, 391-395.

Yamaguchi, I. (1993) Theory and Applications of Speckle Displacement and Decorrelation, *Speckle Metrology*, ed. R.S. Sirohi, Marcel Dekker, New York.

Yaroslavskii, L.P., N.S. Merzlyakov (1980) *Methods of Digital Holography*, Consultants Bureau, New York and London.

Yoshida, S., Suprapedri, R. Widiastuti, E.T. Astuti, A. Kusnowo (1995) Phase Evaluation for Electronic Speckle-pattern Interferometry Deformation Analysis, *Opt. Lett.*, **20**, 755-757.

